

Научный совет по оптике и лазерной физике Российской академии наук  
Научный совет по люминесценции Российской академии наук  
Российский фонд фундаментальных исследований  
Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН  
Иркутский государственный университет  
Институт геохимии СО РАН  
Совет молодых ученых ИНЦ СО РАН  
ЗАО «ИСТЛЭНД»

**XI Международная школа-семинар по**  
**ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ**

27 - 31 октября 2008 г.,

Иркутск, Россия

**Тезисы лекций и докладов**

Иркутск – 2008 г.

### **Руководитель школы-семинара:**

академик Багаев Сергей Николаевич, председатель научного совета РАН  
по оптике и лазерной физике

### **Программный комитет:**

Витухновский Александр Григорьевич,  
Мартынович Евгений Федорович,  
Непомнящих Александр Иосифович

### **Консультативный научный совет:**

Ю.В.Аграфонов, Э.Д.Алукер, В.Г.Архипкин, В.И.Барышников, Т.Т.Басиев,  
А.Н. Бельский, А.Г.Витухновский, Чунхинг Гао, В.И.Денисов, П. Зьбов, А.И.Илларионов,  
А.А.Каминский, Б.И.Кидяров, В.М.Клементьев, С.М.Кобцев, А.Я.Корец, В.С.Кортов,  
А.В.Кружалов, Т.А.Кукетаев, В.М.Лисицын, М.А.Казарян, Карел Крал, А.Ч.Лущик,  
Г.Г.Матвиенко, В.В.Михайлин, Н.Г.Никулин, В.А.Орлов, В.А.Орлович, Е.В.Пестряков,  
Гийом Петит, В.А.Петухов, В.С.Пивцов, П.В.Покасов, Ю.М.Попов, Е.А.Раджабов,  
Г.В.Руденко, Клаус Сенгсток, А.Г.Сизых, А.Н.Солдатов, В.Ф.Тарасенко, Ю.П.Тимофеев,  
Е.А.Титов, А.Н.Трухин, Чаоянг Ту, Ганс-Иоахим Фиттинг, Йок Чен, А.С.Чиркин,  
Т.С.Шамирзаев, Б.В.Шульгин.

### **Организационный комитет:**

Е.Ф.Мартынович – председатель, А.А.Старченко - ученый секретарь, А.В.Кузнецов -  
ученый секретарь, Н.А.Бронникова, Л.И.Брюквина, А.А.Григорова, В.П.Дресвянский,  
А.В.Егранов, С.А.Зилов, Н.А.Иванов, Н.Т.Максимова, С.Н.Малов, Е.В.Мальчукова,  
А.С.Мясникова, Э.Э.Пензина, А.П.Перевалов, Б.И.Рогалев, А.В.Сивак, Л.М.Соболев,  
Б.Г.Сухов, В.В.Тирский, В.В.Чумак, Н.И.Хулугурова, А.А.Шалаев, С.В.Шерстобитов,  
Л.И.Щепина.



## ДЛИТЕЛЬНАЯ КИНЕТИКА ВОЗГОРАНИЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ InAs/AlAs КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Д. С. Абрамкин, Т. С. Шамирзаев

*Институт физики полупроводников СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, Лаврентьева 13, [dalamber.07@mail.ru](mailto:dalamber.07@mail.ru)*

Изучение энергетической релаксации носителей заряда в структурах, содержащих InAs/AlAs квантовые точки (КТ), важно с точки зрения решения как фундаментальных проблем физики низкоразмерных систем, так и прикладных задач [1]. Измерения время-разрешённой фотолюминесценции (ФЛ) структуры содержащей InAs/AlAs КТ в режиме внутри точечного возбуждения демонстрируют (рис.1) длительное возгорание и затухание ФЛ. Длительное возгорание ФЛ КТ может быть связано либо с аппаратным эффектом изменения интенсивности лазера за время импульса, либо с физическими процессами в КТ. Целью данной работы было выяснение природы длительного возгорания ФЛ в таких структурах.

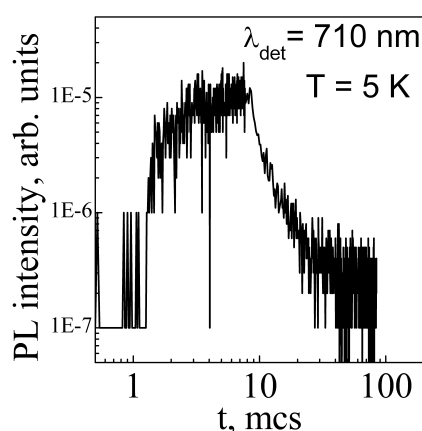


Рис. 1. Кинетика ФЛ InAs/AlAs КТ при 5 К

В режиме внутри точечного возбуждения выделенной длине волны возбуждения соответствует ансамбль возбуждаемых КТ. Интенсивность ФЛ ансамбля КТ пропорциональна интенсивности возбуждения. Нагрев лазера в течение импульса возбуждения приводит к низкоэнергетическому сдвигу полосы его излучения а, следовательно, и к изменению интенсивности возбуждения ансамбля КТ. Измерения кинетики излучения лазера показали, что все изменения происходят быстрее, чем возгорание ФЛ КТ, следовательно, возгорание ФЛ КТ не обусловлено нагревом лазера.

Анализ время-разрешённых спектров ФЛ КТ показал, что время возгорания ФЛ КТ пропорционально времени затухания ФЛ КТ. Построена трёхуровневая модель InAs/AlAs КТ, в рамках которой электрон

возбуждается на состояние, принадлежащее  $\Gamma$  долине КТ, затем быстро ( $\approx 10^{-11}$  с) попадает на основное  $X_{xy}$  состояние и рекомбинирует излучательно [2]. Расчёты, проведённые в рамках этой модели, показали, что при постоянном уровне возбуждения ФЛ КТ возгорается с характерным временем, порядка времени жизни носителя заряда на основном состоянии КТ.

*Работа поддержана РФФИ проект № 07-02-00134.*

#### *Литература*

1. D. Bimberg, M. Grundmann, and N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley, New York, 1999).
2. T. S. Shamirzaev, A. V. Nenashev, A. K. Gutakovskii *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 085323 (2008).

## **МЕХАНИЗМЫ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ GaN/AlN**

И.А. Александров, К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров

*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, г. Новосибирск,  
Лаврентьева 13, [aleks.ivan@gmail.com](mailto:aleks.ivan@gmail.com)*

Низкоразмерные структуры на основе нитридов металлов третьей группы (AlN, GaN, InN) представляют большой интерес благодаря возможности их практического применения. В частности структуры с GaN квантовыми точками (КТ) пригодны в качестве активных областей светодиодов и лазерных диодов ультрафиолетового и видимого диапазона и инфракрасных фотоприёмников. Ограничение носителей заряда в квантовых точках, затрудняющее их миграцию к каналам безызлучательной рекомбинации, позволяет повысить эффективность и температурную стабильность светоизлучающих приборов.

Для изучения механизмов безызлучательной рекомбинации в КТ GaN/AlN в данной работе было проведено исследование стационарной фотолюминесценции (ФЛ) структур с различным средним размером КТ в температурном диапазоне от 5 до 300 К. Структуры с GaN квантовыми точками в матрице AlN были выращены на поверхности (0001) сапфира методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследовались образцы со средней высотой КТ от 2 до 5 нм. Возбуждение фотолюминесценции проводилось непрерывными HeCd (энергия кванта 3,81 эВ) и YLF:Nd (энергия кванта 4,66 эВ) лазерами.

В спектрах ФЛ всех образцов наблюдается полоса с положением максимума от 2,5 до 4 эВ. При увеличении температуры интенсивность ФЛ исследованных образцов уменьшается. Зависимости интегральной интенсивности ФЛ КТ от температуры аппроксимировались выражением

$$I(T) = \frac{I(0)}{1 + C \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)}$$

где  $E_a$ —энергия активации тушения ФЛ, постоянная  $C$  характеризует отношение вероятностей безызлучательного и излучательного переходов при высоких температурах. Энергия активации тушения ФЛ GaN/AlN КТ для образцов с различным средним размером КТ составляет 27-110 мэВ и уменьшается с увеличением размеров КТ. Параметр  $C$  варьируется в широких пределах ( $10^1$  -  $10^6$ ) и возрастает с энергией максимума ФЛ.

Для объяснения полученных результатов в данной работе рассмотрены следующие механизмы безызлучательной рекомбинации в КТ: оже-рекомбинация, безызлучательная рекомбинация через глубокие центры, локализованные внутри или вне КТ. Анализ показал, что экспериментальные результаты объясняются в рамках следующей модели: носители заряда туннелируют с уровней квантования КТ на уровни центров безызлучательной рекомбинации, находящихся вблизи КТ, в качестве которых могут выступать дислокации в матрице AlN. При этом термическое тушение ФЛ вызвано увеличением заселенности возбужденных состояний КТ с ростом температуры, вероятность туннелирования с которых больше, чем с основных состояний. Энергии активации соответствует разность между энергиями возбужденного и основного состояний дырки. В рамках этой модели была объяснена сильная зависимость параметра  $C$  от размера КТ

*Работа выполнена при поддержке программы Российской академии наук «Квантовые наноструктуры» и гранта Королевской академии наук Швеции.*

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ ТУЛЛИЯ В ХАНТИТАХ

А.С. Александровский, А.М. Вьюнышев, И.А. Гудим, А.Э. Соколов,  
А.С. Крылов

*Институт физики СО РАН, 660036,*

*г. Красноярск, Академгородок,*

*[andre.v@mail.ru](mailto:andre.v@mail.ru)*

*Сибирский Федеральный университет, 660036,*

*г. Красноярск, Свободный 79*

Хантиты, имеющие характерную кристаллическую структуру с пространственной группой симметрии 32, интенсивно исследуются в качестве матриц для активных сред лазеров на ионах неодима и иттербия. Для них характерно сравнительно низкое концентрационное тушение люминесценции этих ионов на переходах в ИК области спектра. В данной работе авторы исследуют люминесценцию новых кристаллов со структурой хантита, а именно, туллий-алюминиевого бората (ТмАВ), а также иттрий-алюминиевого и лютеций-алюминиевого боратов, активированных туллием. При возбуждении ТмАВ излучением с длиной волны 476.5 нм, попадающим в резонанс с одной из компонент полосы поглощения перехода  ${}^3\text{H}_6 - {}^1\text{G}_4$ , наблюдается люминесценция на длине волны 480 нм соседней компоненты этого же перехода, а также люминесценция на 650 нм, соответствующая переходу  ${}^1\text{G}_4 - {}^3\text{H}_4$ . При возбуждении излучением на длине волны 355 нм, попадающим в крыло линии поглощения на переходе  ${}^3\text{H}_6 - {}^1\text{D}_2$ , наблюдается также люминесценция на 450 нм ( ${}^1\text{D}_2 - {}^3\text{H}_4$ ) и 515 нм ( ${}^1\text{D}_2 - {}^3\text{H}_5$ ). При возбуждении на 290 нм наблюдается люминесценция на 350 нм, предположительно связанная с переходом  ${}^1\text{I}_6 - {}^3\text{H}_4$ , а также группа линий в области 450 нм. Спектр возбуждения последней состоит из линий, соответствующих переходу  ${}^3\text{H}_6 - {}^1\text{D}_2$ , однако относительный вклад компонент расщепления этого перехода отличается от такового для спектра поглощения, а также он включает полосу в районе 290 нм. Эта полоса соответствует положению края интенсивного поглощения матрицы, который предположительно связан с примесью висмута из использовавшегося при росте кристалла расплава. Таким образом, возбуждение люминесценции на 450 нм может осуществляться через поглощение ионами висмута с последующим переносом возбуждения на близкорасположенный уровень  ${}^1\text{I}_6$  иона туллия, но неэффективно через фундаментальное поглощение матрицей. При этом люминесценция на переходе  ${}^1\text{D}_2 - {}^3\text{H}_6$  более чем на порядок слабее, чем на  ${}^1\text{D}_2 - {}^3\text{H}_4$  и  ${}^1\text{I}_6 - {}^3\text{H}_4$ , что в общих чертах соответствует результатам теоретических расчетов, выполненных на основе анализа спектров поглощения методом Джадда-Офельта.

*Работа выполняется при поддержке гранта РФФИ 05-02-00704.*

## НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РАНДОМИЗИРОВАННЫХ СТРУКТУРАХ ТЕТРАБОРАТА СТРОНЦИЯ

А.С. Александровский, А.М. Вьюнышев, И.Е. Шахура, А.И. Зайцев,  
А.В. Замков

*Институт физики СО РАН,  
660036, г. Красноярск, Академгородок; [andre.v@mail.ru](mailto:andre.v@mail.ru)  
Сибирский Федеральный университет,  
660036, г. Красноярск, Свободный 79*

В настоящем докладе приводятся результаты экспериментальных исследований генерации второй гармоники с помощью нерегулярных доменных структур формирующихся в кристаллах тетрабората стронция (SBO) [1] в двух схемах, использующих различные ориентации доменной структуры SBO по отношению к падающему излучению. Полученные результаты открывают новые возможности эффективной генерации излучения в более коротковолновую область спектра, поскольку SBO имеет область прозрачности ограниченную 125 нм [2], в сочетании с относительно высокими значениями нелинейной восприимчивости [1,3].

В первой схеме для получения второй гармоники используется случайный квазисинхронизм при распространении излучения второй гармоники Nd:YAG лазера через нерегулярную доменную структуру кристалла SBO в направлении кристаллографической оси  $a$ . Измерена угловая зависимость сигнала на удвоенной частоте при повороте кристалла вокруг оси, совпадающей с направлением поляризации накачки. Данная зависимость хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов в диапазоне углов поворота от 0 до 15 градусов. Определен коэффициент увеличения эффективности генерации второй гармоники, обусловленный эффектом случайного квазисинхронизма, по отношению к эффективности генерации в монокристаллическом образце. Эта величина для данного процесса составляет 500 раз и хорошо согласуется с результатами теоретических предсказаний. Максимальная величина этого коэффициента ожидается в ближнем УФ диапазоне.

Во второй схеме генерации второй гармоники использовалось явление нелинейной дифракции при распространении излучения накачки в направлении оси  $b$ , лежащей в плоскости доменных стенок. В качестве источника накачки использовался перестраиваемый Ti:sapphire лазер TSUNAMI. Мы изучили планарную геометрию излучения и проанализировали эффективность процесса генерации второй гармоники и её спектральные свойства. Анализ спектральной зависимости мощности



второй гармонике показывает, что мощность зависит как от формы перестроечной кривой лазера накачки, так и от свойств доменной структуры, но в первую очередь определяется мощностью накачки, и таким образом доменная структура в данном кристалле позволяет осуществлять эффективную генерацию в области перестройки Ti:sapphire лазера. Максимальная мощность второй гармонике в режиме нелинейной дифракции составляет 5.6 мВт при мощности накачки 0.98 Вт на длине волны 800 нм. Коэффициент преобразования составляет 0.57%, что превышает достигнутый в работе [4] для кристалла SBN, нелинейная восприимчивость которого более чем в 4 раза выше, чем у SBO. Полученный результат свидетельствует о том, что доменная структура в исследуемом образце более благоприятна для нелинейного преобразования, чем в образце указанном работе [4].

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 02-07-00497, грантов Президента РФ в поддержку ведущих научных школ НШ-1011.2008.2, НШ-3818.2008.3, гранта РНП.2.1.1.1814 и Междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН №33.*

#### *Литература*

1. A. S Aleksandrovsky et al., *J. Opt. A.*, 9, 334–338 (2007).
2. Yu. S. Oseledchik et al., *Optical Material*, 4, 669-674, (1995).
3. V. Petrov et al., *Optics Letters*, 29, 373, (2004).
4. R. Fisher et al., *App. Phys. Lett.*, 89, 191105, (2006).

## **ПРОВОДИМОСТЬ ТЭНА ПРИ ВЗРЫВНОМ РАЗЛОЖЕНИИ, ИНИЦИИРОВАННОМ ЛАЗЕРОМ**

Э.Д. Алукер, А.Г. Кречетов, А.Ю. Митрофанов, Д.Р. Нурмухаметов\*,  
А.В. Тупицын

*Кемеровский государственный университет, 650043,*

*Кемерово, ул. Красная, 6, kag@kemsu.ru.*

*\*Кемеровский филиал ИХТТМ СО РАН, 650099,*

*Кемерово, Советский 18,*

В данной работе представлены результаты исследования взрывной проводимости тэна при лазерном импульсном инициировании с использованием методического подхода, изложенного в [1].

Объектом исследований служил тетранитрат пентаэритрита (ТЭН) при повышенных температурах. Инициирование открытой поверхности образца

осуществлялась импульсным лазером (1060, 10 нс, 1 – 5 Дж). На двухканальном цифровом осциллографе TDS3032b измерялся сигнал тока проводимости в образце и в продуктах взрыва в тестовом промежутке, расположенном на переменном расстоянии (1 – 4 мм) от образца. Методика измерений описана в [2].

Кинетика сигнала тока проводимости в канале образца в случае взрыва имеет сложный характер. В ряде опытов зарегистрированы три максимума. Первый максимум возникает в момент инициирования, далее еще два максимума, разделенные по времени на  $\sim 0,5$  мкс. Амплитуда сигнала в последних максимумах примерно на порядок меньше, чем для азида серебра при схожих условиях эксперимента.

Путем измерения зависимости времени появления токового сигнала проводимости продуктов взрыва в тестовом канале от расстояния до образца оценено время начала разлета продуктов взрыва:  $< 200$  нс.

Полученные результаты в совокупности могут быть интерпретированы следующим образом. Первый максимум сигнала тока проводимости в канале образца можно связать с фотопроводимостью, вызванной прямым действием лазерного излучения. Второй максимум вероятнее всего определяется лазерной абляцией образца, а третий – реакцией взрывного разложения тэна.

### *Литература*

1. Focus on Combustion Research, Ed. S.Z. Jiang, New York, Nova Science Publishers Inc., 2006. p. 373.

2. Э.Д. Алукер, А.Г. Кречетов, А.Ю. Митрофанов, А.С. Пашпекин. Разлет продуктов взрыва азида серебра. Химическая физика, 2007, Т.26, №11, С.44-46

## **ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ТЭНА**

Э.Д. Алукер, А.Г. Кречетов, А.В. Тупицын, Д.Р. Нурмухаметов\*

*Кемеровский государственный университет, 650043, Кемерово,  
Красная, 6, kag@kemsu.ru.*

*\*Кемеровский филиал ИХТТМ СО РАН, 650099, Кемерово, Советский 18,*

Все известные исследования лазерного инициирования бризантных взрывчатых веществ проводятся при помещении образца в оболочку, выполняющую некую «поддерживающую» функцию. Однако, если

начальные стадии взрывного разложения включают в себя термоактивированные процессы, то повышение исходной температуры образца может существенно изменить ситуацию. Проверка этой возможности и явилась задачей данной работы.

Исходным материалом для исследований служил порошкообразный тетранитрат пентаэритрита (ТЭН) с дисперсностью  $\sim 10$  мкм. Навеска порошка массой 5 мг помещалась в лунку медного нагревателя, нагревалась до 450 К (температура плавления ТЭНа – 414 К), после чего нагреватель выключался и охлаждался до температуры, при которой производилось инициирование.

Инициирование открытой поверхности образца осуществлялась импульсным лазером на фосфатном стекле, активированном неодимом (1060 и 530 нм, 10 нс, 1 – 5 Дж). Лазерный пучок формировался с помощью линзы в пятно, диаметр которого варьировался в пределах 2–8 мм. Измерялась зависимость вероятности взрыва от плотности энергии инициирующего импульса при различных температурах образца.

Установлено, что повышение температуры образца в диапазоне 393 – 450 К приводит к изменению порога инициирования лазерным излучением с длиной волны 1060 нм с плотностью энергии от 3 Дж/см<sup>2</sup> до 0,5 Дж/см<sup>2</sup>, причем во всем этом температурном диапазоне реализуется инициирование взрыва образца с открытой поверхностью. При инициировании образца лазерным излучением с длиной волны 530 нм даже при температуре 450 К и плотности энергии инициирования 8 Дж/см<sup>2</sup> взрыва не наблюдается.

Путем экстраполяции экспериментальных результатов определена энергия активации термостимулированной стадии. Ее величина составляет  $0,35 \pm 0,05$  эВ, что существенно ниже энергии активации чисто теплового инициирования (1,3 – 1,6 эВ). Этот результат свидетельствует о двустадийности процесса лазерного инициирования ТЭНа, т.е. о наличии фото- и термостимулированных стадий.

## **ОДНОМЕРНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ С РЕЗОНАНСНЫМ НЕПОГЛОЩАЮЩИМ ДЕФЕКТОМ**

В.Г.Архипкин

*Институт физики СО РАН, Красноярск, Россия  
Сибирский федеральный университет, Красноярск  
[avg@iph.krasn.ru](mailto:avg@iph.krasn.ru)*

Исследование свойств фотонных кристаллов (ФК) и разработка устройств на их основе в настоящее время представляет активно

развиваемое направление в оптике [1,2]. В ФК сочетается уникальная комбинация дисперсионных свойств и локализации излучения, что позволяет эффективно управлять потоками света. Новые возможности появляются в ФК, в которых их собственные спектральные и дисперсионные свойства сочетаются со свойствами помещенных в них атомов [3-5] или квантовых ям [6, 7]. Такие структуры обладают необычными линейными и нелинейными оптическими свойствами и представляют интерес не только с физической точки зрения, но и потенциально могут быть использованы для создания оптических устройств, например, микротранзисторов и переключателей, оптической памяти, миниатюрных низкопороговых лазеров и др.

Уникальными свойствами обладают среды в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) (см., например, обзор [7]). При ЭИП резонансно поглощающаяся среда для пробного поля становится прозрачной и высокодисперсной в присутствии дополнительного сильного лазерного излучения - управляющего поля, взаимодействующего со смежным переходом. Комбинация ЭИП со свойствами ФК структур открывает новые подходы для управления оптическими характеристиками ФК [9-11]. Практически во всех работах считается, что пространственный масштаб ЭИП среды много меньше длины волны, поэтому пространственная структура поля внутри ФК не учитывается. Так как ЭИП зависит от интенсивности управляющего поля в данной точке, то в общем случае, когда толщина ЭИП среды сравнима с длиной волны, необходимо учитывать, что моды ФК являются пространственно неоднородными.

В данной работе обсуждаются особенности спектра пропускания одномерного ФК с дефектом, содержащим ЭИП среду. Изучено влияние ЭИП на спектр дефектных мод ФК с учетом пространственной неоднородности пробного и управляющего полей внутри дефектного слоя, который расположен в центре ФК. Рассмотрены два случая: а) частоты пробного и управляющего излучений близки, поэтому дефектные моды, которые они возбуждают, хорошо перекрываются в пространстве; б) частоты взаимодействующих полей достаточно разнесены, так что возбуждаемые ими дефектные моды по-разному распределены в пространстве, а их максимумы не совпадают.

Проведенный анализ показал, что ЭИП может приводить к значительному сужению (на несколько порядков) спектральной ширины дефектной моды ФК для пробного излучения. При этом интенсивность управляющего излучения на входе ФК может быть сравнима и даже меньше, чем в случае обычной ячейки в свободном пространстве. Положением максимума пропускания можно управлять, изменяя частоту управляющего поля. Форма спектра пропускания зависит от пространственного распределения пробного и управляющего полей в ФК. Показано, что все особенности коэффициента пропускания для пробного поля определяются эффективным показателем

преломления  $n_{eff} = 1 + \chi_{eff}$ , где  $\chi_{eff} = 0.5 \int_0^d U_1(z) \chi(z) dz$ ,  $U_1(z)$  – нормированная мода резонатора, возбуждаемая пробным полем;  $\chi(z)$  – ЭИП-восприимчивость для пробного поля, зависящая от интенсивности управляющего поля [6];  $d$  – толщина дефектного слоя.

Эффект локализации поля позволяет наблюдать ЭИП в средах с малыми силами осцилляторов, когда требуется большая интенсивность управляющего поля. Узкий резонанс в пропускании можно использовать для замедления групповой скорости пробного импульса.

*Работа поддержана грантами: НШ-3818.2008.3; РНП.2.1.1.1814, интеграционного проекта №33 СО РАН.*

#### *Литература*

1. *Photonic Crystals* (edited by Busch, S.Lölkes, R.B.Wehrspohn, H.Foll) WILEY-VCH Verlag GmbH & Co KGaA, 2004, 353 p.
2. В.Ф. Шабанов, С.Я. Ветров, А.В. Шабанов. *Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты неоднородности.* Новосибирск: изд-во СО РАН, 2005, 240 с.
3. M. Artoni, G. La Rossa, F. Bassani. *Phys.Rev. A.* **72**, 046604-1 (2005).
4. S. John, V. Florescu, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **3**, S101 (2001).
5. V.G.Arkipkin, S.A.Myslivets, I.V.Timofeev, A.V.Shabanov, S.Ya.Vetrov, V.P.Timofeev, *Proceeding of International Conference of Laser and Fiber-Optical Networks Modeling*, June 29 – July 1, 2006 Kharkov, Ukraine, с. 313.
6. E.L.Ivchenko, M.A.Kaliteevski, et.al. *JOSA B*, **3**, 1061 (1996).
7. G. Khitrova, H.M. Gibbs, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1591 (1999).
8. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
9. J.D. Soljagic, J.D. Joannopoulos, *Nature Mater.* **3**, 211 (2004).
10. J.D. Soljagic, E.Lidorikis, L.V.Hau, et.al., *Phys .Rev.*, E **71**, 026602 (2005).  
M.Soljagic, E.Lidorikis, J.D.Joannopoulos at.al, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 171101 (2005).

**ФИЗИКА И ТЕХНИКА ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ ДИАГНОСТИКИ**

В.И. Барышников

*Иркутский государственный университет путей сообщения,  
664074, Иркутск, Чернышевского, 15  
Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,  
664033, Иркутск, Лермонтова, 130а  
НИИ прикладной физики Иркутского госуниверситета,  
664003, Иркутск, Бульвар Гагарина, 20, E-mail:vib@api.isu.ru*

Кардинальное увеличение плотности мощности источников излучения, обеспечивает высокий темп возбуждения вещества, при котором на временном интервале 0,1-10 нс происходит передача интенсивного ударного воздействия и лавинно наводится высокая концентрация горячих электронов и дырок  $-10^{19}$ - $10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Исследования взаимодействия такого мощного излучения с веществом направлены: на углубление фундаментальных основ высоко-энергетической физики твердого тела и на разработку новых систем эффективной диагностики широкого спектра материалов.

Для этой цели разработаны гибридные схемы высоковольтных генераторов и новые элементы конструкций сильноточных малогабаритных ускорителей электронов, позволивших достичь рекордно высокую плотность тока и режим однородного самопинчевания пучка. При этом на основе исследований окрашенных слоев в ЩГК и фундаментальной коротковолновой границы тормозного излучения обнаружен эффект сверх ускорения электронного пучка и предложена малогабаритная конструкция наносекундного широкополосного рентгеновского аппарата. Разработан генератор, достигнут и изучен мощный субнаносекундный объемный “черный” разряд на воздухе с сопутствующим интенсивным акустическим импульсом. На базе высоковольтных генераторов объемного разряда созданы мощные наносекундные Хе-Аг источники ВУФ-ИК излучения.

В области высокоэнергетической электроники твердого тела изучены фундаментальные особенности в кинетике ударного электронного и плазменного возбуждения вещества и разработаны методы и аппаратура неконтактной акусто-оптической диагностики. На базе исследований электроники горячих носителей заряда созданы чувствительные импульсные катодлюминесцентные методы анализа материалов. Разработаны новые уникальные методы и аппаратура наносекундной микродозовой рентгеновской диагностики. Предложены новые подходы исследования люминесцентных и лазерных сред с применением интенсивных некогерентных оптических вспышек.

## СОЗДАНИЕ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В МИКРОННЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЯХ ФТОРИДА ЛИТИЯ СИЛЬНОТОЧНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

В.И.Барышников, А.П.Войтович, Е.Ф.Мартынович

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,  
664033, Иркутск, Лермонтова, 130а, E-mail: vib@api.isu.ru  
Институт физики НАН Беларуси,  
Белоруссия, 220072, г. Минск, пр. Независимости, 68*

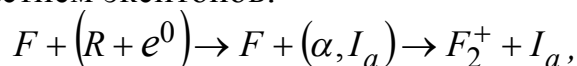
Собственные дефекты –  $F_2$  центры окраски (ЦО) являются рабочими центрами перестраиваемых лазеров на основе активных LiF сред с толщиной рабочего слоя от 10 до 300 мкм [1-2]. Существующие методы окрашивания кристаллов с использованием сильноточных электронных пучков позволяют создавать предельно высокие концентрации  $F$  и  $F_2$  ЦО (до  $10^{21}$  см<sup>-3</sup>) [2]. Все это позволяет ожидать в таких кристаллах высокую интенсивность рентгенолюминесценции (РЛ) и катодолюминесценции (КЛ) ЦО под действием мощного импульсного возбуждения. В работе [3] отмечена высокая вероятность наносекундного взаимодействия горячих электронов и дырок с  $F_2$  центрами в LiF. Этот результат нельзя считать достаточно убедительным, поскольку в ходе интенсивного электронного воздействия проведено измерение кинетики деградации  $M$ -полосы без учета сильного перекрытия полос поглощения  $F_2$  и  $F_3^+$  ЦО. В этом случае неизбежный из-за кулоновского взаимодействия параллельный процесс захвата наведенных зонных электронов  $F_3^+$ -центрами нивелирует результат взаимодействия горячих электронов и дырок с  $F_2$  ЦО. Эта особенность не позволяет достоверно оценить величину сечения взаимодействия горячих носителей заряда ( $\sigma_{F_2}$ ) с  $F_2$  центрами. Таким образом, вопрос об эффективности взаимодействия горячих носителей заряда с  $F$  и  $F_2$  центрами кристаллов LiF остается открытым.

Эффективность радиационного возбуждения  $F_2$  ЦО исследовалась на предварительно окрашенных кристаллах LiF. Для создания  $F_2$  ЦО использовался оптимизированный по энергии электронов, плотности тока и времени облучения режим окрашивания. Его основу составляет облучение в наклонной геометрии кристаллов LiF плотными электронными пучками (60 кэВ, 1.0-2.0 кА/см<sup>2</sup>, 0,5 нс) с интервалом между импульсами 120-180 с, превышающем время жизни анионных вакансий (10-60 с), общий цикл облучения (20-30 мин.) меньше времени жизни  $F_2^+$  ЦО (6 ч). Такой режим динамического окрашивания позволяет достичь в слое толщиной 10 мкм

высокий коэффициент оптического поглощения  $F_2$  ЦО при низкой эффективности образования других  $F$ -агрегатных центров.

В ходе сильноточного электронного удара при синхронном воздействии отфильтрованного излучения импульсной ксеноновой лампы в  $M$ -полосу LiF обнаружено незначительное изменение интенсивности фотолюминесценции (ФЛ)  $F_2$  центров ( $\Delta I_{F_2} < 0,1\%$ ). При этом наблюдается высокая эффективность наносекундного нарастания полосы поглощения  $F_3$  ЦО и синхронное падение амплитуды ФЛ  $F_3^+$ -центров. Эти результаты указывают на то, что наносекундная деградация  $M$ -полосы (поглощение  $F_2$  и  $F_3^+$  центров) обусловлена перезарядкой – ( $F_3^+ + e \rightarrow F_3$ ). Таким образом в LiF горячие носители заряда ( $e$  и  $h$ ) обладают низким по величине сечением взаимодействия с  $F_2$  центрами ( $\sigma_{F_2}$ ). Из сравнения выхода КЛ  $F_2$  ЦО,  $\Delta I_{F_2}$  и концентрации  $F_2$  центров следует, что в LiF  $\sigma_{F_2}$  соответствует величине сечения взаимодействия горячих электронов и дырок с регулярными узлами решетки ( $\sigma$ ). Но тогда необходимо объяснить наносекундный компонент в создании  $F_2^+$  ЦО.

При электронном облучении LiF величина наносекундного нарастания  $F_2^+$  ЦО линейно зависит от исходной концентрации  $F$ -центров и температурные зависимости эффективности образования  $F$  и  $F_2^+$  ЦО соответствуют единой закономерности. Формирование  $F$  ЦО протекает по экситонному механизму. Отсюда при подавляющей концентрации  $F$  центров следует, что за наносекундную составляющую в образовании  $F_2^+$  ЦО в LiF отвечает процесс с участием экситонов:



в котором, передача энергии свободных экситонов происходит ближайшим к  $F$  центрам регулярным узлам кристаллической решетки.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 08-02-90059.*

### *Литература*

1. Мартынович Е.Ф., Барышников В.И., Григоров В.А. Лазерные среды на кристаллах LiF с предельно высокими концентрациями  $F_2$  центров. // Письма в ЖТФ. 1985. Т.11. В.14. С.875-878.
2. Барышников В.И., Дорохов С.В., Колесникова Т.А. Механизмы ионизации  $F_2$  центров в лазерных средах на основе кристаллов LiF. // Оптика и спектроскопия, 2000, Т.89, N1, С.62-67.
3. Адуев Б.П., Вайсбурд Д.И. Создание и разрушение  $F^{2+}$  центров в кристаллах LiF при импульсном облучении плотными пучками электронов. // ФТТ. 1981. Т.23. В.6. С.1869-1871.



## СПЕКТРАЛЬНОЕ УШИРЕНИЕ R-ЛИНИЙ САПФИРА ПРИ СИЛЬНОТОЧНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В.И. Барышников, Е.В. Воропаев, А.В. Болондзь, Т.А. Колесникова

*Иркутский государственный университет путей сообщения,  
664074, Иркутск, Чернышевского, 15*

*НИИ прикладной физики Иркутского госуниверситета,  
664003, Иркутск, Бульвар Гагарина, 20, E-mail: vib@api.isu.ru*

Сильноточные наносекундные электронные пучки эффективно возбуждают в кристаллах излучение примесей. В [1] продемонстрирован катодолуминесцентный (КЛ) спектрально кинетический метод анализа состава собственных дефектов и примесных ионов в диэлектрических материалах. При исследовании особенностей возбуждения ионов переходной и редкоземельной группы в кристаллах обнаружено уширение линий КЛ в ходе мощного наносекундного электронного удара.

Исследованы кристаллы сапфира ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), легированные ионами  $\text{Cr}^{3+}$ , которые возбуждались оптически и наносекундными электронными пучками (30-200 кэВ; 0,5-5,0 кА/см<sup>2</sup>; 0,5 нс). Для регистрации фотолуминесценции (ФЛ) использован уникальный автоматизированный спектрометр с разрешением 0,01 нм. Спектральные параметры КЛ  $\text{Cr}^{3+}$  измерены с сопоставимым разрешением. В КЛ исследованиях фиксировались спектры временных компонентов с  $\tau = 3$  мс при 78 и 300 К.

Обнаружено значительное уширение структуры R линий на 692,9 нм и 694,3 нм при облучении  $\text{Cr}:\text{Al}_2\text{O}_3$  электронами с энергией 200 кэВ. Этот эффект начинает проявляться при энергии электронов в пучке более 40 кэВ. Отсюда уширение R линий при электронном воздействии связано с ударным смещением ионов из регулярных позиций решетки  $\text{Cr}:\text{Al}_2\text{O}_3$ . При  $W_e=150$  кэВ вклад в уширение R-линий КЛ дает слой  $\sim 5$  мкм. Следовательно, в слое 5 мкм формируется интенсивная гиперзвуковая волна, которая за время  $< 3$  мс проходит весь излучающий объем толщиной 100 мкм при электронной бомбардировке кристалла  $\text{Cr}:\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Установлено, что фронт ( $\sim 1,5$  нс) гиперзвуковой волны в  $\text{Cr}:\text{Al}_2\text{O}_3$  превышает время нарастания ( $\sim 100$  пс) импульса электронного пучка.

Таким образом, в кристаллах  $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  при облучении сильноточными электронными пучками наблюдается уширение R-линий люминесценции вследствие ударного возбуждения и прохождения интенсивной гиперзвуковой волны.

### *Литература*

1. Барышников В.И., Мартынович Е.Ф. //Известия вузов МВ и ССО СССР, Физика. 1987. № 7. С.105-107.

## ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩИЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНО-АБСОРБЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

В.И. Барышников, Е.В. Воропаев, А.В. Болондзь, И.В. Шипаев

*Иркутский государственный университет путей сообщения,  
664074, Иркутск, Чернышевского, 15; E-mail: vib@api.isu.ru*

Для регистрации спектров фотолюминесценции и оптического поглощения, независимо от внешней маскирующей (паразитной) освещенности, создан уникальный с высокой чувствительностью и разрешением люминесцентно-абсорбционный автоматизированный спектрометрический комплекс.

Основой спектроскопического комплекса является малогабаритная в единой конструкции аналого-цифровая информационная мультипроцессорная система, состоящая из следующих блоков и модулей. Мощный малогабаритный модуль управления шаговыми двигателями монохроматоров контролируется микропроцессором. Управляемый микропроцессором блок синхронного детектирования формирует зондирующий или возбуждающий оптический сигнал, частота которого регулируется в диапазоне от 50 Гц до 200 кГц. Зондирующий оптический или люминесцентный сигнал регистрируется с помощью широкополосных *p-i-n* фотодиодов и ФЭУ. Миниатюрный высоковольтный блок питания ФЭУ в диапазоне 650–1500 В управляется микропроцессорным модулем. Блок предварительного широкополосного усиления позволяет посредством микропроцессора устанавливать коэффициент усиления в диапазоне -5...+75 дБ. Следующий за усилителем быстродействующий микропроцессорный блок синхронного детектирования осуществляет синхронную фильтрацию принятого сигнала с прецизионным регулированием фазового смещения в диапазоне 0...2 $\pi$ . Кроме того, этот блок позволяет с 10 нс-разрешением выделять временные компоненты из наблюдаемого импульсного сигнала, что дает возможность с высокой точностью оперативно наблюдать кинетику спектров поглощения и излучения. После аналого-цифрового преобразования пакеты с информацией о полученных выборках посредством интерфейсной системы связи передаются для дальнейшей обработки на персональный компьютер.

Чувствительность комплекса, приведенная к входу системы широкополосного усиления, составляет 0,01...0,05 мкВ. При использовании монохроматора МДР-23 спектральное разрешение достигает 0,01 нм. С помощью комплекса были разрешены узкие линии спектров люминесценции в кристаллах  $\text{Sr:Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Eu:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ .

Программное обеспечение позволяет реализовать несколько режимов

записи спектров и дает возможность управлять всеми системами комплекса. Программа облегчает процесс настройки комплекса, предоставляя возможность автоматизировать слежение за сигналом, определение фазы синхронного детектора, управление шаговыми двигателями двух монохроматоров. Для обработки полученных данных используется широкий набор подпрограмм, представленных выше. Прикладное программное обеспечение работает под управлением операционной системы Windows.

Прикладное программное обеспечение включает в себя следующие компоненты: подпрограмму конфигурации комплекса; подпрограмму управления микропроцессорным модулем; подпрограмму автоматического определения оптимальной фазы синхронного детектора; подпрограмму слежения за сигналом для настройки оптической установки; подпрограмму оперативного отображения полученных данных; подпрограмму определения передаточной функции оптической установки; подпрограмму коррекции спектра с учетом передаточной функции оптической установки; подпрограмму дополнительной цифровой фильтрации шумов в реальном времени; подпрограмму подготовки отчетов по эксперименту.

## ИМПУЛЬСНАЯ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРИСТАЛЛОВ С ПРИМЕСЬЮ $\text{Er}^{3+}$

В.И. Барышников, В.В. Криворотова

*Иркутский государственный университет путей сообщения,  
664074, Иркутск, Чернышевского, 15*

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,  
664033, Иркутск, Лермонтова, 130а*

*НИИ прикладной физики Иркутского госуниверситета,  
664003, Иркутск, Бульвар Гагарина, 20, E-mail: vib@api.isu.ru*

Исследовано излучение оксидных ( $\text{Er}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{Er}:\text{YAlO}_3$ ) и фторсодержащих ( $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$ ) кристаллов с примесью  $\text{Er}^{3+}$  при возбуждении наносекундными сильноточными электронными пучками (250 кэВ; 0,05-1,0 кА/см<sup>2</sup>; 1 нс). Катождюминесценция (КЛ) кристаллов наблюдалась с использованием системы, содержащей монохроматор МДР-4, ФЭУ-106, с охлаждаемым элементом Пельтье фотокатодом.

Результаты экспериментов показывают высокий выход красных и зеленых линий люминесценции  $\text{Er}^{3+}$  (550 нм, 560 нм, 670 нм и 700 нм) при возбуждении указанных кристаллов электронными пучками. Эти линии

идентифицированы по известным линиям излучения  $\text{Er}^{3+}$  при лазерном возбуждении данных кристаллов.

В кислородсодержащих кристаллах ( $\text{Er}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{Er}:\text{YAlO}_3$ ) при 300К обнаружена слабая линия катодолюминесценции на 568 нм. Эта линия КЛ при 78 значительно более интенсивна и отнесена нами к излучению примесных ионов  $\text{Ho}^{3+}$ .

По отношению импульсной интенсивности КЛ  $\text{Er}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$  к интенсивности широкополосной (190-1100 нм) малоинерционной ( $\tau < 1$  нс) независимой от температуры и примесного состава 2р-валентной катодолюминесценции определен уровень концентрации  $\text{Er}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$  в кристаллах  $\text{Er}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{Er}:\text{YAlO}_3$ . В этих кристаллах концентрация  $\text{Er}^{3+}$  на четыре порядка превышает концентрацию  $\text{Ho}^{3+}$ , а концентрация  $\text{Ho}^{3+}$  составила  $\sim 10^{-5}$  вес. %.

Интенсивность импульсной КЛ  $\text{Er}^{3+}$  в  $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$  так же, как в оксидах, значительно превышает ожидаемый уровень. Это связано с тем, что имеет место различие электронных систем р- внешних оболочек катионов собственного вещества и активатора ( $4p^6 - \text{Y}^{3+}$ ,  $5p^6 - \text{Er}^{3+}$ ). Вместе с тем, зависящий от энергии электронов, характерный для оксидов, эффект аномального уширения полос 2р-валентной катодолюминесценции ( $\tau < 1$  нс) в кристаллах  $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$  проявляется не значительно. В кристаллах  $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$  полосы 2р-валентной катодолюминесценции находятся в ультрафиолетовой области спектра.

## ОПТОЭЛЕКТРОННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОЩНОЙ НАНОСЕКУНДНОЙ ТЕХНИКИ С БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИМИ МИКРОПРОЦЕССОРНЫМИ СИСТЕМАМИ

В.И. Барышников, Д.В. Санникова

*Иркутский государственный университет путей сообщения,  
664074, Иркутск, Чернышевского, 15*

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,  
664033, Иркутск, Лермонтова, 130а*

*НИИ прикладной физики Иркутского госуниверситета,  
664003, Иркутск, Бульвар Гагарина, 20, E-mail: vib@api.isu.ru*

Синхронизация устройств сильноточной наносекундной электроники: ускорителей электронов, некогерентных источников света, лазеров, генераторов рентгеновского излучения, генераторов акустических

импульсов с быстродействующими микропроцессорными устройствами управления и обработки информации – это одна из важнейших проблем импульсных технологий. Так, при синхронизации этих устройств посредством коаксиальных кабельных сетей, в них, когда генератор формирует мощный сильноточный пико-наносекундный импульс, вследствие общей токопроводящей шины наводятся достаточно интенсивные наносекундные электромагнитные помехи, которые сбивают работу микропроцессов. Для устранения этого негативного явления, требуются дорогостоящие системы экранировки, фильтры и специальные, требующие опыта и времени, схемы разводки общих токовых шин.

Предлагается метод оптической развязки на основе быстродействующих светоизлучающих диодов и приемных *p-i-n* фотодиодов. Основная задача, которая решена в работе это достижение наибольшей интенсивности наносекундного импульса, излучаемого светодиодами. Для этого были измерены спектры излучения большой группы светодиодов, выход излучения в зависимости от прямого импульсного напряжения и временные параметры световой вспышки: фронт и спад импульса.

Наилучшие энергетические и временные параметры оптического импульса были достигнуты у InGaN светодиодов излучающих в синей области спектра ( $\lambda_{\max} = 420-480$  нм,  $\tau_{\text{ф}} = 10$  нс  $\tau_{\text{с}} = 15$  нс) при импульсном напряжении 25 В. При этом разрешение приемного *p-i-n* фотодиода 5 нс.

Далее разработан широкополосный (1-1200 МГц) усилитель ( $K=40$  дБ), подключаемый к нагрузке 50 Ом *p-i-n* фотодиода. Усилитель работает в режиме значительного насыщения. На выходе при импульсном напряжении 3,5 В длительность фронта составила 0,7 нс. Достигнутые параметры электрического импульса позволяют использовать эту систему для синхронизации быстродействующих микропроцессорных устройств с различными генераторами на основе сильноточной электроники.

## РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДИК ОПРЕДЕЛЕНИЯ БЕНЗ(а)ПИРЕНА В ПОЧВЕ И РАСТЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

<sup>1</sup> Л.И. Белых, И.А. Рябчикова, Н.Е. Додонова, М.А. Максимова  
<sup>2</sup> Э.Э. Пензина, <sup>3</sup> Т.А. Пензина, А.В. Соколова

<sup>1</sup> *Иркутский государственный технический университет,  
664074, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 83, [bgd@istu.irk.ru](mailto:bgd@istu.irk.ru)*

<sup>2</sup> *Иркутский филиал лазерной физики СО РАН,  
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, [penzina@api.isu.ru](mailto:penzina@api.isu.ru)*

<sup>3</sup> *Сибирский институт физиологии и биохимии растений СО РАН, 664033,  
г. Иркутск, ул. Лермонтова 132, [patologia@sifibr.irk.ru](mailto:patologia@sifibr.irk.ru)*

Изучены особенности всех этапов (отбор проб, пробоподготовка, измерение, метрологические характеристики) анализа почв и растительных материалов для определения в них бенз(а)пирена (1-й класс опасности, канцероген) с помощью метода низкотемпературной люминесценции на флуоресцентный спектрофотометр «Hitachi 650-10S» (Япония). На основе полученных результатов разработаны и аттестованы соответствующие методики [1,2].

Изучено содержание и закономерности распределения бенз(а)пирена в системе почва-растение в природных (фоновых), аграрных и урбанизированных экологических системах на территории Южного Прибайкалья. Дана оценка степени загрязнения почв и растений разного назначения (сельскохозяйственные культуры, деревья лесных экосистем и городские деревья-озеленители, травы). Определены коэффициенты биологического накопления растениями бенз(а)пирена, на основании которых выделены наиболее эффективные объекты-биоиндикаторы.

Выявлены зоны наибольшего загрязнения почвенно-растительного покрова канцерогенным бенз(а)пиреном, источники его образования и механизмы накопления и превращения в первичном звене трофической цепи биосферы – в системе почва-растение.

### *Литература*

1. «Методика определения массовой концентрации бенз(а)пирена в пробах почв и донных отложений методом низкотемпературной люминесценции» № 224.03.04.018/2008. ФГУП «УНИИМ» г. Екатеринбург.
2. «Методика определения массовой концентрации бенз(а)пирена в пробах растительных материалов методом низкотемпературной люминесценции» № 224.11.04.019/2008. ФГУП «УНИИМ» г. Екатеринбург.

## КОМПЛЕКСЫ С ВОДОРОДНОЙ СВЯЗЬЮ В КРИСТАЛЛАХ ФЛЮОРИТА

Л.И. Брюквина, Э.Э.Пензина

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, Россия, 664033,  
г. Иркутск, ул. Лермонтова 130 А, [rubin@ilph.irk.ru](mailto:rubin@ilph.irk.ru)  
Иркутский государственный университет, Россия, 664003г. Иркутск,  
бул. Гагарина, 20, [penzina@api.isu.ru](mailto:penzina@api.isu.ru)*

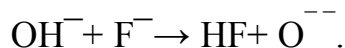
Известно, что спектральное поглощение кристаллов флюорита  $\text{CaF}_2$ , как впрочем, и кристаллов других матриц, в большой степени зависит от условий выращивания, а именно, способа выращивания, предварительной подготовки шихты и выбора материала тигля, наличия атмосферных примесей в контакте с расплавом, а также условий тепловой обработки выращенных кристаллов.

Некоторые кристаллы флюорита получают окраску, т.е. в них создаются F-центры, непосредственно после выращивания. Подобный эффект обнаружили авторы статьи [1] в исследуемых кристаллах. В работе [2] появление окраски в выращенных кристаллах обсуждают с точки зрения чистоты исходного сырья или материала тигля, в котором производилось выращивание.

Нами подтверждается точка зрения, что окрашивание кристаллов флюорита связано с кислородом и парами воды, находящимися в контакте с расплавом при выращивании. Этот вывод следует, прежде всего, из того обстоятельства, что в кристаллах, выращенных в вакууме при прочих равных условиях, не наблюдается центров окраски.

Примесь кислорода может встраиваться в кристаллическую решетку в процессе выращивания в виде диполей  $\text{O}^- - \text{V}_a^+$ . Анионные вакансии, вводимые при этом, усиливают дефектность кристаллической решетки и являются основой для образования центров окраски. Механизм вхождения кислорода в кристаллы флюорита может состоять из ряда последовательных реакций. Молекулы водяного пара при высокой температуре диссоциируют на ионы  $\text{H}^+$  и  $\text{OH}^-$ . Образовавшиеся ионы водорода  $\text{H}^+$  реагируют с ионами фтора  $\text{F}^-$  в процессе выращивания с образованием молекулы HF [3]. Ионы  $\text{OH}^-$ , образованные в результате диссоциации молекулы водяного пара, встраиваются в кристалл вместо ионов  $\text{F}^-$ , окружающих  $\text{Ca}^{2+}$  ионы. В дальнейшем ионы  $\text{OH}^-$  диссоциируют на  $\text{O}^-$  и  $\text{H}^+$  ионы. Ион  $\text{O}^-$  замещает ион фтора  $\text{F}_a^-$ , который взаимодействует с ионом  $\text{H}^+$  с образованием молекулы HF. Молекула HF размещается в узле кристаллической решетки, или в междоузлии, или диффундирует из кристалла. В результате этого процесса образуется анионная вакансия, составляющая основу для

образования F центра. Подобный процесс наблюдал Siervo [3], который предложил реакцию:



В ИК спектре кристаллов, где есть центры окраски, не обнаружено поглощения молекул HF ( $\nu=3960 \text{ см}^{-1}$ ), поскольку они, вероятно, участвуют в образовании сильной водородной связи типа  $(\text{FHO})^-$  (появляется сложная полоса поглощения в области  $1900\text{-}2200 \text{ см}^{-1}$ , приписываемая сильной H-связи [4]). При этом может высвободиться электрон, который захватывается анионной вакансией с образованием F-центра.

В ИК спектрах кристаллов флюорита, выращенных в условиях низкого вакуума, где отсутствуют центры окраски и комплексы с сильной водородной связью, видна полоса поглощения молекулы HF ( $\nu=3960 \text{ см}^{-1}$ ) и полоса поглощения ионов гидроксила в узлах кристаллической решетки ( $\nu=3640 \text{ см}^{-1}$ ).

#### *Литература*

1. Рейтеров В.М., Корнева З.Н. // *Опт. и спектр.*, XXI, в.5, 583-587, (1966).
2. Stockbarger D.C. // *J. Opt. Soc. Amer.*, 39, 731, (1949).
3. Siervo J. // *J. Chem. Phys.*, 34, 2183, (1961).
4. Брюквина Л.И., Хулугуров В.М. // *ФТТ.*, 32, в.1, 288-289, 1990.

### **ТОЧЕЧНЫЕ МИКРОДЕФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ ФЛЮОРИТА, НАВЕДЕННЫЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ОТЖИГОМ**

Л.И. Брюквина, Э.Э. Пензина, В.В. Пологрудов, С.Н. Пидгурский

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,  
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, rubin@ilph.irk.ru  
Иркутский государственный университет,  
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20, penzina@api.isu.ru*

Для кристаллов флюорита характерны такие сопутствующие примеси, как церий, иттрий, натрий, кислород. Ионы редкоземельных (РЗ) элементов и катионы натрия требуют зарядовой компенсации, а кислород встраивается в кристаллическую решетку в виде диполей кислород-вакансия, концентрация которых возрастает в результате отжига кристаллов на воздухе. Радиационным, электролитическим или методом аддитивного окрашивания в  $\text{CaF}_2$  эффективно создаются такие микродефекты, как центры окраски (ЦО), спектры поглощения которых характеризуются



большим разнообразием. Целью настоящей работы являлось изучение оптическими методами влияния условий высокотемпературного отжига (температура, длительность, атмосфера) на состояние дефектности кристаллов  $\text{CaF}_2:\text{O}$  и  $\text{CaF}_2:\text{Eu}$ .

Установлено, что в указанных кристаллах в результате отжига кристаллов на открытом воздухе при температуре около  $500^\circ\text{C}$  и выше, когда имеет место диффузия центров кислород-вакансия от поверхности вглубь кристалла, в спектрах поглощения происходят изменения. А именно, в разностных спектрах (из спектра отожженного образца вычтен исходный спектр) отчетливо наблюдаются две полосы с максимумами при 275 и 390 нм. Отжиг в вакууме не приводит к данному эффекту.

Коротковолновая (КВ) полоса по положению практически совпадает с обнаруженной в [1] полосой возбуждения люминесценции центров кислород-вакансия. Существование дополнительного, кроме известных высокоэнергетических (ВУФ) состояний, низкоэнергетического электронного состояния с энергией 4,5 эВ данных центров было теоретически предсказано ранее в [2]. Мы полагаем, что нами впервые экспериментально получен спектр поглощения центров кислород-вакансия в низкоэнергетической области.

Положение ДВ полосы поглощения совпадает с областью поглощения центров окраски основного вещества, возмущенных кислородом типа  $F_H$  и  $F_{2H}$  [3]. Поскольку характерный для  $F_{2H}$  центров двухполосный спектр не наблюдается, можно предположить, что ДВ полоса обусловлена  $F_H$  центрами. Центры образуются в тонком приповерхностном слое; после непродолжительной шлифовки образца ДВ полоса исчезает. КВ полоса более устойчива к этой процедуре, т.е. центры кислород-вакансия проникают на большую глубину. ДВ полоса термически менее устойчива, чем КВ полоса, и отжиг при  $800^\circ\text{C}$  в течение 2-х часов разрушает большую часть ЦО. Концентрация ЦО пропорциональна содержанию примеси европия. Механизм образования ЦО естественно связать с термической диффузией кислородных диполей вглубь кристалла. Донорами электронов могут быть мигрирующие междоузельные ионы фтора, компенсирующие заряд РЗ примеси, взаимодействие которых с поверхностью завершается вылетом атома фтора из объема кристалла [4].

Как известно, часть примеси в кристаллах  $\text{CaF}_2:\text{Eu}$  может находиться в виде ионов  $\text{Eu}^{2+}$ , образующихся при выращивании, либо возникающих в результате

радиационного или иного процесса окрашивания. Катионы  $\text{Eu}^{2+}$  имеют характерные полосы поглощения в УФ области спектра, и причисляются к примесным ЦО [6]. Как следует из [5], термическое разрушение  $\text{Eu}^{2+}$  центров в радиационно окрашенных кристаллах происходит благодаря их рекомбинации с дырочными центрами. Мы наблюдали термический распад данных центров, как по поглощению, так и

по люминесценции, в результате отжига на воздухе. Очевидно, примесные центры европия участвуют в процессе образования ЦО основного вещества:  $\text{Eu}^{2+} \rightarrow \text{Eu}^{3+} + e^-$ , далее взаимодействие с кислород-вакансионными диполями с образованием комплекса тригональных  $\text{Eu}^{3+} \text{O}^-$  центров и  $F$  центров.<sup>Н</sup>

В кристаллах, выращенных с незначительным содержанием  $\text{Eu}^{2+}$  ионов, отжиг приводит к существенному его увеличению. Донором электронов, по всей вероятности, является раскисляющий металл (Cd). Этот источник достаточно быстро иссякает, и концентрация  $\text{Eu}^{2+}$  центров в результате последующих отжигов уменьшается, т.е. процесс термоионизации начинает преобладать.

### *Литература*

1. V.Pologrudov, E.Penzina, K Kheder, phys.stst.sol.(b), 244, 2072-2080, (2007).
2. А.И.Медведева, В.А.Губанов, А.И.Лихтенштейн, ЖСХ, 25, 147-150, (1984).
3. R.Rauch, G.Schwotzer, phys. stat. sol. (a), 74, 123-132, (1982).
4. А.Г.Варламов. Автореферат канд. ф.-м.н., Казань, 2006.
5. В.А.Архангельская, Опт. и спектр., 18, 1034-1037, (1065).

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ CdS ПРИ НИЗКИХ И ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ**

С.С. Вильчинская, В.И. Олешко

*Томский политехнический университет, 634650 Россия, г. Томск, пр. Ленина  
30, [svetvil@tpu.ru](mailto:svetvil@tpu.ru)*

В данной работе авторы исследовали спектрально-кинетические характеристики низкотемпературной люминесценции монокристаллов CdS. Уровень возбуждения варьировался в диапазоне  $10^{23} \dots 10^{27} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ .

Цель исследований - выяснить влияние отклонения от стехиометрического состава кристаллов на спектрально-кинетические параметры низкотемпературной люминесценции и на характеристики вынужденного излучения.

Для исследования люминесценции использовалась методика импульсной спектрометрии с наносекундным временным разрешением. Этот метод имеет ряд преимуществ по сравнению со стационарными методами исследования. Одно из них - возможность получения дополнительной информации о центрах люминесценции из изменения кинетических характеристик затухания свечения. Вид спектра и его

эволюция со временем после окончания возбуждения также зависят от предыстории материала. Для исследований были отобраны три образца: стехиометрический, с избытком серы и с избытком кадмия.

В спектре низкотемпературной люминесценции нелегированных кристаллов сульфида кадмия при низких уровнях возбуждения наблюдаются известные полосы свечения: зеленая ( $\lambda = 515$  нм), оранжевая ( $\lambda = 600$  нм), красная ( $\lambda = 710$  нм), а также узкие линии в экситонной области спектра обусловленные излучательной аннигиляцией экситонов, в результате непрямых переходов с одновременным испусканием одного или двух оптических фононов ( $\lambda = 492,5$  нм;  $\lambda = 500$  нм), и линии связанных на дефектах экситонов ( $\lambda = 487,5$  нм;  $\lambda = 489,5$  нм).

Отклонение от стехиометрии в сторону избытка кадмия и серы приводит к изменению концентрации неконтролируемых примесей, типа структурных точечных дефектов и их комплексов. В кристаллах с избытком кадмия преимущественно формируются дефекты, ответственные за зеленую и оранжевую полосы, а в кристалле с избытком серы - дефекты, ответственные за красную полосу люминесценции.

Применение прямозонных полупроводников в качестве активной среды в приборах квантовой электроники требует изучения процессов, происходящих при высоких уровнях возбуждения. В работе подробно изучали положение линии усиленного излучения при вариации уровня электронного возбуждения в диапазоне от  $10^{26}$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup> до  $10^{27}$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup> и сопоставляли со спектрами спонтанного излучения.

Типичный спектр ИКЛ CdS измеренный в геометрии ( $\alpha = 90^0$ ) приведен на рис. 1. Для всех исследованных кристаллов CdS при плотности энергии электронного пучка ( $0,06$  Дж/см<sup>2</sup>,  $G = 1,5 \cdot 10^{26}$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup>) наблюдается усиление люминесценции на первом фононном повторе свободного экситона  $A - LO$  ( $\lambda = 492,5$  нм). Переход люминесценции в режим усиления (суперлюминесценции) подтверждается резким увеличением интенсивности свечения и появлением направленности.

С увеличением уровня возбуждения наблюдается перестройка спектра усиленного излучения характерная для всех исследованных образцов сульфида кадмия. Интенсивность свечения и полуширина полосы увеличиваются, а максимум сдвигается в длинноволновую область спектра и стабилизируется в спектральной области второго фононного повтора экситона. Форма полосы индивидуальна для каждого образца.

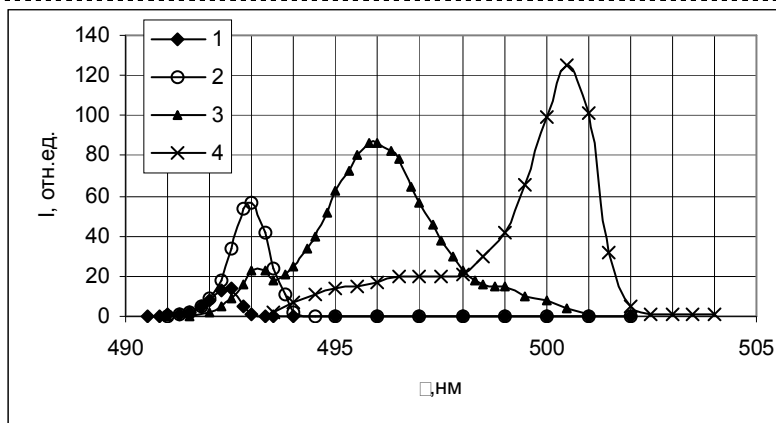


Рис. 1. Спектры ИКЛ CdS · S, измеренные в максимуме импульса возбуждения при 30 К. 1 –  $G = 1,56 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , 2 –  $G = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , 3 –  $G = 6,52 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , 4 –  $G = 7,8 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ .

Показано, что при низких уровнях возбуждения рекомбинация неравновесных носителей заряда происходит преимущественно через уровни дефектов, тип и концентрация которых определяется условиями выращивания кристаллов. Увеличение уровня возбуждения приводит вначале к усилению люминесценции в области первого фононного повтора свободного экситона, а затем формируется новая полоса, связанная с излучением электронно-дырочной плазмы, интенсивность которой увеличивается, а максимум сдвигается в длинноволновую область спектра и стабилизируется в спектральной области второго фононного повтора свободного экситона.

Результаты исследований представляют интерес для разработки новых методов неразрушающего контроля полупроводниковых кристаллов группы  $A_2B_6$ , предназначенных для приборов оптоэлектроники.

## СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СИЛЬНО ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕД

А.П. Войтович, В.С. Калинов, А.П. Ступак

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 68, [voitovich@imaph.bas-net.by](mailto:voitovich@imaph.bas-net.by)*

В данной работе под сильно поглощающими понимаются среды, для которых величина  $kl$  ( $k$  – коэффициент поглощения,  $l$  – геометрическая толщина поглощающей среды) не мала по сравнению с единицей. При проведении экспериментов и расчётов плотность излучения, возбуждающего люминесценцию, ограничивается величинами, при

которых не возникают нелинейные эффекты. Спектры возбуждения исследуются только для случаев, когда люминесценция многокомпонентной среды определяется собственным поглощением каждого люминесцирующего компонента.

Для ансамбля различных типов центров свечения с перекрывающимися полосами поглощения получены соотношения, описывающие спектры возбуждения люминесценции [1]. Эти соотношения устанавливают зависимость интенсивности люминесценции каждого типа центров, в частности, от её квантового выхода и коэффициентов поглощения на длине волны возбуждения. Соотношения могут быть использованы для определения истинного спектра возбуждения каждого компонента, не искажённого перекрывающимися полосами поглощения других компонентов. Они позволяют также достоверно интерпретировать экспериментальные спектры возбуждения сред, содержащих компоненты с перекрывающимися полосами поглощения.

Найденное уравнение открывает новые возможности для определения коэффициентов поглощения отдельных компонентов вещества и квантовых выходов их люминесценции. При этом возможности расширяются в экспериментально сложных ситуациях, когда компоненты характеризуются перекрывающимися полосами поглощения и величиной суммарной оптической плотности, при которой экспоненту в законе Бугера нельзя раскладывать в ряд по малому показателю. Предложены новые методы определения коэффициентов поглощения (и, в некоторых случаях, соответственно концентраций) центров и квантовых выходов их люминесценции. Предложенные методы апробированы на модельных средах с известными характеристиками. После подтверждения достоверности они использованы для определения коэффициентов поглощения и квантовых выходов люминесценции радиационных центров окраски в кристаллах фтористого лития, где имеет место сильное перекрытие спектров поглощения различных центров.

Получены соотношения, позволяющие учитывать искажения, вносимые поглощением в измерения интенсивностей люминесценции [2]. Их использование существенным образом расширяет возможности применения люминесцентных методов в исследовательской и аналитической практике, значительно увеличивает круг объектов, которые могут исследоваться этими методами. Соотношения составляют основу методов корректного определения частот максимумов, контуров, ширины полос люминесценции центров свечения в поглощающих средах, для которых измерены спектры поглощения. Учёт искажений, вносимых поглощением, способствует разрешению полос, обнаружению слабых полос люминесценции.

Знание контуров спектра поглощения и истинного спектра люминесценции вещества даёт возможность, используя полученные

соотношения, по измеренным интенсивностям его люминесценции находить коэффициент поглощения и, следовательно, концентрацию этого вещества.

Методы определения оптических плотностей и квантовых выходов люминесценции, основанные на соотношениях для спектров возбуждения, теперь могут применяться также для сред, поглощающих в частотной области люминесценции. Для их корректного применения необходимо перейти от измеренных к истинным интенсивностям люминесценции.

Полученные соотношения позволяют развить метод люминесцентного зонда, который может использоваться для индикации наличия поглощения на длинах волн люминесценции, а также для определения коэффициентов поглощения ( $\alpha$ , в некоторых случаях, и контура полосы поглощения) нелюминесцирующих веществ по измерениям интенсивности свечения зонда.

#### *Литература*

1. А.П. Войтович, В.С. Калинов, А.П. Ступак, *Журн. прикл. спектр.*, 75, №3, 365-371 (2008).
2. А.П. Войтович, А.Н. Горбачёва, В.С. Калинов, А.П. Ступак, *Журн. прикл. спектр.*, 75, №5 (2008).

## **ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 10 МэВ**

А.С. Вохминцев, В.С. Кортов, И.А. Вайнштейн, Ф.Г. Нешов

*Уральский государственный технический университет – УПИ,  
620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19, [alekvas@yandex.ru](mailto:alekvas@yandex.ru)*

Монокристаллы оксида алюминия с дефицитом ионов в кислородной подрешетке обладают комплексом уникальных люминесцентных характеристик, которые определяют перспективность их использования для прикладных и фундаментальных исследований. Высокая концентрация центров F-типа на базе анионных вакансий в различном зарядовом состоянии существенно влияет на механизмы протекания многих фото- и термостимулированных процессов в этих кристаллах. В настоящей работе исследовались изменения абсорбционных и люминесцентных характеристик анионодефектных кристаллов  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ , облученных быстрыми электронами, способными дополнительно генерировать дефекты вакансионного типа.

Изучались кристаллы оксида алюминия с исходной концентрацией F- ( $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и F<sup>+</sup>-центров ( $10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Образцы подвергались воздействию пучка электронов с энергией 10 МэВ и флюенсом  $\Phi = 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Температура образцов при облучении не превышала 350 К.

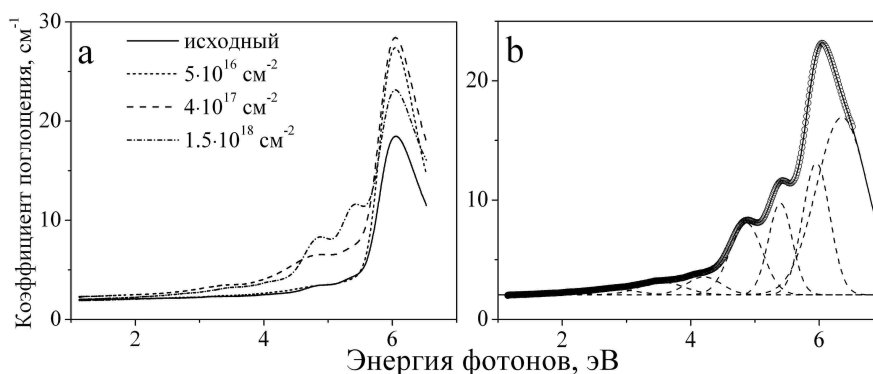


Рис. 1. Спектры оптического поглощения: а) исходного и облученных электронами кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ; б) пример разложения на гауссовы компоненты для флюенса  $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ .

Спектры ОП кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  до и после облучения электронами, измеренные на спектрометре Lambda 35 при комнатной температуре, приведены на рис. 1а. Все полученные спектры ОП с высокой степенью точности могут быть представлены в виде суперпозиции независимых полос гауссовой формы. На рис. 1б показан пример разложения спектра для кристалла, облученного флюенсом  $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Все спектры ОП характеризуются основными полосами поглощения: 6.3, 5.9, 5.4 и 4.8 эВ, которые обусловлены дефектами анионной подрешетки – F- (6.3 эВ) и F<sup>+</sup>-центрами (5.9, 5.4 и 4.8 эВ). При увеличении  $\Phi$  растет поглощение в низкоэнергетичной части исследуемой спектральной области ( $E < 4.5$  эВ). В частности, для  $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  можно выделить полосы: 4.2, 3.5 и 2.8 эВ. Этот факт свидетельствует о накоплении в кристаллической решетке родственных типов дефектов, предположительно связанных с Al<sub>i</sub><sup>+</sup>- или F<sub>2</sub>-центрами (4.2 эВ) и F<sub>2</sub>-центрами в различном зарядовом состоянии (3.5 и 2.8 эВ). Полученные результаты согласуются с независимыми данными ОП для кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , облученных ионами [1,2] и электронами [3].

Установлено, что облучение электронами с  $\Phi > 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  вызывает значительный рост интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) в области 2 ÷ 3 эВ. Спектр ФЛ характеризуется полосой с максимумом 2.46 эВ и полушириной 0.26 эВ при возбуждении в полосу поглощения 4.10 эВ при полуширине 0.28 эВ. Можно предположить, что в облученных кристаллах существенно повышается концентрация катионных вакансий (Al<sup>+</sup>) и агрегатных F<sub>2</sub>-центров.

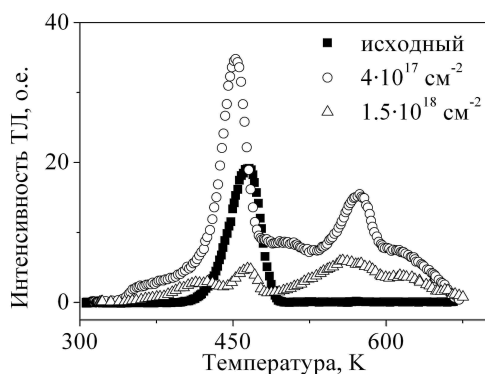


Рис. 2. ТЛ кривые в полосе 2.4 эВ, для кристаллов  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ , облученных быстрыми электронами.

Впервые были проанализированы ТЛ кривые в полосе свечения 2.4 эВ для кристаллов, облученных  $\beta$ -излучением до и после воздействия быстрыми электронами (рис. 2). Видно, что с увеличением флюенса до  $\Phi = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  происходит повышение интенсивности ТЛ пика при 450 К в исследуемой полосе примерно в 2 раза. Дальнейшее увеличение флюенса до  $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  приводит к падению интенсивности этого пика в 7 раз. Отметим также, что в кристаллах, облученных электронами, появляются дополнительные низко- и высокотемпературные ТЛ пики в областях 350÷425 и 475÷670 К. При этом светосумма ТЛ-свечения 2.4 эВ в диапазоне 300÷670 К возрастает в 4.1 раза при флюенсе  $\Phi = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  и в 1.3 раза при  $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Спад интенсивности свечения при высоком флюенсе связан с радиационно-стимулированным разупорядочением кристалла и концентрационным тушением.

В работе анализируются возможные механизмы наблюдаемых процессов в анионодефектных кристаллах  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$  и обсуждаются перспективы использования люминесценции в полосе 2.4 эВ для задач ТЛ дозиметрии.

#### Литература

1. В.С. Кортюв, И.А. Вайнштейн, А.С. Вохминцев, Н.В. Гаврилов, *ЖПС*, 75, №3, 422-424, (2008).
2. Yufeng Song, Qi Liu, Youmei Sun, Jie Liu, Zhu. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 254, 268-272, (2007).
3. А.И. Сюрдо, В.С. Кортюв, И.И. Мильман. *Письма в ЖТФ*, 11, 943-947, (1985).



## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛУЧАЕМОЙ ЗАГОТОВКЕ ПРИ $\gamma$ -ОКРАШИВАНИИ

В.А. Григоров, А.А. Григорова

*НИИ Прикладной физики Иркутского госуниверситета,  
664003, Иркутск, бульвар Гагарина, 20, E-mail: vib@api.isu.ru,  
Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,  
г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130-а, [filial@ilph.irk.ru](mailto:filial@ilph.irk.ru)*

В арсенале ученого-экспериментатора, использующего в своей работе твердотельные лазеры, полезно иметь пассивный лазерный затвор (ПЛЗ) типа «Градиент» (с градиентом концентрации рабочих центров) [1]. Такой ПЛЗ, в ряде случаев, может заменить набор из 7 – 10 затворов с фиксированными значениями начального пропускания. С помощью ПЛЗ типа «Градиент» можно легко и просто подкорректировать условия генерации при «стареющей» лампе-накачки или при изменении внутриврезонаторных потерь.

В процессе приготовления ПЛЗ типа «Градиент» перед операцией  $\gamma$ -окрашивания желательно предварительно знать распределение интенсивности  $\gamma$ -излучения в заготовке затвора, зависящее от параметров конкретной  $\gamma$ -установки и расположения заготовки в камере облучения. Распределение интенсивности  $\gamma$ -излучения необходимо знать также при приготовлении изделий квантовой электроники больших размеров с планируемым равномерным распределением рабочих центров, так как, в этих условиях, ослабление излучения прошедшего толщину материала заготовки может быть значительным.

Из комплекса факторов, влияющих на распределение интенсивности  $\gamma$ -излучения внутри облучаемой заготовки, можно выделить три основных: 1) ослабление  $\gamma$ -излучения за счет поглощения пройденным слоем облучаемого вещества, 2) снижение интенсивности  $\gamma$ -излучения при увеличении расстояния от облучателя за счет расходимости и 3) изменение угла расходимости в момент пересечения  $\gamma$ -излучением поверхности раздела «воздух-фронтальная грань заготовки».

В модели цилиндрического поля  $\gamma$ -излучения для заготовки из монокристалла  $LiF$  синтезированная расчетная формула приобретает вид:

$$I(R - r) = 0,751 I_0 \cdot \exp[-k(R - r)],$$

где  $I_0$  – интенсивность  $\gamma$ -излучения при входе в заготовку,  $k$  – коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения материалом заготовки,  $R$  – текущее расстояние от облучателя в см,  $r$  – расстояние от облучателя до фронтальной грани

заготовки в см.

Сравнение рассчитанного распределения интенсивности  $\gamma$ -излучения в объеме заготовки с полученным реальным распределением концентрации  $F_2^-$ -центров ПЛЗ типа «Градиент» дает хорошую корреляцию расчета и эксперимента.

#### *Литература*

1. Григоров В.А., Мартынович Е.Ф. А.с. СССР № 986268. Приоритет 18.04.1980.

## **ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ И ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ**

В.А. Григоров, И.Н. Чернов

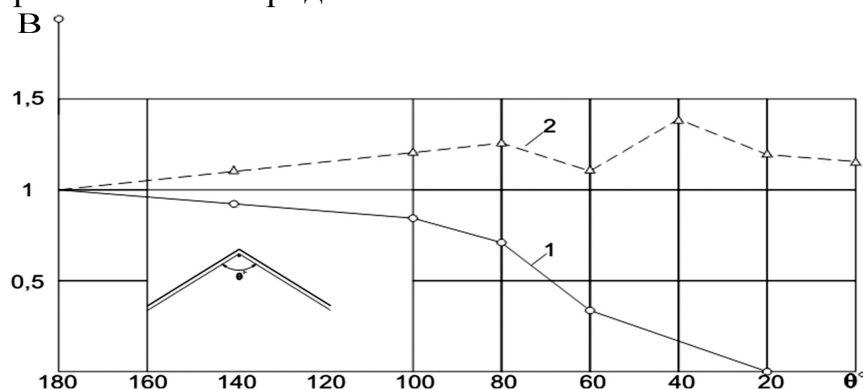
*Иркутский государственный университет путей сообщения,  
664074, г. Иркутск, ул. Чернышевского, 15, [grigorv@irgups.irk.ru](mailto:grigorv@irgups.irk.ru)*

Большая часть волоконно-оптических линий связи (ВОЛС), обслуживающих железнодорожную отрасль, как известно, проложены по опорам продольного электроснабжения железных дорог. Для подвески оптического кабеля часто используются опоры тяговой контактной сети. В достаточно сложных условиях Сибири эксплуатируемый оптический кабель (ОК) испытывает воздействие значительного числа различных природных и промышленных факторов, влияющих, в конечном счете, на характеристики передаваемого сигнала. К таким факторам следует отнести: большой диапазон изменения температур окружающей среды, механические воздействия на ОК при вибрации опор и ветровых нагрузках, меняющиеся давление и влажность воздуха, меняющийся в широких пределах уровень звукового давления, воздействие магнитного поля тягового тока, значительной напряженности и т.д.. И хотя имеется ряд публикаций по исследованию, например, влияния изгибов оптического волокна (ОВ) [1], нельзя сказать, что эти работы полностью завершены.

Целью исследований явилось изучение влияния изгибов ОВ и продольного магнитного поля на затухание и поляризацию проходящего по волокну оптического сигнала.

Экспериментальные исследования проведены на установке, включающей скремблер для осуществления контролируемых изгибов ОВ и соленоид, обеспечивающий напряженность магнитного поля до 40 кА/м.

Реальные значения продольной составляющей магнитного поля тягового тока на Восточно-Сибирской железной дороге могут достигать значения  $0,1 \div 0,2$  А/м в области подвески кабеля. Измерения проводились на длине волны 632,8 нм. В экспериментах измерялось ослабление мощности светового потока на выходе при выполнении однократных и многократных изгибов ОВ, а также изменение модовой структуры и поляризации излучения при наложении продольного магнитного поля.



Установлено, что относительное изменение мощности сигнала  $B$  в одномодовом волокне монотонно уменьшается (см. рис. кр.1) с уменьшением угла  $\theta$  между плечами изгибаемого ОВ. Многомодовое волокно менее чувствительно к изгибам (кр. 2). При некоторых углах изгиба может даже наблюдаться увеличение мощности сигнала на выходе изогнутого волокна, по сравнению с прямолинейным. В докладе обсуждается механизм этого явления.

### *Литература*

1. Аксенов В.А., Волошин В.В., Воробьев И.Л. и др. Потери в одномодовых волоконных световодах при однократных изгибах по малому радиусу. Прямоугольный профиль показателя преломления // Р.Э.- 2004.- Т.49, №6.-734.

## **ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ**

А.А.Григорова

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, Иркутск,  
ул. Лермонтова, 130а  
E-mail: [grigorova@ilph.irk.ru](mailto:grigorova@ilph.irk.ru)*

При сравнительно высоких интенсивностях оптического возбуждения переходы в центрах могут насыщаться, что означает существенное

изменение населенностей уровней по сравнению с равновесным распределением. В анизотропных кристаллах при насыщении могут проявляться пространственные модуляционные эффекты [1]. Их происхождение связано с разложением возбуждающей световой волны в таких кристаллах на собственные волны, обыкновенную и необыкновенную, с различными скоростями этих волн и совместным действием их на квантовые системы.

Насыщение проявляется при высокой интенсивности действия на среду излучением. Современные фемтосекундные лазеры способны обеспечить интенсивность и обеспечить большие скорости протекания фотохимических реакций, лежащих в основе тех или иных оптических технологий, в том числе технологий создания оптических элементов на периодических структурах [2,3].

Задачей данной работы является расчет и сравнение свойств пространственно- периодических структур, возникающих в анизотропных кристаллах при фотовозбуждении квантовых систем двух разных типов. Центры первого типа характеризуются слабым взаимодействием с колебаниями и фононами и обладают чисто электронными оптическими переходами. Центры второго типа характеризуются сильным взаимодействием с колебаниями и фононами и обладают электронно-колебательными переходами. Предполагается оценить возможности фотоиндуцирования периодических структур на возбужденных центрах обоих типов с целью физического обоснования соответствующих оптических технологий. Кроме прикладного значения данная задача актуальна также в плане развития теории эффекта насыщения в анизотропных средах.

В расчетах, использовался метод оператора плотности [4]. Рассматривалась вероятность заселения и электронные поляризуемости для отдельных квантовых систем, как квантово–механические средние. Полученные выражения для чисто электронных переходов, и для электронно-колебательных переходов служат основой для анализа пространственно-периодической модуляции населенностей уровней при насыщении для квантовых систем различной физической природы в анизотропных кристаллах.

Таким образом, в результате проведенных исследований найдены выражения для вероятностей заселения уровней квантовых систем двух типов, отличающихся силой электрон-фононного взаимодействия. Показано, что глубина модуляции населенностей уровней при насыщении для центров с сильной электрон-фононной связью в пределе в два раза выше, чем для центров с чисто электронными оптическими переходами. Данные выражения служат основой для анализа пространственно-периодической модуляции населенностей уровней при насыщении для квантовых систем различной физической природы в анизотропных

кристаллах.

*Литература*

- [1] А.А.Григорова, Е.Ф.Мартынович. Физика твердого тела, **50**, 9, 1710 (2008).
- [2] Т.Kurobori, Т.Jamakage, Y.Hirose, Ken-ichi Kawamura, M.Hirano, H.Hosono. Japanese Journal of Applied Physics **44**, 910 (2005).
- [3] L.C.Courrol, R.E.Samad, A.Z. de Freitas, I.M.Ranieri, S.L.Baldochi, L.Gomes, N.D.Vieira Jr. Annals of Optics. XXIX ENFMC (2006).
- [4] Р.Пантел, Г.Путхоф. Основы квантовой электроники. Мир, М. (1972). 327 с.

**ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА РАДИАЦИОННОЕ  
ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В КРИСТАЛЛАХ  
ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДОВ**

А.В. Егранов

*Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, Иркутск*

В щелочно- и щелочноземельных галоидах основным механизмом радиационного дефектообразования является экситонный механизм. Достаточно хорошо изучены процессы радиационного дефектообразования происходящие в щелочно - галоидных кристаллах. В этих кристаллах безызлучательный распад автолокализованного экситона сопровождается образованием пары первичных нейтральных дефектов – междуузельного атома галоида (Н -центра) и F – центра (анионная вакансия захватившая электрон). Другим каналом распада релаксированного экситона является образование пары заряженных дефектов – анионной вакансии ( $\alpha$  -центр) и междуузельного иона галоида (I -центр). При этом предполагается, что второй канал не является первичным – в начале происходит разделение нейтральной пары дефектов (F-Н-пары), а затем их перезарядка с образованием заряженных дефектов.

В основной эти процессы, несмотря на большой ряд особенностей, переносятся на радиационное дефектообразование в кристаллах щелочноземельных фторидах. При комнатной температуре все кристаллы щелочноземельных фторидов достаточной чистоты являются радиационно стойкими материалами. При азотной температуре неактивированные кристаллы фтористого кальция и стронция также достаточно радиационно стойки по сравнению с щелочно-галоидными кристаллами. Однако радиационное окрашивание при 77 К кристаллов фтористого бария

приводит к эффективному образованию  $F$  - и  $V_k$  -центров. Причина радиационной стойкости щелочноземельных фторидов заключается в низкой эффективности разделения первичной нейтральной пары дефектов ( $F-H$  - пары). В основном стабильные радиационные дефекты, образующиеся в этих кристаллах, – заряжены. Это указывает на то, что в отличие от щелочногалогенидных кристаллов, в которых разделяются нейтральные  $F-H$  - пары, в щелочноземельных фторидах происходит разделение заряженных  $\alpha-I$  -пар. На разделение заряженных пар должно оказывать существенное влияние наличие локальных электрических полей. Источниками таких полей могут быть заряженные точечные дефекты, оптические колебания решетки, дислокации и другие нарушения решетки.

В докладе рассматриваются ряд экспериментальных данных указывающих на существенное влияние локальных электрических полей на радиационное дефектообразование в щелочноземельных фторидах.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ЦЕНТРЕ ОКРАСКИ С ВЫРОЖДЕННЫМИ УРОВНЯМИ В КРИСТАЛЛАХ ПОГЛОЩАЮЩИМИ И ИЗЛУЧАЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАРНЫМИ ОСЦИЛЛЯТОРАМИ**

С.А. Зилов, Е.Ф. Мартынович, А.А. Старченко

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, Лермонтова, 130а, Russia; [filial@ilph.irk.ru](mailto:filial@ilph.irk.ru)*

Моделирование электродипольных переходов в центрах окраски элементарными поглощающими и излучающими осцилляторами (линейными осцилляторами или ротаторами) является основой методов исследования поляризованной люминесценции кристаллов. Данное направление исследований было заложено и развито в эффективные методы в работах П.П. Феофилова. Ранее было показано, что в случае переходов между невырожденными уровнями центра окраски им могут быть сопоставлены классические осцилляторы или ротаторы, однако если уровни вырождены, то такое сопоставление становится затруднительным. Недостаточность классической осцилляторной модели особенно проявляется в случае, когда возбуждающий свет не является линейно поляризованным (т.е. имеет произвольную эллиптическую поляризацию).

В данной работе показано, что при поглощении возбуждающего света с эллиптической поляризацией  $\vec{e}$  центром окраски с синглетным ( $J_z = 0$ ) и дважды вырожденным ( $J_z = \pm 1$ ) уровнями, центр переходит во вполне *опре-*

деленное возбужденное состояние  $\psi_2'$  из всех возможных  $\psi_2 = a_1\psi(+)+a_2\psi(-)$ . Такое, что дипольный момент перехода системы  $\mathbf{d}_{12}$  направлен по проекции вектора  $\vec{e}$  на плоскость (x, y), т.е. переход ( $\Delta J_z = \pm 1$ ) описывается в общем случае эллиптическим осциллятором. Показано, что в этом случае выполняется соотношение:

$$\left| \langle \psi_2' | \vec{d} | \psi_1 \rangle \cdot \vec{e} \right|^2 = \left| \langle \psi_2(+) | \vec{d} | \psi_1(0) \rangle \cdot \vec{e} \right|^2 + \left| \langle \psi_2(-) | \vec{d} | \psi_1(0) \rangle \cdot \vec{e} \right|^2 \quad (1)$$

Сечение поглощения, как следует из (1), равно сумме сечений поглощений правого и левого ротаторов лежащих в плоскости (x, y).

В возбужденном состоянии происходит *декогеренция* состояния  $\psi_2'$  (вследствие электрон-фононного взаимодействия и других факторов) и все состояния -  $\psi_2 = a_1\psi(+)+a_2\psi(-)$  становятся равновероятными. Поэтому электродипольный переход на основное состояние с испусканием фотона описывается *случайным* (произвольным) вектором  $\mathbf{d}_{21}$ . Показано, что в этом случае выполняется соотношение:

$$\left\langle \left| \langle \psi_2 | \vec{d} | \psi_1 \rangle \cdot \vec{e} \right|^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \left| \langle \psi_2(+) | \vec{d} | \psi_1(0) \rangle \cdot \vec{e} \right|^2 + \frac{1}{2} \left| \langle \psi_2(-) | \vec{d} | \psi_1(0) \rangle \cdot \vec{e} \right|^2 \quad (2)$$

Т.е. интенсивность люминесценции (в некотором направлении  $\mathbf{R}$  в состоянии поляризации  $\vec{e}$ ) ансамбля  $n$  одинаково ориентированных центров окраски с данным переходом, согласно (2), описывается набором из  $n/2$  правых и  $n/2$  левых ротаторов лежащих в плоскости (x, y).

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 08-02-90059.*

## SPATIAL PERIODIC MODULATION OF THE LUMINESCENCE INTENSITY OF THE CENTERS IN AMORPHOUS MEDIUM WITH INDUCED ANISOTROPY

S.A. Zilov, A.A. Starchenko, V.P. Dresvynskii, N.A. Bronnikova,  
A.L. Pakhorukov, E.F. Martynovich

*Irkutsk Filial of Institute of Laser Physics SB RAS, 130a Lermontov st, Irkutsk,  
664033, Russia; E-mail: filial@ilph.irk.ru*

Spatial periodic modulation of the luminescence intensity can be observed in transparent medium with induced anisotropy under pressure or electric field when luminescence centers have isotropic distribution. The modulation period is equal to polarization changing period of the exciting light. The modulation depth

is in a range from 0 to  $1/3$  depending on type of absorbing and emitting transition, observation angle and initial (before entering the media) polarization vector of the exciting light.

There are number of papers [1-4] about space modulation of the luminescence in crystals with natural or induced anisotropy. Such a phenomenon can be also observed in amorphous medium with luminescence centers (see Fig. 1).

Analytical dependencies of the phenomenon are obtained and experimental validation of the model is done.

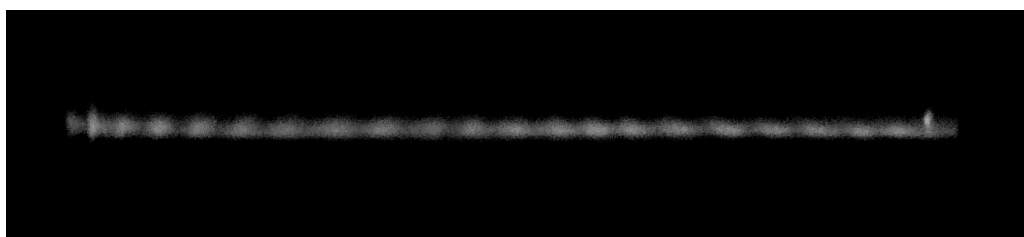


Fig. 1. Axial periodic picture of the luminescence intensity of color centers (molecules of organic dye) in organic glass

#### *References*

- [1] Martynovich, E.F. *Color centers in laser crystals*, Irk. Irkutsk University 2004. – 227 p.
- [2] Martynovich, E.F. *The method for determination of multipolarity and orientations of oscillators in cubic crystals by axial-periodic dependence of the color centers luminescence* / E.F. Martynovich, S.A. Zilov, V.P. Dresvyanskii, N.A. Bronnikova, N.T. Maksimova, A.A. Starchenko // *Izvestija VUZov: Physics.* - 2006 v4 pp. 21-23
- [3] Martynovich, E.F. *Piezo-modulation method of the elementary oscillators differentiation on the type and the orientation in cubic crystals* / E.F. Martynovich, S.A. Zilov, V.P. Dresvyanskii, N.A. Bronnikova, N.T. Maksimova, A.A. Starchenko // *Izvestija VUZov: Physics.* - 2006 v10 pp. 430-432
- [4] Martynovich, E.F. *The piezomodulation method for investigation the multipolarity of elementary oscillators in cubic crystals* / E.F. Martynovich, V.P. Dresvynsky // *Optics Communications.* - 2003. - v.22. - N4. - pp. 263-267



## ТЕРМОДИФФУЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ САМОМОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДЕ С ПОГЛОЩАЮЩИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

В.И. Иванов, А.А. Кузин, К.Н. Окишев

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения,  
680021, г. Хабаровск, ул. Серышева 47, [ivanov@festu.khv.ru](mailto:ivanov@festu.khv.ru),  
[kuzin@festu.khv.ru](mailto:kuzin@festu.khv.ru)*

Термодиффузионный механизм оптической нелинейности многокомпонентных жидкофазных средах обусловлен перераспределением концентрации компонент в неоднородном световом поле и соответствующем изменении показателя преломления среды. В случае различающихся коэффициентов поглощения компонент изменение их концентрации приводит также к изменению коэффициента поглощения среды (просветлению или потемнению).

В данной работе экспериментально исследовано просветление водной суспензии частиц углерода под действием излучения He-Ne лазера. В эксперименте в качестве двухкомпонентной среды использовалась суспензия частиц углерода (диаметром 0.1-0.3 мкм) в воде, а в качестве источника излучения - He-Ne лазер мощностью 60 мВт. При освещении горизонтальной кюветы с суспензией пучком излучения с радиусом 1.8 мм в результате действия термодиффузии в области пучка происходило уменьшение концентрации дисперсной фазы и, соответственно, коэффициента поглощения среды.

Самовоздействие гауссова пучка излучения в тонкослойной среде проанализировано в рамках линейной неравновесной термодинамики с учетом теплового и концентрационного потоков, включающих перекрестные потоки. Полученные результаты показывают, что в двухкомпонентной среде с поглощающими частицами термодиффузия может приводить к значительной величине самоиндуцированного просветления (потемнения) среды под действием пространственно ограниченного оптического пучка. В частности, самоиндуцированную модуляцию коэффициента поглощения необходимо учитывать в термодинамической спектроскопии многокомпонентных сред.

В схеме с оптоволоконными оптическими соединителями была продемонстрирована возможность самомодуляции излучения в конвективно-термодиффузионной ячейке, что позволяет использовать данное явление, например, в автоматических аттенюаторах для волоконно-оптических линий связи.

## ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ Mg И Au КРИСТАЛЛОВ LiF

Н.А. Иванов, Л.И. Щепина, И.Я. Щепин.

*Иркутский государственный университет  
Иркутский государственный технический университет,  
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20, [schepina@api.isu.ru](mailto:schepina@api.isu.ru)*

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) материалов с узкой зоной проводимости имеет участки с отрицательной дифференциальной проводимостью. Именно, материалы, имеющие минизонный энергетический спектр, являются основными элементами современной наноэлектроники. Это свойство позволяет создавать на их основе приборы с уникальными характеристиками [1].

В данной работе исследовалась поверхностная проводимость, измерялись ВАХ имплантированных ионами магния и золота кристаллов фтористого лития. В результате такого воздействия в приповерхностном слое кристалла создавались ~100 нм слои, содержащие кластеры магния и золота. Контроль осуществлялся методом оптической спектроскопии по полосе поверхностного плазмонного резонанса. В образцах имплантированных Au методом просвечивающей электронной микроскопии обнаружены сферические частицы металла диаметром 10-50 нм, проявляющиеся в спектре оптического поглощения с максимумом на длине волны 560 нм. Кластеры магния проявляются в спектре поглощения на длине волны 285 нм.

На ВАХ были зарегистрированы участки с отрицательной дифференциальной проводимостью и участки, свидетельствующие о генерации неравновесных носителей в зоне проводимости. О создании носителей в зоне проводимости свидетельствует также генерация колебаний тока в определенном интервале значений напряженности электрического поля. Амплитуда и частота генерируемых осцилляций тока зависят от величины напряженности поля и вида кластера. Рассматривается механизм возникновения осцилляций колебаний тока. Высказано предположение, что имеет место эмиссия электронов из кластеров в зону проводимости. Дальнейшее детальное изучение обнаруженного эффекта позволит выяснить его природу.

### *Литература*

1. Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Э.В. Марчук. ЖТФ., 78, № 9, 141-143, (2008).

## МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПОЛИМЕРАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е.В. Иванова, Б.М. Тараканов\*

*Сибирская государственная автомобильно-дорожная академия,  
г. Омск, пр. Мира, 5, [elenaivanova-01@mail.ru](mailto:elenaivanova-01@mail.ru)*

*\*Санкт-Петербургский государственный университет технологии и  
дизайна, г. Санкт-Петербург, ул. Б. Морская, 18*

Свойства полимерных материалов (ПМ) в значительной степени определяются молекулярной подвижностью, которая включает в себя большой набор форм движения, и отражает как строение макроцепей, так и надмолекулярную структуру. Проблема состоит в установлении связи между проявлениями широкого комплекса релаксационных явлений и температурными переходами. Для обнаружения и изучения различных релаксационных механизмов применяются разнообразные методы: ЯМР, ЭПР, ИК-спектроскопия, калориметрические методы и т.д. Следует заметить, что разные исследователи не всегда обнаруживают одни и те же переходы, даже в том случае, когда используется одна и та же экспериментальная техника.

Исследование влияния лазерного излучения (ЛИ) на структуру ПМ основано на установленной взаимосвязи оптических свойств этих материалов с интенсивностью молекулярной подвижности. При размораживании нового вида молекулярной подвижности происходит резкое увеличение коэффициента поглощения ЛИ, а следовательно, изменяются оптические свойства полимеров.

На основании вышеизложенных закономерностей изменения оптических свойств ПМ разработана методика определения температур релаксационных и фазовых переходов в пленкообразующих ПМ. Изменяя температуру образца традиционным образом и измеряя ее термометром (что невозможно при лазерном нагреве), определяли коэффициент пропускания (поглощения) ЛИ при определенном уровне плотности потока энергии ЛИ. В качестве лазерного источника использовали СО<sub>2</sub>-лазер ( $\lambda = 10,6$  мкм). В качестве образцов были взяты пленки следующих полимеров: ПВС, ПКА, ПВХ, ПП, ПЭВД.

Данный метод определения температурных переходов в ПМ достаточно прост, не требует применения специальной сложной аппаратуры, все температуры (температурные области) исследуемых материалов хорошо согласуются с литературными данными, а в некоторых случаях оказываются более точными при определении того или иного температурного перехода.

## ИК-ФУРЬЕ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК SiC, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ФОТОННОЙ ОБРАБОТКЕ КРЕМНИЯ В УГЛЕРОДСОДЕРЖАЩЕЙ СРЕДЕ

В.М. Иевлев, В.С. Ильин, С.Б. Куцев, С.А. Солдатенко, А.Н.Лукин,  
П.В.Середин, Е.К.Белоногов

*Воронежский государственный университет*  
*[lukin@phys.vsu.ru](mailto:lukin@phys.vsu.ru)*

Интерес к методам получения карбида кремния обусловлен его востребованностью во многих областях науки и техники. Тонкие наноструктурированные пленки SiC, весьма интересны для применения в оптоэлектронных светоизлучающих гетероструктурах.

В настоящей работе представлены первые результаты исследования Фурье спектров поглощения и отражения пленок SiC, синтезированных при импульсной фотонной обработке (ИФО) излучением мощных импульсных ксеноновых ламп монокристаллических пластин Si в углеродсодержащей газовой среде

Измерение спектров в ИК-области ( $4000-400\text{ см}^{-1}$ ) производилось на Фурье спектрометре Vertex-70 фирмы Bruker. Были получены спектры пропускания исходной кремниевой монокристаллической пластины с ориентацией (111) и удельным сопротивлением  $10\text{ Ом}\cdot\text{см}$ , легированной бором (КДБ-10), толщиной  $\sim 450\text{ мкм}$ , а также спектры пропускания и отражения образцов КДБ-10, подвергнутых импульсной фотонной обработке в атмосфере пропана с суммарной энергией 310 и 340 Дж, соответственно.

Для детального рассмотрения нами был выбран участок спектра от  $1200$  до  $500\text{ см}^{-1}$ , в котором наблюдались наиболее сильные линии поглощения. На спектре поглощения образца КДБ-10 в этой области наблюдается ряд слабых линий -  $961$ ,  $889$ ,  $816$  и  $739\text{ см}^{-1}$  и две достаточно интенсивные линии –  $1107\text{ см}^{-1}$  и  $611\text{ см}^{-1}$ . Линия поглощения  $1107\text{ см}^{-1}$ , связана с валентными антисимметричными колебаниями Si-O-Si связей и используется для определения концентрации кислорода, растворенного в кремнии.

Линия  $611\text{ см}^{-1}$  соответствует антисимметричным колебаниям Si-Si связей и всегда наблюдается на спектрах монокристаллического кремния. На спектрах образцов 310 и 340 возникает сильная линия с максимумом при  $793\text{ см}^{-1}$ . Она имеет сложную форму с наплывом с левой стороны и плечом справа. Хорошо известно, что пик  $793\text{ см}^{-1}$  соответствует валентным колебаниям Si-C связей (TO фонон), а его параметры, такие как полуширина (FWHM), площадь пика (area) служат для оценки степени кристалличности

тонких слоев карбида кремния. С целью исключения влияния на спектр пленки карбида кремния, образовавшейся на поверхности после импульсного фотонного отжига оптического поглощения кремнием и анализа основного пика, из спектров поглощения образцов 310 и 340 был вычтен спектр кремния (КДБ10). После такой операции форма полосы  $793\text{ см}^{-1}$  становится симметричной и хорошо экстраполируется распределением Лоренца. Этот факт говорит о том, что сложная форма полосы  $793\text{ см}^{-1}$  у образцов 310 и 340 определяется суммарным вкладом трех полос  $889$ ,  $816$  и  $739\text{ см}^{-1}$ , наблюдаемых на исходном кремнии. Значения FWHM для образцов 310 и 340 составляют соответственно  $85$  и  $88\text{ см}^{-1}$ , что существенно превышает величину FWHM для монокристаллических слоев ( $45\text{ см}^{-1}$ ). Т.е. полученные нами слои SiC, являются поликристаллическими.

Поскольку при фотонной импульсной обработке кремния одновременно с образованием карбида кремния в поверхностном слое и возникновением вследствие этого на ИК спектре интенсивного пика валентных колебаний Si-C связей, слабые максимумы ( $889$ ,  $816$  и  $739\text{ см}^{-1}$ ) не исчезают, но влияют на форму пика поглощения, то, скорее всего, их природа определяется колебаниями кристаллической решетки кремния.

Данные, коррелирующие со спектрами оптического поглощения, были получены нами при изучении ИК-спектров отражения от исследуемых образцов в области полосы остаточных лучей, при комнатной температуре с использованием приставки зеркального отражения фирмы Bruker с углом падения  $13^\circ$  в диапазоне  $550 - 1800\text{ см}^{-1}$ . Для сравнения нами был снят спектр отражения монокристаллического образца SiC 6N политаипа. На этом спектре наблюдается интенсивная фоновая мода в области  $700 - 1000\text{ см}^{-1}$ , содержащая в области максимума отражения характерную особенность в виде отчетливой седловины. Моделирование спектра монокристаллического  $\alpha$ -SiC в приближении двухфононной модели дает нам значения для частот оптических ТО фононов, которые соответственно равны  $805$  и  $863\text{ см}^{-1}$ . Что касается спектров отражения образцов 310 и 340, то из экспериментальных данных следует, что в их спектре присутствует одна резкая полоса с максимумом при  $793\text{ см}^{-1}$ , что хорошо согласуется с данными спектров пропускания. Такой вид спектра отражения характерен для кристаллов с алмазоподобной симметрий, а сам кристалл должен обладать хорошей оптической изотропией, о чем свидетельствует практически симметричный вид оптического фонона в спектре отражения образцов 310 и 340. Необходимо отметить также, что интенсивность фононного колебания для образца 340 выше, а сам ТО фонон имеет более симметричную форму, что может свидетельствовать о более высоком структурном качестве пленки образца 340.

*Работа поддержана грантами: Президента РФ "Поддержка ведущих научных школ" (НШ-3898.2008.3) и РФФИ (09-03-97558-р\_центр\_а).*

## ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИИ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

А.И. Илларионов, О.В. Янчук

*Иркутский государственный университет путей сообщения, 664074,  
г. Иркутск, ул. Чернышевского, 15,  
[illarionov\\_a@irgups.ru](mailto:illarionov_a@irgups.ru), [yanchuk\\_ov@irgups.ru](mailto:yanchuk_ov@irgups.ru),*

Для эффективного преобразования второй оптической гармоники в нелинейных кристаллах, как правило, кристалл ориентируют по одному из направлений коллинеарного синхронизма. В специальных случаях (при фокусировке излучения реальными линзами) волновой фронт основного излучения имеет сложную структуру, при этом в кристалле возможны не только синхронные коллинеарные, но и синхронные векторные преобразования излучения по частоте. Для получения сложного волнового фронта основного излучения в работе предполагается использовать его фокусировку радиально-симметричной линзой, неисправленной от сферической аберрации.

Одной из характеристик влияющих на интенсивность второй гармоники, является параметр качества кристалла:

$$\beta = \frac{d_{eff}^2}{n_{o1}^{\omega} \cdot n_{o2}^{\omega} \cdot n_{e3}^{2\omega}}.$$

Данный параметр определяется значениями нелинейного эффективного коэффициента  $d_{eff}$  и показателями преломления взаимодействующих волн  $n_{o1}^{\omega}$ ,  $n_{o2}^{\omega}$ ,  $n_{e3}^{2\omega}$ . Для отрицательных кристаллов точечных групп симметрии  $\bar{4}2m$ ,  $4mm$ ,  $3m$ ,  $6$  в работе получены выражения для эффективного нелинейного коэффициента, зависящие от компонент тензора нелинейности и углов распространения взаимодействующих волн относительно кристаллофизических осей кристалла. Из данных выражений оценены углы векторного и коллинеарного синхронизма в рассматриваемых группах кристаллов, при которых интенсивность генерации второй гармоники будет максимальна и минимальна. При моделировании пространственного распределения интенсивности второй гармоники выявлено, что распределение второй гармоники в различных направлениях относительно оптической оси системы неоднородно. В формировании значения эффективного нелинейного коэффициента участвуют все компоненты тензора нелинейности, внося различный вклад в зависимости от углов взаимодействующих волн. В работе показано, что по распределению интенсивности второй оптической гармоники можно определить различные компоненты тензора нелинейности кристаллов.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА С НИТЕВИДНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МИКРООБЪЕКТОМ.

И.А. Карташов, Е.М. Лейбов, А.В. Шишаев

*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, г.Новосибирск,  
пр. Академика Лаврентьева, 13, [anavis@isp.nsc.ru](mailto:anavis@isp.nsc.ru)*

Явление градиентного взаимодействия сфокусированного лазерного излучения с веществом, впервые рассмотренное в работах [1], послужило основой для развития очень эффективного и широко используемого в настоящее время в фундаментальных и прикладных исследованиях метода пространственного захвата и манипуляции микрочастицами.

Как известно, при помещении диэлектрической частицы в поле лазерного излучения возникает действующая на частицу градиентная сила  $F_{grad}(r)$ , обусловленная потенциальной энергией дипольного взаимодействия  $U(r)$  электрической составляющей света  $\vec{E}$  и наведенного дипольного момента частицы  $\vec{P}$  [2]. Дипольный момент частицы определяется поляризуемостью вещества  $\alpha$ , её объёмом  $V$  и величиной поляризующего электрического поля  $E$ . Будем считать, что материал микрообъекта однороден и изотропен в области взаимодействия с полем, а потому  $\alpha$  будет величиной постоянной. Если же величина электрического поля заметно изменяется в пределах размеров частицы, то энергия дипольного взаимодействия вычисляется в процессе интегрирования по объёму конкретной формы диэлектрической частицы. Лазерное излучение в нашем конкретном случае имеет гауссово распределение интенсивности по сечению луча. И, наконец, диэлектрический объект рассматриваем как консольно закрепленный с одного конца длинный тонкий жесткий стержень. С учётом всего выше сказанного градиентная сила, действующая на тонкий диэлектрический стержень, захваченный оптической ловушкой, принимает следующий вид:

$$F_{grad} = \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{32 \cdot \pi \cdot y \cdot I_0}{c \cdot w_0^2} \left[ \alpha \cdot \pi \cdot r^2 \cdot w_0 \sqrt{\pi/2} \right] \exp \left[ -\frac{2y^2}{w_0^2} \right],$$

где  $I_0$  - интенсивность света в центре пучка,  $c$  - скорость света,  $w_0$  - минимальный диаметр лазерного пучка в области фокусировки.

Эксперименты проводились с находящимся в воздушной среде объектом нитевидной формы (ворсинка хлопка), что позволило увязать результаты измерений градиентной силы с упругими характеристиками исследуемого материала. Замеряя максимальное отклонение свободного конца ворсинки под действием градиентной силы, и определив частоту собственных колебаний консольно закреплённого стержня (ворсинки),

можно непосредственно определить абсолютное значение  $F_{grad}$ . При  $P_l \approx 10 мВт$  определенная таким образом сила градиентного взаимодействия составила  $F_{grad} \approx 235 нН$ .

Наряду с абсолютными измерениями  $F_{grad}$  была исследована зависимость величины отклонения  $\Delta y$  и, соответственно,  $F_{grad}$  от интенсивности лазерного излучения. Как и предполагалось, градиентная сила линейно зависит от  $I_0$ . Однако точность этих измерений существенно падает при низких значениях  $F_{grad}$ .

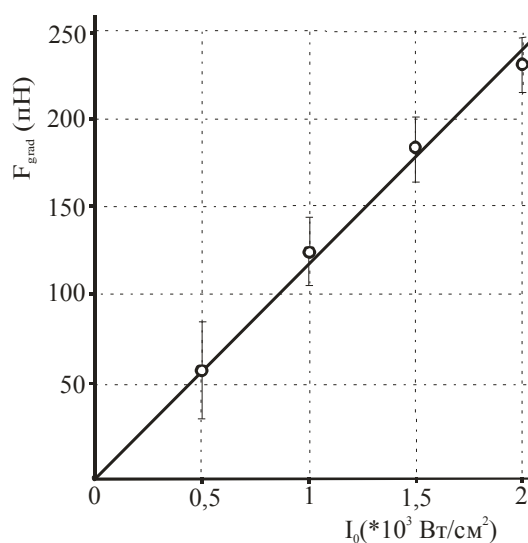


Рис.1. Зависимость градиентной силы от интенсивности лазерного излучения.

Проведённые исследования показали возможность непосредственного измерения градиентной силы взаимодействия протяжённых высокополимерных соединений с гауссовым полем лазерного излучения.

#### *Литература*

1. Ashkin A. // Phys. Rev. Lett., 1970, V. 24, No. 4, pp. 156-159.
2. Nieminen T.A., Rubinsztein-Dunlop H., Heckenberg N.R. // J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 2001, V.70, pp. 627-637.



## СИЛОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ МИКРООБЪЕКТАМИ.

И.А. Карташов, Е.М. Лейбов, А.В. Шишаев

*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, г.Новосибирск,  
пр. Академика Лаврентьева, 13, [anavis@isp.nsc.ru](mailto:anavis@isp.nsc.ru)*

Оптическое манипулирование нейтральными частицами широко используется в настоящее время в различных областях науки, техники и технологий. В этих процессах участвуют две силы, возникающие при взаимодействии излучения с веществом. Это сила рассеяния и градиентная сила, обусловленная потенциальной энергией взаимодействия гауссовского светового поля с наведёнными им в среде диполями.

Теоретический анализ сил светового воздействия на гладкие металлические микрообъекты и объекты с мелкодисперсным проводящим покрытием был проведён для протяжённых объектов (провода). В расчетах и постановке экспериментальных исследований рассматривалось силовое взаимодействие лазерного пучка с микрочастицей в направлении оси  $y$ , перпендикулярной направлению распространения света (ось  $z$ ).

Сравнение величин градиентной силы  $F_{grad}$  и  $y$ - компоненты силы светового давления  $F_{\Sigma}$  для  $r/w_{l0} \approx 1$  и  $y \approx w_{l0}$  даёт

$$\frac{F_{\Sigma y}}{F_{grad}} \approx \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{R}{1-R} \cdot \frac{\sqrt{\pi} \cdot w_{l0}}{16\pi\sqrt{\pi} \cdot \Delta r},$$

где  $R$  - коэффициент отражения поверхности частицы для интенсивности света,  $\alpha$  - поляризуемостью вещества частицы,  $\Delta r$  - глубина проникновения. Полученная зависимость показывает, что для металлических микрочастиц сила светового давления всегда превосходит силу градиентного взаимодействия. Для уменьшения  $F_{\Sigma y}$  в экспериментах использовались частицы с шероховатой поверхностью.

Абсолютные измерения  $F_{grad}$  могут быть осуществлены путём их привязки к физическим параметрам протяжённых микрообъектов, например, модулю упругости [1]. Для металлических объектов более предпочтительным оказывается методика дифференциальных весов. Такая методика обеспечивает устойчивую регистрацию смещения под действием света центра частицы на  $\Delta y_{min} \approx 0,1 \cdot r$  при диаметре пробного пучка  $2w_{prob} \approx 26 \mu\text{м}$ , что соответствует предельно регистрируемой силе  $F_{lim} \approx 2,5 \text{нН}$ .

Эксперименты выполнялись с использованием молибденовой проволоки как самостоятельной частицы, так и подложки для нанесения мелкодисперсного покрытия проводящим материалом (углеродная сажа).

Согласно оценкам значения  $F_{\Sigma y}$  и  $F_{grad}$  для наших условий ( $w_{l0} \approx 13 \text{ мкм}$ ,  $I_0 = 10^3 \text{ Вт/см}^2$ ,  $r = 10 \text{ мкм}$ ) составляют для молибдена  $F_{\Sigma y} \approx 8,74 \text{ нН}$  и  $F_{grad} \approx 0,88 \text{ нН}$ , а для аморфного углерода  $F_{\Sigma y} \approx 4,2 \text{ нН}$  и  $F_{grad} \approx 3,2 \text{ нН}$ . Для молибдена ожидаемые значения сил совпали с данными измерений. Для мелкодисперсного углеродного покрытия на молибденовой проволоке  $F_{grad} \approx 75,3 \text{ нН}$ . Столь сильное расхождение с оценочными значениями может быть объяснено заниженным значением глубины проникновения света для аморфного углерода, а также возможными эффектами поверхностно активных волн [2].

### Литература

1. Карташов И.А., Лейбов Е.М., Макарова Д.С., Шишаев А.В., ЖТФ, 2008, т. 78, в. 4, стр. 115 – 120.
2. Либенсон М.Н. “Лазерно-индуцированные оптические и термические процессы в конденсированных средах и их взаимное влияние”. СПб.: Наука, 2007

## ВЗАИМОСВЯЗЬ «СТРУКТУРА - НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА» КРИСТАЛЛОВ $A_n^{I-VI} B_m^{V-VII} O_p$ ( $B^{V-VII} = Cl^{7+}, Cl^{5+}, Br^{5+}, I^{5+}, Nb^{5+}, Ta^{5+}$ )

Б.И. Кидяров, В.В. Атучин

*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр.  
ак. Лаврентьева 13, [kidyarov@isp.nsc.ru](mailto:kidyarov@isp.nsc.ru)*

Число синтезированных нелинейно-оптических (НЛО) кристаллов непрерывно возрастает [1]. Это позволяет на основе установления эмпирических взаимосвязей триады «состав – структура - свойство» проводить поиск новых перспективных «ацентричных» кристаллов [2]. Ранее было показано, что на плоскости длин химических связей «элемент-кислород» совокупность НЦС бинарных оксидных кристаллов (БОК) располагается внутри розетки из двух пересекающихся эллипсов «ацентричности», а НЦС тройных оксидных кристаллов (ТОК) - внутри такой розетки из трех эллипсов [2]. Показано, что НЦС кристаллы, содержащие катионы  $V^{4+}$ ,  $Ti^{4+}$ ,  $Nb^{5+}$ ,  $Ta^{5+}$ , или  $I^{5+}$  с длиной кратчайшей оксидной связи  $L \sim 167-195$  пм, имеют более высокую НЛО восприимчивость  $\chi^{(2)}$  [2]. Здесь аналогичный анализ проведен для ТОК на основе оксидов с катионами  $Cl^{7+}$ ,  $Cl^{5+}$ ,  $Br^{5+}$ ,  $I^{5+}$ ,  $Nb^{5+}$ ,  $Ta^{5+}$ .



и расположенные в его центральной части  $\text{KNbO}_3$ ,  $\text{NaBa}_2\text{Nb}_5\text{O}_{15}$ ,  $\text{Pb}_2\text{KNb}_5\text{O}_{15}$  ( $C_{2v}$ ,  $\chi^{(2)} \approx 20$  pm/V), ( $\text{Li}_{4.07}\text{K}_{5.7}\text{Nb}_{10.2}\text{O}_{30}$ ,  $\text{LiBa}_2\text{Nb}_5\text{O}_{15}$ ,  $\text{BaSrNb}_4\text{O}_{12}$  ( $C_{4v}$ ,  $\chi^{(2)} \leq 13$  pm/V). 4) Поле эллипсов I and II вне луковички, и непересекающееся с эллипсом III. Это часть плоскости содержит кристаллы со средним, и умеренным уровнем  $\chi^{(2)}$ :  $\text{K}_2(\text{NbO})_2\text{Si}_4\text{O}_{12}$  ( $C_{4v}$ ,  $\chi^{(2)} \approx 12$  pm/V),  $\text{RbNbB}_2\text{O}_6$ ,  $\text{CsNbOB}_2\text{O}_5$ ,  $\text{TlNbB}_2\text{O}_6$  ( $C_{2v}$ ,  $\chi^{(2)} \leq 4.4$  pm/V),  $\text{K}_6\text{Nb}_6\text{Si}_4\text{O}_{26}$  ( $D_{3h}$ ,  $\chi^{(2)} \approx 1$  pm/V). На Рис.2 построены зависимости  $\chi^{(2)}$  от  $L(\text{I, Nb, Ta-O})$ , которые имеют несколько максимумов, относящихся к полярной структуре  $C_{2v}$ ,  $C_{3v}$ , или  $C_{4v}$ . Ранее нами синтезированы новые, подобные ниобатам, НЛО кристаллы иодатов. Таким образом, систематизация данных «структура-свойство» является неотъемлемой частью дизайна новых материалов.

### *Литература*

1. D.N. Nikogosyan. Nonlinear optical crystals. A complete survey. Berlin: Springer -Verlag, 2005, 427 p.
2. V.V. Atuchin, B.I. Kidyarov, N.V. Pervukhina. // J. Crystal Growth. **275**, e1941 (2005).

## **ПРОСТЫЕ И БИНАРНЫЕ АЦЕНТРИЧНЫЕ ХЛОРИДЫ. ВЗАИМОСВЯЗЬ «СТРУКТУРА - НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА»**

Б.И. Кидяров, В.В. Атучин

*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр.  
ак. Лаврентьева 13, [kidyarov@isp.nsc.ru](mailto:kidyarov@isp.nsc.ru)*

Кристаллы галогенидов прозрачны в широкой области ИК – спектра, и имеют удовлетворительную радиационную стойкость [1-3]. В частности, область прозрачности ацентричных кристаллов иодида  $\text{Tl}_4\text{HgI}_6$  со структурой  $4mm$  достигает от 1 до 60  $\mu\text{m}$  [1]. Поэтому в последние годы галогениды привлекли внимание как потенциальный материал для преобразования лазерных частот в ИК - диапазоне [2-4]. Однако в настоящее время данные по нелинейно-оптическим (НЛО) свойствам кристаллов галогенидов весьма ограничены. С другой стороны, известны структурные, и микроструктурные данные для многих хлоридов, иодидов, и в меньшей мере для бромидов. В связи с выше- изложенным, целесообразно провести систематизацию взаимосвязи «структура- длина химической связи» для нецентросимметричных (НЦС) кристаллов галогенидов согласно

разработанной нами ранее методологии, апробированной на НЦС оксидах, и халькогенидах [5].

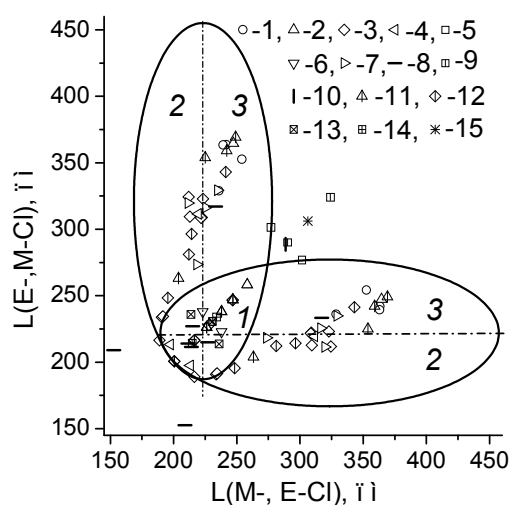


Рис. Розетка эллипсов «ацентричности» для бинарных хлоридов со структурами: 1 -  $C_{6v}$ , 2 -  $C_{3v}$ , 3 -  $C_{2v}$ , 4 -  $C_s$ , 5 -  $C_4$ , 6 -  $C_3$ , 7 -  $C_2$ , 8 -  $C_1$ , 9 -  $T$ , 10 -  $D_4$ , 11 -  $D_3$ , 12 -  $D_2$ , 13 -  $D_{2d}$ , 14 -  $T_d$ , 15 -  $D_{3h}$ .

средними величинами  $\chi^{(2)}$  находятся преимущественно в правой части вертикального (3), или в верхней части горизонтальных эллипсов (3) ( $CsGeCl_3$ ,  $C_{3v}$ ,  $\chi^{(2)} = 2.5 \text{ pm/V}$ ) [2-3, 5]. Таким образом, хотя исследования ацентричных, и НЛО свойств кристаллов галогенидов находятся пока в начальной стадии, число известных ацентричных кристаллов хлоридов уже достигает  $\sim 100$ . Поэтому дизайн и синтез новых кристаллов галогенидов перспективны для решения ряда задач оптоэлектроники.

### Литература

1. D.N. Nikogosyan. Nonlinear optical crystals. A complete survey. Berlin: Springer -Verlag, 2005, 427 p.
2. Zhi- Guang Lin, Li-Chuan Tang, Chang-Pin Chou, *Inorg. Chem.* V.47, №7, 2362-2367 (2007).
3. Zhi- Guang Lin, Li-Chuan Tang, Chang-Pin Chou, *J. Cryst. Growth.* V.310, № 13, 3224- 3229 (2008).
4. Gang Zhang, Jingui, Tao Lin, Tianxiang Zhu, Peizhen Fu, Yicheng Wu and Chuangtian Chen. *Cryst. Growth & Design.* Pub. on Web 06/27/2008.
5. V.V. Atuchin, B.I. Kidyarov and N.V. Pervukhina, *Computational Materials Science*, V.32, № 2, 507-511 (2006).

В данной работе впервые составлена сводка данных по микроструктуре и отдельным свойствам более 50 известных НЦС хлоридов, Рис. Здесь на карте двух длин химических связей ( $L(M-O)$ ,  $L(E-O)$ ) представлена розетка из двух эллипсов «ацентричности» для кристаллов бинарных хлоридов, где  $160 < L(E-O) < 260 < L(M-O) < 460 \text{ pm}$ . Таким образом, НЦС кристаллы бинарных хлоридов, обладающие измеримыми НЛО- свойствами ( $\chi^{(2)} > 0.05 \text{ pm/V}$ ), располагаются внутри розетки из двух эллипсов «ацентричности». В общей части эллипсов (луковице, Рис. п.1) находятся НЦС полярные, и неполярные кристаллы с умеренными НЛО – свойствами ( $CuCl$ ,  $T_d$ ,  $r = 3.6 \text{ pm/V}$ ), а НЦС полярные кристаллы со

## ПРОСТЫЕ И БИНАРНЫЕ ФТОРИДЫ. ВЗАИМОСВЯЗЬ «СТРУКТУРА - НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА» КРИСТАЛЛОВ ГАЛОГЕНИДОВ

Б.И. Кидяров, В.В. Атучин

*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр.  
ак. Лаврентьева 13, [kidyarov@isp.nsc.ru](mailto:kidyarov@isp.nsc.ru)*

Кристаллы фторидов прозрачны в широкой области спектра от ВУФ до среднего ИК - диапазона. Поэтому они широко используются в прикладной физике при создании люминесцентных детекторов радиации, лазерных элементов, и частично при генерации гармоник лазерного излучения в другие области спектра. Хотя применение для последних целей нецентросимметричных (НЦС) фторидных кристаллов пока ограничено, с развитием мощной лазерной фемто-, и атто- секундной техники оно возрастет. В данной работе впервые составлена сводка данных по микроструктуре и свойствам более 100 известных НЦС фторидов, и проведена систематизация этих данных по взаимосвязи «структура-длина химической связи» в соответствии с методологией, разработанной ранее для

НЦС оксидов и халькогенидов [1], Рис.1. Здесь на карте двух длин химических связей ( $L(M-O)$ ,  $L(E-O)$ ) представлена розетка из двух эллипсов «ацентричности» для кристаллов бинарных фторидов, где  $145 < L(E-O) < 210 < L(M-O) < 345$  пм. Таким образом, НЦС кристаллы фторидов, обладающие измеримыми нелинейно - оптическими (НЛО) свойствами ( $\chi^{(2)} > 0.05$  пм/В), располагаются внутри розетки из эллипсов «ацентричности». В общей части эллипсов (I-луковице) находятся НЦС неполярные кристаллы, а НЦС полярные кристаллы с более высокими величинами  $\chi^{(2)}$  находятся преимущественно в правой части вертикального (3), или в верхней части

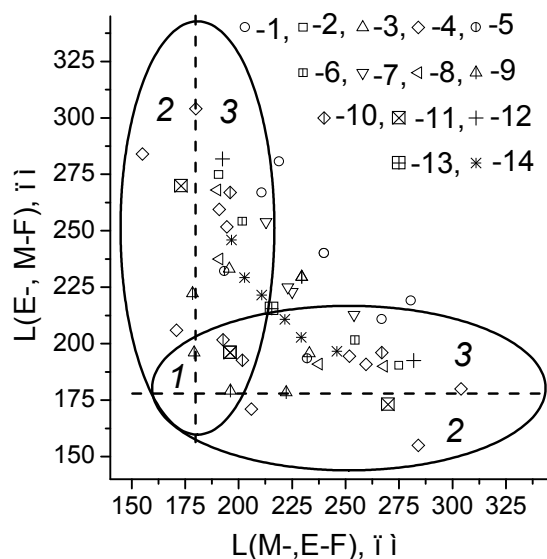


Рис.1. Эллипсы «ацентричности» бинарных фторидов со структурами: 1 -  $C_{6v}$ , 2 -  $C_{4v}$ , 3 -  $C_{3v}$ , 4 -  $C_{2v}$ , 5 -  $C_6$ , 6 -  $C_4$ , 7 -  $C_3$ , 8 -  $C_2$ , 9 -  $D_3$ , 10 -  $D_2$ , 11 -  $D_{2d}$ , 12 -  $S_4$ , 13 -  $T_d$ , 14 -  $D_{3h}$ .

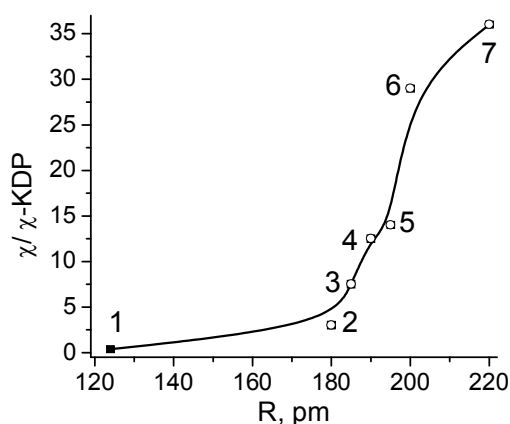


Рис.2. Зависимость НЛО-восприимчивости  $\chi^{(2)}$  кристаллов бинарных галогенидов от среднего радиуса галогенидного аниона  $R_h$ . Кристаллы: 1- фториды, 2 -  $\text{MeGeCl}_3$ , 3 -  $\text{MeGeCl}_{2.25}\text{Br}_{0.75}$ , 4 -  $\text{MeGeCl}_{1.5}\text{Br}_{1.5}$ , 5 -  $\text{MeGeCl}_{0.75}\text{Br}_{2.25}$ , 6 -  $\text{MeGeBr}_3$ , 7 -  $\text{Cs}_2\text{Hg}_3\text{I}_8$  [3-6].

горизонтального эллипсов (3) [1].

Среди кристаллов галогенидов фториды имеют наименьшую величину  $\chi^{(2)}$  (поливинилиден-фторид  $(\text{CH}_2\text{CF}_2)_n$ ,  $C_{2v}$ ,  $\chi^{(2)} \sim 0.3/\text{pm/V}$ ;  $\text{MgBaF}_4$ ,  $C_{2v}$ ,  $\chi^{(2)} \sim 0.05/\text{pm/V}$ ) [2-3]. С увеличением среднего размера галогенидного аниона ( $R_h$ ) в последовательности F, Cl,  $\text{Cl}_3\text{Br}$ ,  $\text{ClBr}$ ,  $\text{ClBr}_3$ , Br, I максимальная величина НЛО-восприимчивости  $\chi^{(2)}$  кристаллов галогенидов возрастает, достигая  $\sim 15-18 \text{ pm/V}$  для бромидов ( $\text{CsGeBr}_3$ ,  $C_{3v}$ ), и иодидов ( $\text{Cs}_2\text{Hg}_3\text{I}_8$ ,  $C_s$ ), Рис.2 [3-6]. Выявленные взаимосвязи «состав - структура - свойство» являются основой для последующего

целенаправленного дизайна новых материалов и технологий их получения.

### Литература

- 1 V.V. Atuchin, B.I. Kidyarov and N.V. Pervukhina, *Computational Materials Science*, V.30 № 3- 4, 411- 418 (2004).
- 2 Справочник по лазерам. Т.2. Ред. А.М. Прохоров. М. Советское радио. 1978. 400 с.
- 3 D.N. Nikogosyan. *Nonlinear optical crystals. A complete survey*. Berlin: Springer -Verlag, 2005, 427 p.
- 4 Zhi- Guang Lin, Li-Chuan Tang, Chang-Pin Chou, *Inorg. Chem.* V.47, №7, 2362-2367 (2007).
- 5 Zhi- Guang Lin, Li-Chuan Tang, Chang-Pin Chou, *J. Cryst. Growth*. V.310, № 13, 3224-3229 (2008).
- 6 Gang Zhang, Jingui, Tao Lin, Tianxiang Zhu, Peizhen Fu, Yicheng Wu and Chuangtian Chen. *Cryst. Growth & Design*. Pub. on Web 06/27/2008.

## ТЕРМО-ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СЭНДВИЧНОЙ СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ-СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ

С.В. Климентьев, Г.Г. Здоровцев, В.И. Иванов

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, 680021,  
г. Хабаровск, ул. Серышева, 47, [npcnich@festu.khv.ru](mailto:npcnich@festu.khv.ru)

В легированном кристалле ниобата лития под действием падающего излучения возникает эдс, благодаря термоэлектретному и фотовольтаическому эффектам [1].

В экспериментах с использованием в качестве источника излучения He – Ne лазера ( $\lambda=0,63$  мкм) была обнаружена зависимость стационарного тока от координаты светового пучка (от того, в какую часть кристалла фокусируется излучение). На рисунке 1 представлена зависимость чувствительности  $H$  от координаты светового пучка при сканировании по поверхности кристалла Y-среза вдоль полярной оси. Такая асимметрия может быть связана с единственным выделенным направлением в кристалле – полярной осью  $Z$ .

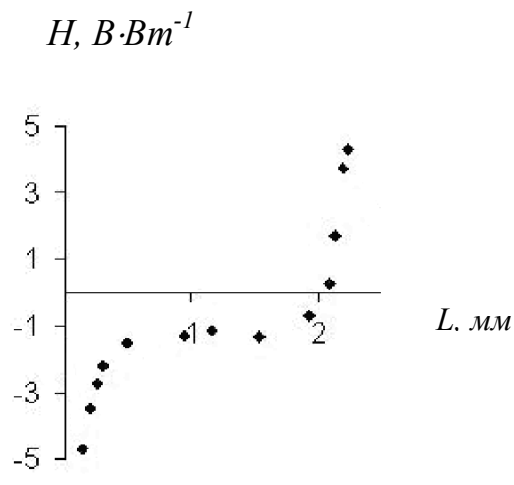


Рис. 1. График зависимости  $H$  от координаты пучка лазера падающего на кристалл НЛ (Y – срез;  $2 \times 2,5 \times 0,13$  мм; электроды Al – Cr; 0,3 вес.% Fe)

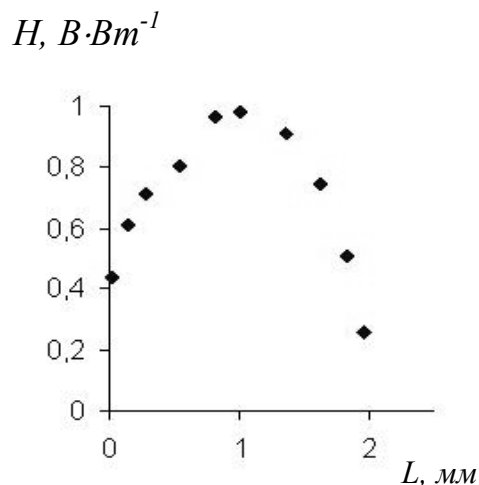


Рис. 2. График зависимости  $H$  от координаты пучка лазера падающего на кристалл НЛ (Z – срез;  $2 \times 2,5 \times 0,13$  мм; электроды Al – Cr; 0,3 вес.% Fe)

Зависимость тока в поперечном направлении монотонная (Рис.2). Аномальная зависимость отклика от координаты светового пятна (наблюдающаяся только в коротковолновой части спектра для излучения с длиной волны менее 0,7 мкм) обусловлена тем, что, помимо фотогальванического



тока, который может менять свою полярность на торцах кристалла (электроды частично прозрачны), в фотоэлектрический отклик дает вклад термоиндуцированный ток, наблюдающийся в несимметричной МСМ-системе [1]. Это подтверждается исчезновением координатной чувствительности при чернении приемной площадки электрода.

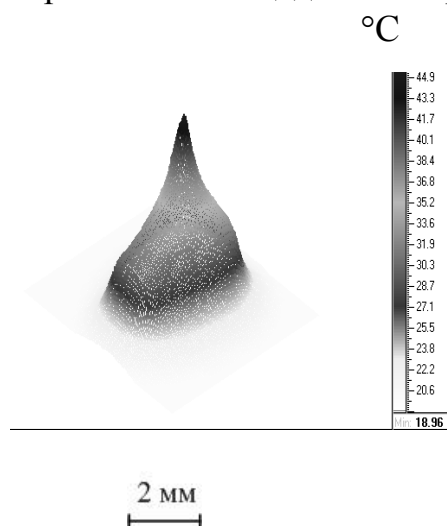


Рис. 3. Распределение температуры по поверхности кристалла ниобата лития при освещении He-Ne лазером (край образца),  $T_{\max} = 45,59^{\circ}$

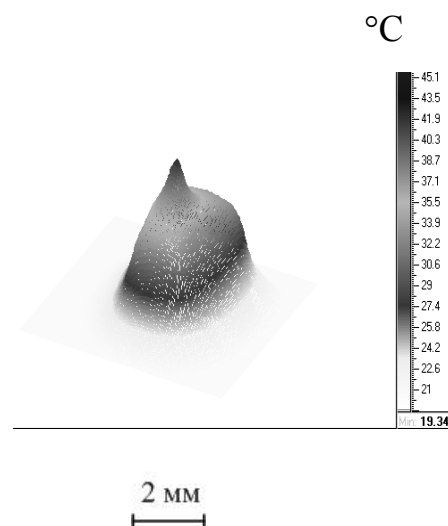


Рис. 4. Распределение температуры по поверхности кристалла ниобата лития при освещении He-Ne лазером. (середина образца),  $T_{\max} = 42,14^{\circ}$

Для определения влияния температурного распределения на координатную зависимость фотоэлектрического отклика регистрировалось температурное поле на поверхности кристалла при облучении сфокусированным пучком излучения. Термограммы поверхности образца, зарегистрированные термографом IRTIS-200 для разных положений пучка показаны на рисунках 3,4. Несмотря на увеличение максимальной температуры образца вблизи края, проведенные на основании полученных экспериментальных результатов оценки показывают, что данное увеличение не может обеспечить наблюдаемое возрастание чувствительности на краях образца.

Координатную зависимость величины термоиндуцированного тока предлагается использовать для создания координатно-чувствительных приемников излучения.

### *Литература*

1. Иванов В.И., Карпец Ю.М., Климентьев С.В. Термостимулированные токи в несимметричной сэндвичной структуре металл-сегнетоэлектрик-металл.-Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2007.- 67 с.

## НАБЛЮДЕНИЕ СПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЭКСИТОНОВ В ОБЪЕМНЫХ ОБРАЗЦАХ AlGaAs

Е.В. Кожемякина, А. Амо, Л. Вина, К.С. Журавлев

*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, г. Новосибирск,  
Лаврентьева 13, [kozhenyayakina@gorodok.net](mailto:kozhenyayakina@gorodok.net)*

Спиновые явления в полупроводниках привлекают значительный интерес, однако спиновая релаксация экситонов в объеме до сих пор мало изучена. Одним из интересных явлений, связанных со спином, является расщепление линии экситонов, возникающее в отсутствие магнитного поля при возбуждении циркулярно поляризованным светом. Экситон-экситонное обменное взаимодействие приводит к энергетическому сдвигу уровней экситонов [1], который зависит от концентраций экситонов со спинами +1 и -1. Этот эффект наблюдался в квантовых ямах, однако в объеме до сих пор не был обнаружен. Настоящая работа сообщает о первом экспериментальном наблюдении данного эффекта в объеме.

В работе исследовались высококачественные слои GaAs и  $Al_xGa_{1-x}As$  с концентрацией алюминия  $x = 0,15$  и  $0,054$ , выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии; детали роста были описаны в [2]. Циркулярно поляризованная нестационарная фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась титан-сапфировым лазером, длина волны которого менялась от 703 до 805 нм, длительность импульса составляла 2 пс. Измерения проводились при температуре 4,2 К.

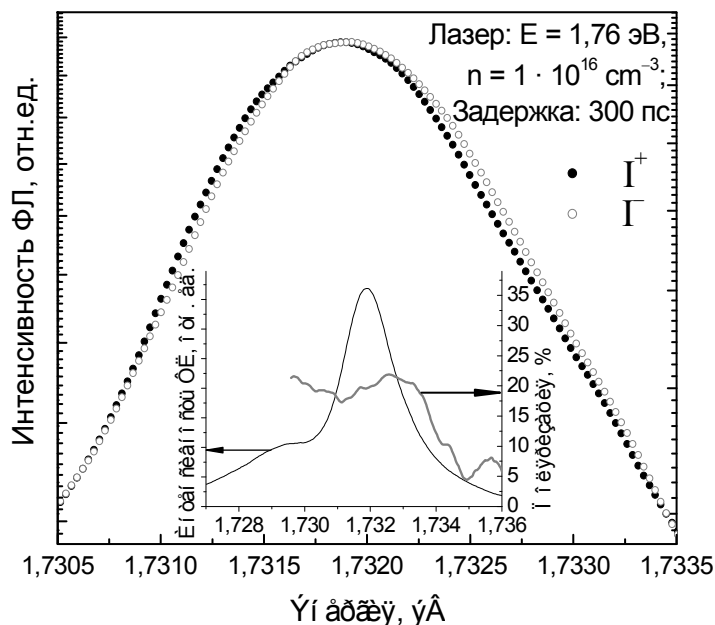


Рис.1. Расщепление линии свободных экситонов в  $Al_{0,15}Ga_{0,85}As$

В спектрах нестационарной ФЛ наблюдалось расщепление линии свободных экситонов (рис. 1): поляризованная против лазера составляющая ( $\Gamma$ ) лежала ниже по энергии, чем составляющая, поляризованная по лучу ( $\Gamma^+$ ). Максимальная величина расщепления наблюдалась в образце с концентрацией алюминия  $x = 0,15$  и составляла  $0,1$  мэВ. Одним из следствий наличия расщепления является неоднородная поляризация линии свободных экситонов: поляризация выше в высокоэнергетической части линии.

Величина расщепления пропорциональна разности между концентрациями экситонов с противоположными спинами. На рис. 2 на левой шкале отложена кинетика величины расщепления, а на правой шкале – разность между интенсивностями ФЛ, поляризованной по и против направления возбуждающего света ( $\Gamma^+$  и  $\Gamma$ ).

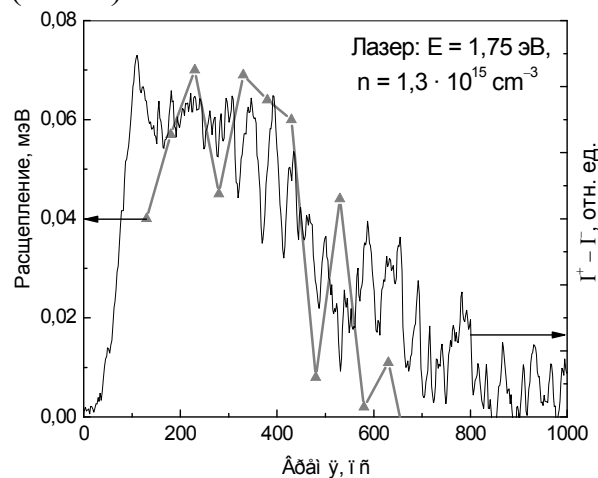


Рис. 2. Кинетика величины расщепления и разности  $\Gamma^+ - \Gamma$  в  $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$

Наиболее интересным эффектом, не наблюдавшимся ранее, является то, что при  $t < t_R$  (времени возгорания ФЛ) величина  $\Gamma^+ - \Gamma$ , а следовательно, и расщепление увеличивается, а при  $t > t_R$  – спадает. Это вызвано тем, что при  $t < t_R$  рост числа свободных экситонов на дне зоны происходит быстрее, чем падение поляризации.

*Работа выполнена при поддержке Испанского Министерства Образования и Науки (MEC) (MAT2005-01388, NAN2004-09109-C04-04 & QOIT-CSD2006-00019), the Comunidad Autonoma de Madrid (S-0505/ESP-0200).*

#### Литература

- 1 J. Fernandez-Rossier, C. Tejedor, L. Munoz and L. Vina, *Phys. Rev. B*, **54**, 11582 (1996).
- 2 K.S. Zhuravlev, A.I. Toropov, T.S. Shamirzaev and A.K. Bakarov, *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1131 (2000).

## ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТЛ ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ДОЗИМЕТРИИ БЕТА – ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ИДК

А.А. Козлов, В.Д. Богдан-Курило, А.С. Денисов,  
О.И. Батухтина, К.А. Буйских  
*ОАО Ангарский электролизный химический комбинат,  
г. Ангарск, [sktb@aecc.ru](mailto:sktb@aecc.ru)*

Д.М. Могнонов, Ж.Г. Базарова, И.С. Фарион, А.К. Субанаков  
*Байкальский институт природопользования СО РАН, г. Улан – Удэ*

А.И. Непомнящих, Б.И. Рогалев  
*Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, г. Иркутск*

В связи с вводом «Норм радиационной безопасности НРБ-99» и методических указаний МУ 2.6.1.25-2000 «Дозиметрический контроль внешнего профессионального облучения. Общие требования», МУ 2.6.1.56-2002 «Контроль эквивалентных и поглощенных доз фотонного и бета излучений в коже и хрусталике глаза», которые устанавливают значение эквивалентной дозы в базальном слое кожи толщиной 5 мг/см<sup>2</sup> под покровным слоем 5 мг/см<sup>2</sup>, а на ладонях толщина покровного слоя - 40 мг/см<sup>2</sup> [1], возникает необходимость, при проведении группового и индивидуального дозиметрического контроля (ИДК) облучения персонала, применение детекторов минимальной толщины 5 мг/см<sup>2</sup>.

Детектор должен отвечать требованиям: чувствительность, тканеэквивалентность и гибкость. Для выполнения первого требования была разработана технология получения мелкодисперсного термолуминофора MgB<sub>4</sub>O<sub>7</sub> активированного диспрозием с последующим распределением его в матрицу, два последних условия определили в качестве матрицы полимерный материал.

В качестве объектов исследования были выбраны: арил-,алкильные полибензимидазолы (ПБИ), ароматические полиамиды (ПА) и ароматические полиимиды (ПИ).

Анализ полимерных материалов показал, что ароматические ПБИ и ПА достаточно прочные, но имеют низкую эластичность, а при термообработке становятся хрупкими и снижается чувствительность пленки из-за окраски полимера, большое количество водородных связей уменьшает растворимость, что приводит к неравномерному осаждению наполнителя и образованию агломератов. Поэтому для достижения более высокой гомогенности пленки, сведения к минимуму образования агломератов и уменьшения разброса по чувствительности к излучению в качестве матрицы был выбран ПИ.

Изготовление дозиметрической пленки проводилось – введением термолуминофора в полиамидокислоту (ПАК). Технологическая схема получения дозиметрической пленки представлена на рис. 1.

Получение термолуминофора  $MgB_4O_7 :Dy$  производилось синтезированием из смеси оксида магния и триоксида бора с добавлением триоксида диспрозия [2-3].

Приготовление ПАК проводилось перемешиванием до полного растворения предварительно взвешенных и очищенных исходных мономеров 4,4'-диаминодифенилоксид (ДАДФО) и демитилформамид (ДМФА). Затем, в раствор небольшими порциями вводился пиромеллитовый диангидрид (ПМДА). После выдержки получали раствор с концентрацией 10 г/дл,  $\eta_{пр}=2-5,5$  дл/г (ДМФА, 20<sup>0</sup>С, 0,5 г/дл) обладающий пленкообразующими свойствами.



Рис.1. Технологическая схема получения термолуминесцентной пленки на основе ПАК

По данной технологии были изготовлены пленки толщиной 5 мг/см<sup>2</sup>, которые выдерживали испытания на целостность после десятикратного сгибания под углом 90<sup>0</sup>, а величина разброса чувствительности к ионизирующему излучению не превышала 20 %, что существенно при производстве больших партий детекторов. Далее из пленки вырубались детекторы, и проводился сравнительный анализ с аналогичными детекторами ТТЛД-580 [4], по результатам которого абсолютная

чувствительность полученных детекторов не уступала детекторам ТТЛД-580, а по относительной чувствительности ее превосходила Таблица 1. Потеря дозиметрической информации детекторов за 3 недели составляла 18 %. Воздействие света: высвечивающее действие на облученные образцы составляло 7 %.

Таблица № 1

Сырье пленки	Толщина пленки, h, (мг/см <sup>2</sup> )	Разброс толщины пленки, (%)	Целостность пленки	Чувствительность абсолютная	Чувствительность относительная
1	2	3	4	5	6
ТТЛД-580	11,0	30	+	1,0	1,0
№ 17-08 Полиимид 50 % (МВО-166)	5,03	20	+	1,07 -1,43	1,96- 2,19
№ 26-08 Полиимид 60% (МВО-168)	5,17	18	+	1,05 -1,11	1,78- 2,00

Данный способ получения тонкопленочного термолюминесцентного детектора с использованием в качестве матрицы полиимида, а в качестве термолюминофора  $MgB_4O_7:Dy$  позволит организовать изготовление термолюминесцентных индивидуальных дозиметров для измерения доз фотонного и бета - излучения в коже лица и пальцев рук при облучении персонала удовлетворяющих требованиям НРБ-99.

### *Литература*

1. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99): Гигиенические нормативы.- М.: Центр санитарно-эпидемиологического нормирования, гигиенической сертификации и экспертизы Минздрава России, 1999.-116с.,
2. Prokic M. Development of Highly Sensitive  $CaSO_4:Dy/Tm$  and  $MgB_4O_7:Dy/Tm$  Sintered Thermoluminescent Dosimeters. Nucl. Instrum. Meth. 175, (1980), 83-86.
3. Shahare D.I, Dhoble S.J, Moharil S.V. Preparation and characterization of magnesium-borate phosphor. Journal of materials science letters. 12 (1993), 1873-1874.
4. Гимадова Т.И., Шакс А.И., и др. Индивидуальные дозиметры для измерения эквивалентных доз в коже пальцев рук, лица и хрусталике глаза при хроническом и аварийном облучении. АНРИ, 2001,3, с.20-27.

## **ЦИФРОВОЕ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНОЕ УСТРОЙСТВО, ИЗГОТОВЛЕННОЕ ПО ГИБРИДНОЙ ТЕХНОЛОГИИ**

К. Коленцов<sup>x</sup>, Л. Юрукова<sup>x</sup>, Е. Радева<sup>x</sup>, П. Зьбов<sup>xx</sup>

<sup>x</sup> *Институт физики твердого тела Болгарской АН*

<sup>xx</sup> *Институт электроники Болгарской АН, [ptsubov@yahoo.com](mailto:ptsubov@yahoo.com)*

Развитие вычислительной и компьютерной техники, автоматизированных систем управления и средств массового обслуживания в современном информационном обществе привело к использованию различных индикаторных приборов и устройств. Наряду с плазменными и жидкокристаллическими индикаторными системами и матрицами на светодиодах, определенное место занимают электролюминесцентные приборы и индикаторные системы. Сейчас электролюминесцентная технология уже выступает альтернативой при изготовлении различных индикаторных элементов. Она обладает рядом преимуществ в области формы, конфигурации и угла обзора светящихся знаков.

Электролюминесцентные индикаторные приборы представляют собой

многослойные структуры типа „сэндвич”, излучающие свет с различным спектром при приложении возбуждающего напряжения.

Электролюминесцентные структуры, изготовленные по гибридной технологии, отличаются повышенной яркостью свечения и стабильностью в рабочем режиме. Гибридная технология объединяет преимущества тонко- и толстопленочной техники. Основным вкладом улучшенной гибридной технологии является использование нового защитного слоя на основе кремния, содержащего полимер, отложенный в тлеющем разряде. Применяемая гибридная технология связана не только с изготовлением электролюминесцентных структур устройства, но и с проектированием, разработкой и изготовлением набора полиэферных ситопечатных масок, с помощью которых наносятся отдельные слои структур. Для изготовления прозрачных электродов на несущей стеклянной подложке используется химическая обработка ее поверхности и спрей-пиролитическое отложение прозрачной проводящей  $\text{SiO}_2$ -пленки, а также химическое травление конфигурации светящихся знаков. Для изготовления активного излучающего слоя используется биндерная и ситопечатная техника, а для нанесения защитного полимерного слоя – вакуумная установка с системой для создания тлеющего разряда, причем алюминиевые электроды наносятся с помощью термического вакуумного испарения.

Для изготовления качественного цифрового индикаторного устройства большое значение имеют как ситопечатные и металлические маски, так и металлические держатели для обеспечения точного расположения отдельных слоев структуры. Несущая стеклянная подложка имеет размеры 150 x 100 x 2 mm с точностью +0,05 ... -0,1 mm, а светящийся цифровой знак – 100 x 60 mm при той-же точности, что позволяет хорошо отличать отдельные знаки издали. Цифровой знак имеет правый наклон под углом  $10^\circ$ . Из изготовленных цифровых индикаторов сформировано двухрядное цифровое индикаторное устройство, позволяющее изображать цифровые знаки от 00 до 99.

Мы исследовали вольт-яркостные характеристики гибридных электролюминесцентных структур с желтой эмиссией и сравнивали их с характеристиками электролюминесцентных структур с защитным слоем из биндерных  $\text{TiO}_2$ -покрытий и гибридных электролюминесцентных структур с защитными галогенидными слоями. Видно, что яркость свечения улучшенных гибридных электролюминесцентных структур втрое превышает яркость структур с защитными галогенидными слоями. Следует отметить, что изготовленное устройство обладает еще и следующими характеристиками:

- потребляет электрическую энергию меньше  $35 \text{ mW/cm}^2$ ;
- обеспечивает экологически чистую среду – его работа бесшумна, отсутствуют вредные эмиссии, чем обеспечивается комфорт для оператора и наблюдателя;

- его работа устойчива при гамма-излучении до 100 kRad;
- его параметры остаются стабильными при наработке выше 10 000 часов.

Изготовленное по улучшенной гибридной технологии цифровое индикаторное электролюминесцентное устройство может найти применение в различных областях быта, техники и индустрии. Здесь показана только одна из возможностей его применения в электролюминесцентных дисплейных структурах. С таким-же успехом эти устройства с другой цифровой конфигурацией могут работать в статическом и динамическом режимах, напр. в электронных часах на метро- и железнодорожных станциях, на биржах, в больницах, в лифтах и на многих других местах, где нужна цифровая информация.

## OPTICAL SPECTRA LINE PROFILES IN QUANTUM DOT SAMPLES

Karel Král

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Czech Republic,  
Na Slovance 2, 18221 Prague 8, Czech Republic, [kral@fzu.cz](mailto:kral@fzu.cz)*

Semiconductor quantum dots differ significantly from the systems with the higher dimensionality in that the charge carriers, after they make a single act of scattering on a target, do not have a possibility to leave the target going to infinity, but instead they reflect at the boundaries of such a zero-dimensional system and return to the target again, continuing in this way the multiple scattering act. Assuming the very significant role of the electronic scattering on the longitudinal optical (LO) phonons, as it is well known from the bulk samples, we can expect that multi-phonon states of the LO phonon modes are created in quantum dots. In analogy with the coherent photon states of the laser light, these multi-phonon states can be intuitively viewed as a classical field of the lattice vibrations, which field makes the electrons to move under a non-conservative Hamiltonian with a time-dependent potential of the lattice. In such a case, the electrons in the quantum dot do not obey explicitly the energy conservation, their motion being described by off-shell processes. Using the concepts of the non-equilibrium Green's functions, this characteristics of the electronic motion may be then expressed with help of the self-consistent Born (SCB) approximation to the electronic Green's function under the interaction with the phonons. This approximation then means that the effort to understand the motion of the electrons in quantum dot samples should rather go beyond the frame of the perturbation calculation [1].



Actually, when this approximation is used one obtains easily the rapid electronic energy relaxation in these systems. In a similar way, one also gets the effect of the electronic level occupation up-conversion effect, which explains the very often observed phenomenon of the lasing of the quantum dot lasers from higher excited states (e.g. [2]). These particular effects are determined by kinetic processes of electrons in quantum dots. The theory of the nonequilibrium kinetics is not yet well understood at the present time. This state of the subject makes the argumentation about the necessary approximations in the quantum dot transport theory not easy.

There exists a feature of the quantum dots however, which does not depend first of all on the kinetics of the electron and phonon system in these structures and which is „relatively“ easily accessible in experiment. This feature is the shape of the line profiles of the optical emission spectral lines as they are observed in individual quantum dots. The theory of the line shape in quantum dots based on the SCB approximation indicates that the line shape can have the form of the very narrow line with a shoulder at the low-energy side of the line profile. In experiments this line shape has been observed in various observations like luminescence and photoluminescence measurements. The remarkable agreement between the theory based on the multiple scattering of electrons on the LO phonons and the experiment provides a significant support to the expectation of a non-perturbative mechanism of the electron-phonon motion in quantum dots (e.g. [3]). In comparison with the explanations of the kinetic effects like the relaxation effects, where we can indicate alternative attempts to explain these effects at the level of the first order perturbation calculation, the observed line shape of the optical transitions of the quantum dots does not seem so far to have been explained by a perturbation calculation approach.

This field of the trully nanostructure effects will be attempted to comprehend in this contribution.

### *Literature*

1. D. Obreschkow, F. Michelini, S. Dalessi, E. Kapon, M.-A. Dupertuis, Nonorthogonal theory of polarons and application to pyramidal quantum dots *Phys. Rev. B* 76, 035329, (2007).
2. K. Král, P. Zdeněk, Z. Khás, „Electronic Transient Processes and Optical Spectra in Quantum Dots for Quantum Computing“, *Nanotechnology, IEEE Transactions on*, vol. 3, iss. 1, 17-25, (2004).
3. K. Král, “Electronic spectral densities in quantum dots“, *Materials Science and Engineering B* 147, 267–270, (2008).

## МЕХАНИЗМ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ ИХ ОКРАШИВАНИИ

А.В. Кузнецов, Е.Ф. Мартынович

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,  
Россия, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, filial@ilph.irk.ru*

Целью данной работы является теоретическое описание экспериментальных данных по филаментации отдельных фемтосекундных лазерных импульсов и их последовательностей в кристаллических диэлектриках, сопровождаемой образованием центров окраски. Интерес к исследованию связан с малой изученностью указанного явления, а также с получением новой экспериментальной информации [1].

В работе [1] кристаллы LiF облучались отдельными и многократными импульсами титан-сапфирового лазера. Нелинейное поглощение лазерного излучения приводило к образованию центров окраски в материале. По пространственному распределению концентрации центров окраски можно судить о распределении интенсивности образовавшего их излучения. Освещение кристаллов фиолетовым излучением после облучения возбуждает люминесценцию центров окраски, и, тем самым, делает видимым распределение их концентрации. Наблюдения показали [1], что данное распределение имеет вид параллельных нитей, ориентированных вдоль направления лазерных импульсов. Нити являются "следами" филаментов, на которые распадается исходное лазерное излучение.

Известно, что для объяснения множественной филаментации необходимо принять во внимание наличие малых неоднородностей поперечного сечения интенсивности и фазы лазерного излучения и/или неоднородностей материала [2, 3]. Нами сопоставлено наблюдаемое количество филаментов с количеством, предсказываемым теорией.

Кроме того, с использованием аналитических выражений [4, 5], рассчитана величина расстояния между поверхностью кристалла, облучаемой лазером, и началом филаментов.

### *Литература*

1. Е.Ф. Мартынович и др., *Оптика и спектроскопия*, **105**, № 3 (2008).
2. В.И. Беспалов, В.И. Таланов, *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
3. V.P. Kandidov et al., *Appl. Phys. B*, **80**, 2 (2005).
4. J.H. Marburger, *Prog. Quant. Electr.*, **4**, 35 (1975).
5. S.L. Chin et al. "Progress in Ultrafast Intense Laser Science III", *Springer series in chemical physics*, vol. **89**, Chapter 12 (2008).

## ПРИБОР ДЛЯ ЭКСПРЕССНОГО БЕСКОНТАКТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОДЛИННОСТИ АЛКОГОЛЬНЫХ НАПИТКОВ

А.В. Кузнецов, С.В. Шерстобитов, Е.Ф. Мартынович

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, Россия, 664033, г.  
Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, filial@ilph.irk.ru*

Изучена возможность создания прибора для определения оптическим методом подлинности алкогольных напитков без вскрытия стеклотары. Исследование актуально ввиду малого числа известных средств выявления контрафактной продукции бесконтактными методами, а также высокой сложности данных средств [1].

Исследования показывают, что различные напитки имеют различные, специфические спектры люминесценции. Например, на рис. 1 изображены полученные в данной работе спектры люминесценции четырех образцов водок при возбуждении лазерным излучением с длиной волны 337 нм (два узких пика в районе 370 нм относятся к комбинационному рассеянию). Сравнивая спектры исследуемого образца с эталонным, можно делать выводы, касающиеся его подлинности.

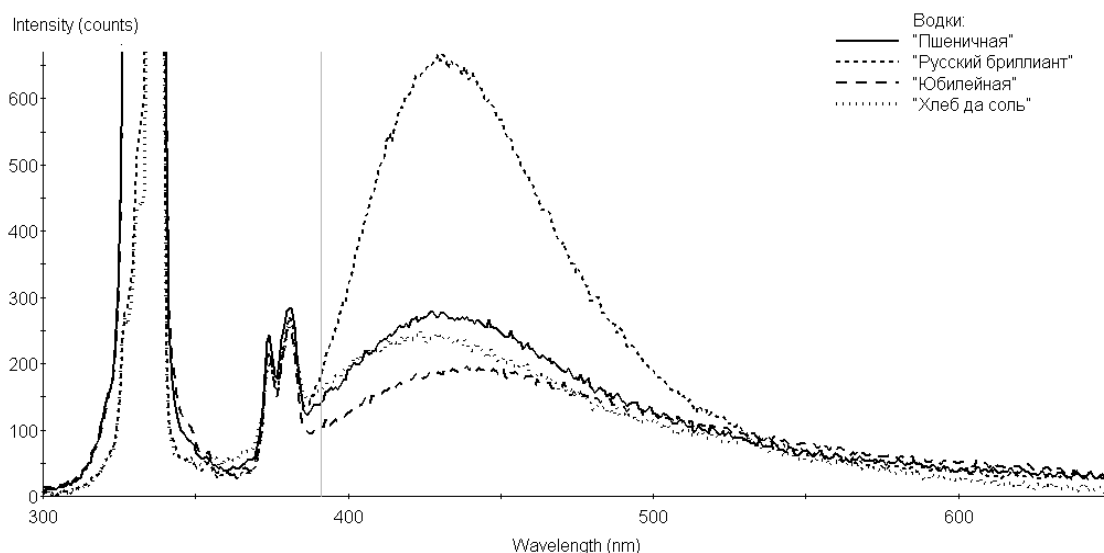


Рис. 1. Спектры люминесценции и комбинационного рассеяния воды, этилового спирта (96%) и водки. Высокий пик при 337 нм — излучение лазера. Два узких пика при 370 нм относятся к спектрам комбинационного рассеяния спирта и воды. Широкий максимум в видимой области — люминесценция.

Кроме того, из соотношения высот пиков комбинационного рассеяния воды и этилового спирта образца найти процентное содержание спирта в нем, что может дать дополнительную информацию. На рис. 2 представлены спектры комбинационного рассеяния образцов с различным соотношением

воды и спирта. Использовалось возбуждающее излучение Nd:YAG-лазера (длина волны 532 нм). Видны значительные пики комбинационного рассеяния спирта и воды при 630 и 650 нм соответственно (рис. 2).

По результатам работы сделан вывод, что возможно изготовление относительно простого портативного устройства для проведения исследований спиртных напитков различных видов через стенки бутылки.

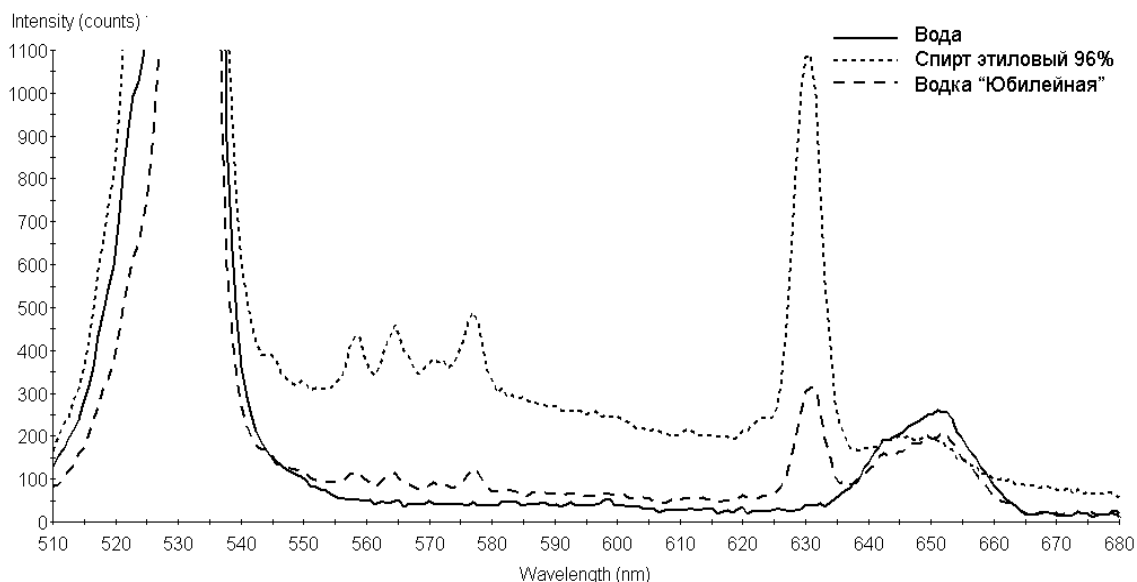


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния воды, этилового спирта (96%) и водки. Высокий пик при 532 нм — излучение лазера. Малые пики при 555-580 нм и пик при 630 относятся к спектру комбинационного рассеяния этилового спирта, пик при 650 нм относится к воде.

### *Литература*

1. Некрасов В.В., Сурин Н.М., Гасанов Д.Р. Способ идентификации подлинности спиртосодержащих жидкостей. Патент РФ № 2150699 G 01 N 33/14 (2000).

## **ФЕРМЕНТОКАТАЛИТИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ ПОЛИМЕРОВ ПИРРОЛА**

Ю.Н. Куприянович, Б.Г. Сухов, С.А. Медведева, Б.А. Трофимов

*Иркутский институт химии им. А.Е. Фаворского СО РАН,  
664033, Россия, г. Иркутск, ул. Фаворского 1*

Электропроводящие полипирролы (“synthetic metals”) находят все более широкое применение в науке и технике как органические (неметаллические) полимерные полупроводники и проводники для 0-, 1-,

2D- квантовых, интегрированных структур, проводящих элементов, а также неэлектризуемых конструкций и покрытий. Биокаталитические (ферментные) способы получения полимеров отличаются от традиционных химических и электрохимических способов чрезвычайно мягкими биомиметическими условиями (водный раствор, комнатная температура), а получаемый при этом полимер может обладать новыми характеристиками, например, растворимостью, что облегчает его переработку в конкретные изделия.

Нами впервые получены электропроводящие полипирролы, в том числе, растворимые, с использованием широкодоступного фермента – пероксидазы растения хрена.

В докладе обсуждаются ферментокаталитический синтез, строение полученных полипирролов и их электропроводящие свойства, которые сильно зависят от условий синтеза и используемых модификаторов.

## **ТЕРМОДИФФУЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДЕ С НАНОЧАСТИЦАМИ**

А.И. Ливашвили, В.И. Иванов

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения, 680021,  
г. Хабаровск, ул. Серышева 47, [ivanov@festu.khv.ru](mailto:ivanov@festu.khv.ru),*

Известны нелинейно-оптические методы исследования термодиффузии (эффекта Соре) в жидких двухкомпонентных средах, основанные на определении параметров тепловой линзы [1] или характеристик динамических голограмм [2]. В обоих случаях термодиффузионный механизм оптической нелинейности среды обусловлен перераспределением концентрации компонент в неоднородном световом поле и соответствующем изменении показателя преломления среды.

В данной работе исследуется нелинейный механизм самовоздействия излучения в жидкофазной среде с наночастицами, обусловленный двумя эффектами: термодиффузией и электрострикцией частиц. Среда при этом облучается световым пучком гауссова профиля.

В дальнейшем принимается, что температурное поле в системе устанавливается быстрее, чем распределение концентрации частиц. Это позволяет решать задачу в условиях стационарной температуры. В результате возникает задача для временной эволюции концентрации наночастиц:

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D\nabla^2 C' - \xi \exp(-r^2/\omega_0^2) + \delta(1 - r^2/\omega_0^2) \exp(-r^2/\omega_0^2), \quad 0 \leq r \leq R, \quad (1)$$

$$C'(r,0) = 0, \quad \left. \frac{\partial C'}{\partial t} \right|_{r=R} = 0, \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial C'}{\partial t} \right|_{r=R} + KC'(R,t) = -K, \quad (3)$$

где  $\xi = \frac{D_T \alpha I_0}{\lambda}, \delta = \frac{4I_0 \gamma}{\omega_0^2}, K = \left( \frac{\xi \omega_0^2}{2DR} - \frac{\delta R}{2D} \right) \exp(-R^2/\omega_0^2)$ .

При этом, первое граничное условие выражает факт симметричности искомой функции относительно оси кюветы, а второе – получено из условия обращения в ноль суммы всех потоков на границе кюветы:  $j_D(R) + j_{D_T}(R) + j_{CTP}(R) = 0$

Решение задачи (1-3) можно получить с помощью соответствующей функции Грина :

$$C'(r,t) = -\frac{\omega_0^2}{D} \xi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\mu_n r/R)}{\mu_n^2 [J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n)]} \exp(-\mu_n^2 \frac{\omega_0^2}{4R^2} t) [1 - \exp(-D \frac{\mu_n^2}{R^2} t)] - \frac{\omega_0^2}{4DR^2} \delta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\mu_n r/R)}{J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n)} \exp(-\mu_n^2 \frac{\omega_0^2}{4R^2} t) \exp(-D \frac{\mu_n^2}{R^2} t) + \frac{\omega_0^2}{4D} \delta \exp(-\frac{r^2}{\omega_0^2}) \quad (4)$$

где  $\mu_n$  - табулированные положительные корни уравнения:  $\mu J_1(\mu) = KRJ_0(\mu)$ .

Отсюда нетрудно получить выражение для  $C'(r,t)$  в стационарном режиме (5):

$$C'_{CT}(r,t) = -\frac{\omega_0^2}{D} \xi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\mu_n r/R)}{\mu_n^2 [J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n)]} \exp(-\mu_n^2 \frac{\omega_0^2}{4R^2} t) + \frac{\omega_0^2}{4D} \delta \exp(-\frac{r^2}{\omega_0^2}) \quad (5)$$

Из (4) и (5) можно найти выражение для времени релаксации процесса:

$$\tau_p = \frac{\omega_0^2}{D} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-\mu_n^2 \omega_0^2 / 4R^2)}{J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n)} - \frac{\delta}{4\xi} \right] / \left( 1 - \frac{\delta}{\xi} \right) \quad (6)$$

Полученные результаты позволяют вычислить фокусное расстояние  $F$  концентрационной линзы, сформированной в слое среды толщиной  $l$  в результате самовоздействия гауссового пучка света (в частности, для стационарного случая):

$$F = \frac{D}{lC_0} \left( \frac{4\gamma}{\omega_0^2} - \frac{D_T \alpha}{\lambda} \right)^{-1} I_0^{-1} \quad (7)$$

Как видно из (7), оба механизма могут либо усиливать либо ослаблять друг друга в зависимости от знаков коэффициента термодиффузии и поляризуемости дисперсных частиц. Видно, что даже в отсутствии поглощения  $\alpha = 0$ , термодиффузия может влиять на величину

коэффициента нелинейности. Таким образом, проведенный анализ демонстрирует необходимость учета обоих вкладов при интерпретации результатов нелинейно-оптических экспериментов в дисперсных средах.

### *Литература*

1. Vicary L. *Philosoph. Mag. B. V.* 82, N.4. P. 447-452. 2002.
2. Leppla C., Wiegand S. *Philosoph. Mag. B. V.* 83. P. 1989-1994. 2003.
3. Иванов В.И., Ливашвили А.И., Лобов А.Н., Симаков С.Р. *Оптический журнал.* №9. С. 26-28. 2004.

## **ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ФАЗОВЫЙ СОСТАВ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ОКСИДОВ ЛАНТАНА И ВОЛЬФРАМА**

В. А. Логачева, А. Н. Лукин, П.В.Середин, А.М. Ховив

*Воронежский государственный университет, Воронеж, 394006,  
Университетская пл., 1; тел: (4732) 208-445, факс: (4732) 208-445, e-mail:  
[kcmf@main.vsu.ru](mailto:kcmf@main.vsu.ru)*

Легирование оксидов лантана различными переходными металлами и их оксидами позволяет формировать вещества с особыми оптическими, люминесцентными, магнитными свойствами [1-3]. Мало изучены соединения на основе оксидов лантана и вольфрама. Методами ДТА и РФА в системе  $\text{La}_2\text{O}_3 - \text{WO}_3$  установлено образование пяти соединений с соотношением  $\text{La}_2\text{O}_3 : \text{WO}_3$ , равным 1:3 ( $\text{La}_2(\text{WO}_4)_3$ ); 1:2 ( $\text{La}_2\text{W}_2\text{O}_9$ ); 3:2 ( $\text{La}_6\text{W}_2\text{O}_{15}$ ); 3:1 ( $\text{La}_6\text{WO}_{12}$ ). Из них три последних вольфрамата дают односторонние твердые растворы [4]. Так как оксиды лантана находят широкое применение в качестве оптических покрытий, актуальной задачей является получение их в тонкопленочном состоянии. Целью работы был синтез тонких пленок на основе оксидов лантана и вольфрама и исследование их оптических свойств.

Была установлена зависимость между характером межфазных границ в структурах:  $\text{W}/\text{La}_2\text{O}_3/\text{Si}$ ,  $\text{La}/\text{WO}_3/\text{Si}$ ,  $\text{W}/\text{La}/\text{Si}$ ,  $\text{La}/\text{W}/\text{Si}$  и свойствами пленок, формируемых при фотонном отжиге в вакууме и последующей термообработке в потоке кислорода при  $T=773$  К. Пленки, содержащие сложный оксид лантана и вольфрама  $\text{La}_6\text{WO}_{15}$ , образуются в результате взаимодействия металлического вольфрама и оксида лантана  $\text{La}_2\text{O}_3$  в структуре  $\text{W}/\text{La}_2\text{O}_3/\text{Si}$  и послойно осажденных структурах:  $\text{W}/\text{La}/\text{Si}$ ,  $\text{La}/\text{W}/\text{Si}$ .

Исследование оптических свойств пленок лантана, отожженных при температурах 573, 673 и 773 К, показало, что для всех оксидных пленок происходит уменьшение прозрачности в исследуемом спектральном диапазоне (190-900 нм) с ростом температуры отжига. Для пленок после магнетронного напыления прозрачность составила 90% на длине волны 500 нм, при  $T=573$  К прозрачность была 80%, а при  $T=673 - 773$  К прозрачность составила 72% и 70% соответственно. Наблюдаемый спад прозрачности в коротковолновой области, очевидно, связан с собственным поглощением в оксидных пленках. В полученных нами пленках поглощение света происходит за счет прямых разрешенных междузонных переходов, а определенные энергии этих переходов  $E_{gd}$  меняются несущественно и лежат в интервале от 5,6 эВ до 5,8 эВ.

В пленках, полученных термоокисидированием системы La/WO<sub>3</sub>/кварц, обнаружены оптические переходы при  $E_{gd1}=3,3$   $E_{gd2}=2,2$ . Для пленок, синтезированных термоокисидированием системы W/La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, были обнаружены оптические переходы:  $E_{gd1}=5,6$ ;  $E_{gd2}=3,5$  и  $E_{gd3}=2,2$  эВ для фаз La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, LaO, La<sub>6</sub>W<sub>2</sub>O<sub>15</sub>, соответственно.

В ходе исследований была установлена зависимость оптических свойств формируемых пленок от фазового состава и структуры. Анализ краевого поглощения показал, что наблюдаемые особенности связаны с гетерофазностью пленок, и полученные из спектров значения энергии прямых переходов соответствуют величинам ширины запрещенной зоны фаз, входящих в состав пленок.

### *Литература*

1. Xiao X., Yan B. Hybrid precursors synthesis and optical properties of LnNbO<sub>4</sub>:Bi<sup>3+</sup> blue phosphors and Bi<sup>3+</sup> sensitizing of on Dy<sup>3+</sup>'s luminescence in YNbO<sub>4</sub> matrix // Journal of Alloys and Compounds. 2006. V. 421. P. 252-257.
2. Gong X., Xiong F., Lin Y. Crystal growth and spectral properties of Pr<sup>3+</sup>:La<sub>2</sub>(WO<sub>4</sub>)<sub>3</sub> // Materials Research Bulletin. 2007. V. 42. P. 413-419.
3. Lakshminarasimhan N., Varadaraju U.V. Luminescent host lattices, LaInO<sub>3</sub> and LaGaO<sub>3</sub>—A reinvestigation of luminescence of d<sup>10</sup> metal ions // Materials Research Bulletin. 2006. V. 41. P. 724-731.
4. Диаграммы состояния систем тугоплавких оксидов. Справочник. Выпуск 5. Часть 4 / под редакцией Ф. Я. Галахова. Ленинград, 1988. С. 347.



## ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ ОТВЕРСТИЯ

С.Н.Малов

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033,  
г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, [malov@ilph.irk.ru](mailto:malov@ilph.irk.ru)*

Одной из задач контроля геометрических размеров деталей является контроль диаметра и других параметров отверстий достаточно разнообразными оптическими методами: от простых интегральных, когда диаметр соответствует интенсивности прошедшего потока излучения [1,2] до интерференционных [2], позволяющих с микронной точностью контролировать отверстие по всей глубине. На рис.1 представлен один из таких методов контроля параметров отверстия.

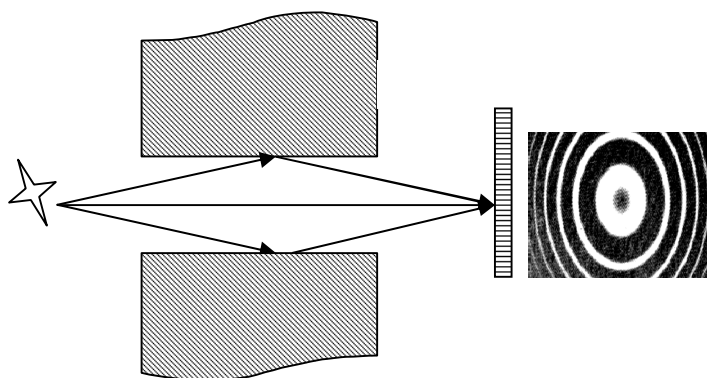


Рис.1. Схема интерференционного контроля качества отверстия.  $S$  – точечный источник оптического излучения,  $D$  – отверстие в контролируемой детали,  $P$  – экран (плоскость наблюдения),  $A$  – наблюдаемая интерференционная картина

Конический световой поток падает на внутреннюю поверхность отверстия, отраженные от стенок отверстия лучи сходятся к оси и образуют характерную кольцевую интерференционную картину в плоскости наблюдения. Перемещая плоскость наблюдения вдоль оптической оси можно контролировать наклон отверстия и его диаметр. Так, например, наклон отверстия вызовет смещение центра интерференционной картины относительно оптической оси, а флуктуации диаметра отверстия по сечению изменят период интерференционной картины, кроме того, каверны или другие локальные дефекты на стенках отверстия легко обнаружимы, так как деформируют структуру интерференционной картины. При использовании лазерного излучения с длиной волны  $0,63$  мкм подобные интерференционные методы позволяют зафиксировать отклонения размеров на  $0,3$  мкм без дополнительных устройств [3].

Вышеизложенный метод, характеризующийся высокой точностью и простотой реализации, был взят за основу при разработке метода контроля

радиуса скругления завальцованных отверстий. Задача состоит в определении радиуса скругления центрального отверстия детали при осуществлении контроля диаметра этого отверстия. Так как контролируемая деталь имеет высокий класс обработки поверхности, получаемая интерференционная картина обладает высокой видностью полос.

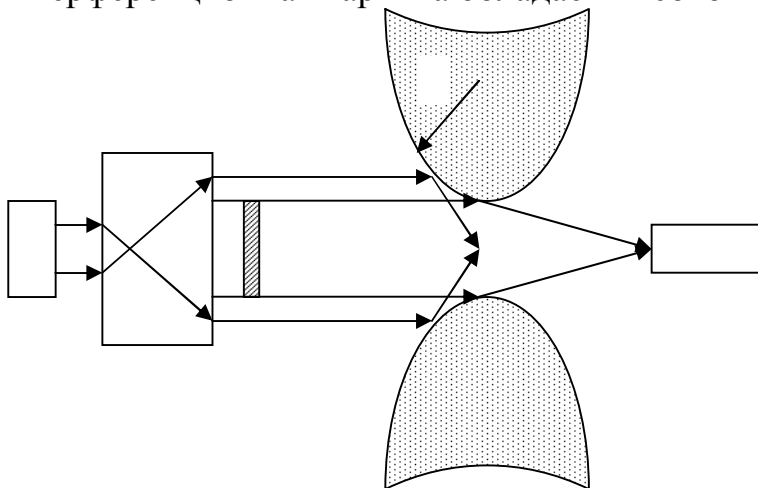


Рис.2. Оптическая схема предлагаемого метода определения радиуса скругления завальцованных отверстий.

$L$  – лазерный источник излучения,  $K$  – коллиматор,  $F$  – специальный экран (фильтр),  $D$  – завальцованное отверстие контролируемой детали,  $R$  – радиус скругления,  $M$  – измерительный микроскоп.

В предполагаемом методе используется достаточно простая оптическая схема (рис.2), которая состоит из источника излучения, коллимирующего блока, специального круглого экрана (фильтра) и измерительного микроскопа. Все элементы оптической схемы оснащены прецизионными юстировочными механизмами, позволяющие совместить оси оптических элементов, детали и измерительного прибора. Для измерения параметров, необходимых для расчетов, применяется горизонтальный микроскоп, оснащенный дополнительными степенями свободы для перемещения в зоне наблюдения. Коллиматор преобразует лазерное излучение в плоскую волну, центральная часть которой перекрывается круглым экраном (фильтром) для создания затененной зоны наблюдения. Таким образом, сечение падающего после экрана потока представляет собой параллельное световое кольцо. На скруглении отверстия световой поток отражается внутрь зоны наблюдения, образуя сложную системы интерференционных колец. При перемещении плоскости наблюдения вдоль оптической оси можно обнаружить изменение периода интерференционной картины. Это объясняется тем, что в разные точки наблюдения приходят волновые фронты, отраженные от соответствующих точек скругления. Каждая точка поверхности (единичная зеркальная площадка) отражает световой поток на угол, зависящий от ее ориентации относительно оптической оси (оси отверстия). Измерив период интерференционной картины в данной плоскости наблюдения по ее первым порядкам, мы получим значение величины угла отражения, характерное для данной группы площадок. Зная расстояние от плоскости измерения до нулевой плоскости контакта светового потока с поверхностью скругления,

можно рассчитать радиус кривизны поверхности скругления.

### *Литература*

1. Дж.Реди. Промышленное применение лазеров. М: Мио, 1981. – 450 с.
2. Катус Г.П. Обработка визуальной информации. – М: Машиностроение. 1990. – 305 с.
3. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. / под ред. В.В.Клюева. М: Машиностроение, 1986, т.1 – 487 с.

## **ФОРМИРОВАТЕЛЬ С МАГНИТНОЙ СВЯЗЬЮ ДЛЯ ИМПУЛЬСА НАКАЧКИ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЛАМПЫ**

С. Н. Малов, И. Г. Писларь

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, г.  
Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, [mail@mail.com](mailto:mail@mail.com)*

Дуговой разряд в среде газов используется в лампах оптической накачки твердотельных лазеров. Газовый разряд устойчив, если динамическая характеристика источника питания близка к характеристике источника тока. Импульсный режим мощных лазеров реализуется чаще всего с применением промежуточного накопителя энергии, в качестве которого используется батарея конденсаторов. В этом случае для формирования на нагрузке прямоугольной формы тока применяется искусственная длинная линия, состоящая из дискретных элементов [1].

Для стабилизации тока в мощных сетях применяется дроссель насыщения (ДН), который обладает важным свойством – свойством системы неизменного тока. ДН имеет обмотку переменного тока и обмотку подмагничивания. Магнитный поток ДН создается одновременно переменным и постоянным магнитными потоками. При заданном рабочем токе подмагничивания индуктивное сопротивление ДН увеличивается во много раз при превышении амплитуды переменного тока определенной величины.

Цель данной работы заключается в моделировании импульса накачки газоразрядных ламп, создаваемого формирующей цепью с ДН. Применялись программа MicroCap для анализа электронных схем и программа ELCUT для расчета магнитного поля методом конечных элементов.

В анализируемой модели заряженная накопительная емкость, коммутатор, лампа, активное сопротивление цепей, ДН включены

последовательно и образуют один разрядный LCR-контур. Цепь подмагничивания запитана от отдельного источника постоянного тока. Формируется прямоугольный импульс тока, протекающий через ГРЛ.

Предложено заменить источник тока цепи подмагничивания постоянным магнитом специальной конструкции [2]

### *Литература*

1. Вакуленко Л. М., Иванов Л. П. Источники питания лазеров: М.: Сов. Радио, 1980 – 104 с.
2. Патент на полезную модель № 68765 от 02.03.2007 г.

## **ОКРАШИВАНИЕ ШИРОКОЗОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ИНТЕНСИВНЫМ НЕРЕЗОНАНСНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

Е.Ф. Мартынович<sup>1,2</sup>, Д.В. Балюнов<sup>1,2</sup>, Д.С. Глазунов<sup>1</sup>, А.В. Кузнецов<sup>1</sup>,  
И.А. Мутыгуллин<sup>1,2</sup>, А.В. Кирпичников<sup>3</sup>, В.И. Трунов<sup>3</sup>, М.А. Мерзляков<sup>3</sup>,  
В.В. Петров<sup>3</sup>, Е.В. Пестряков<sup>3</sup>, С.Н. Багаев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,  
664033, Иркутск, Лермонтова, 130а, [filial@ilph.irk.ru](mailto:filial@ilph.irk.ru)*

<sup>2</sup>*Иркутский государственный университет,  
664003, Иркутск, ул. К.Маркса, 1*

<sup>3</sup>*Институт лазерной физики СО РАН,  
664090, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3*

Исследовалось окрашивание кристаллов фторидов лития и магния под действием фемтосекундных импульсов излучения первой гармоники титан-сапфирового лазера (энергия за импульс около 1 мДж, частота 1 кГц). Энергия квантов излучения (~1.4 эВ) была на порядок меньше энергии межзонных переходов в этих кристаллах (~14 эВ). Процесс окрашивания проходил необычно. Интенсивность окраски кристалла не следовала нелинейному аналогу закона Бугера-Ламберта-Бера. В начальной части кристалла, где интенсивность излучения была максимальной, кристалл вообще не окрашивался. Это противоречит простому механизму многофотонной ионизации, как первой стадии процесса окрашивания кристалла. Исследование продольных и поперечных пространственных распределений плотности окраски показало, что последняя существенно неоднородна. Наблюдалась концентрация окраски в множественных каналах. Параллельно в среде генерировался лазерный суперконтинуум.

Механизм окрашивания интерпретирован с учетом самофокусировки, множественной филаментации лазерного луча, генерации френкелевских дефектов и последующей агрегации центров.

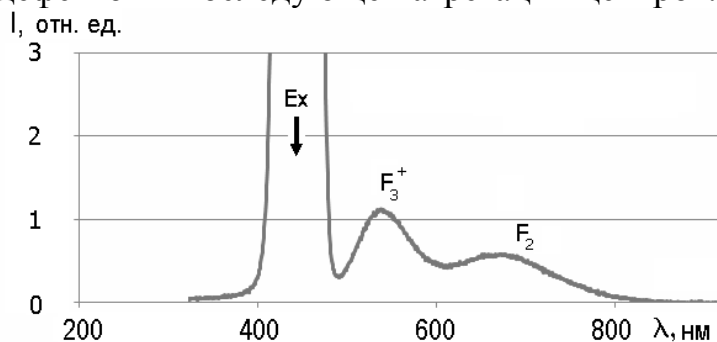


Рис. Спектр фотолюминесценции центров окраски кристалла LiF, индуцированных лазерным излучением

## УФ СПЕКТРОСКОПИЯ ЛЕКАРСТВЕННЫХ ПРЕПАРАТОВ

С.А. Михайлов, В.А. Семибратова, В.И. Горбачев, Д.Д. Мориков

*Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск,  
бульвар Гагарина, 20, [semibratova@nm.ru](mailto:semibratova@nm.ru)*

*Иркутский государственный институт усовершенствования врачей,  
664079, г. Иркутск, м-р Юбилейный, 100, [gorbachev@okb.baikal.ru](mailto:gorbachev@okb.baikal.ru)*

Идея селективного воздействия фармакологических средств на определённые клетки была актуальна всегда, но приблизиться к её разрешению удалось лишь в настоящее время благодаря разработке и внедрению в медицину методов направленного транспорта. Доставка лекарственных препаратов осуществляется клетками крови (эритроцитами, лейкоцитами, тромбоцитами и др.). Направленный транспорт лекарственных препаратов в охваченную патологическим процессом зону позволяет, наряду с созданием в ней высокой концентрации вводимого препарата, максимально снизить токсическое воздействие, терапевтическую дозу препарата и кратность введения.

Гематопротектор «Эссенциале» используется в медицинской практике для восстановления функциональной активности печени и снижения токсического действия химиотерапевтических препаратов у больных онкологическими и др. заболеваниями. Интерес представляют методы, позволяющие качественно и количественно характеризовать эффективность направленного транспорта «Эссенциале». Для стандартных биохимических методик, используемых в медицине, это недоступно. В связи с этим интерес представляют физические спектральные методы анализа.

В данной работе изучалась эффективность связывания «Эссенциале» с клетками крови (эритроцитами) и определялась оптимальная концентрация «Эссенциале» для терапевтических задач. Предложена методика на основе прецизионных измерений и последующего компьютерного анализа спектров поглощения надосадочной жидкости крови и «Эссенциале» в УФ области, позволяющая выявлять характерные полосы, связанные с патологией [1]. Данная методика позволяет определять содержание «Эссенциале» в крови для решения задач направленного транспорта лекарственных препаратов и повышения эффективности лечения.

#### *Литература*

1. П.Г. Грузин, В.Е. Потапов, В.А. Семибратова, В.А. Сороковиков, Ю.М. Титов. Сб. трудов БШФФ, Иркутск, 223-225 (2004).

## **СОЛНЕЧНАЯ ЭНЕРГЕТИКА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ**

А.И.Непомнящих

*Институт геохимии им. А.П.Виноградова СО РАН*

*E-mail: [ainep@igc.irk.ru](mailto:ainep@igc.irk.ru)*

За последние 10 лет рост мирового производства солнечных элементов составил более 25 % ежегодно. В 2007 произведено 2262 МВт, и достигнет, по прогнозам, 5-7 ГВт в 2010 году, 48 ГВт в 2020. Общая установленная мощность солнечных модулей составила на конец 2007 года 9,1 ГВт, и к 2012 году прогнозируется достичь 44 ГВт. Предполагается, что в 2030 году солнечными станциями будет вырабатываться 10%, а в 2040 году от 20 до 28% общего мирового объема выработки электроэнергии.

Для изготовления солнечных модулей 1 МВт установленной мощности требуется порядка 10 тонн кремния. В соответствии с наблюдающейся тенденцией роста объемов производства солнечных энергосистем в 2010 году потребуется дополнительно порядка 40 000 тонн кремния.

В настоящее время для получения, как монокристаллов, так и мультикремния для солнечной энергетики используется поликремний, полученный по упрощенной технологии сименс-процесса. Кроме того, используются обрезки монокристаллов кремния для микроэлектроники (скрап). Основным сдерживающим фактором для более интенсивного развития производства солнечных модулей и снижения их стоимости является колоссальный дефицит кремния, пригодного для выращивания

мультикристаллического или монокристаллического кремния.

Поэтому одной из главных задач в развитии солнечной энергетики является создание новых технологий получения кремния солнечного качества, обеспечивающих радикальное снижение его стоимости и обеспечение возможности его получения в необходимых количествах.

Институтом геохимии СО РАН работы по созданию технологии прямого получения мультикристаллического кремния из рафинированного металлургического кремния, полученного карботермическим восстановлением чистых природных кварцитов ведутся с 1996 года. Первая промышленная плавка проведена на ЗАО "Кремний" в 1999 году. В результате наработана партия рафинированного кремния, по содержанию почти всех примесей, кроме бора и железа, удовлетворяющая требованиям, разработанным в Институте к рафинированному кремнию, как исходному сырью для выращивания мультикремния солнечного качества. Институтом геохимии открыто и изучено месторождения сверхчистого кварцита "Бурал-Сардаг" в Восточном Саяне с суммарным содержанием примесей не превышающем 50-70 ppm и предельно низким содержанием бора (<0,2 ppm).

В 2007 году проведены опытно-технологическая проверка технологии рафинирования кремния в ковше на предприятии ТОО "МККазsilicon" в Казахстане. Разработанная технология рафинирования позволяет в широких пределах изменять и поддерживать температуру расплава в ковше, что является чрезвычайно важным для эффективного удаления примесей бора и железа из расплава.

## СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ НАНОСТРУКТУР

А.В. Номоев, С.П. Бардаханов

*Бурятский государственный университет, 670000,  
Улан-Удэ, ул. Смолина 24 А, email: nomoevav@mail.ru  
Институт Теоретической и Прикладной Механики СО РАН  
им. Христиановича, 630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1*

В настоящее время, особое внимание исследователей направлено на получение и исследование нанопорошков. В области разработки новых материалов огромный интерес представляют композиционные металлсодержащие материалы с наноструктурной морфологией отдельных элементов. Эти материалы проявляют уникальные свойства, обусловленные квантоворазмерными эффектами, такими как высокая поглощающая способность электромагнитного излучения в ВЧ- и СВЧ-

диапазонах, широкий диапазон изменения величины удельного электрического сопротивления и хорошее микроструктурное единообразие, которые влияют на электрические, оптические, химические, механические и магнитные свойства материалов. Эти свойства могут выборочно управляться переменным размером, морфологией, и композицией наночастиц, что позволяет создавать новые вещества с расширенными или совершенно другими свойствами, отличными от свойств исходных веществ. Порошок, состоящий из наночастиц меди, имеет высокую электропроводность и играет важную роль в микроэлектронике, катализаторах и термически проводящих материалах. Так, например, в материале состоящем из чередующихся слоев наночастиц кобальта и меди наблюдается эффект гигантского магнитосопротивления.

Известно, что металлические частицы размером менее 200 нм сильно агломерируются и могут самовозгораться, поэтому важно исключить такие тенденции. Один путь уменьшения самовозгорания и степени агломерации - покрытие наночастиц тонкой оболочкой вещества, не склонного к агломерации, то есть другими словами говоря, необходимо производить композитные наночастицы.

Целью настоящей работы является получение методом газофазного синтеза новых ультрадисперсных порошков из меди и композитных материалов на основе меди, состоящих из ядра меди и тонкой оболочки из диоксида кремния, а также исследование состава полученных порошков.

Первоначально медный слиток расплавлялся в тигле графита при малой мощности, далее мощность электронного пучка повышалась для испарения уже жидкой меди. Аргон использовался в качестве транспортного газа для передачи испаренной меди в холодную зону, где происходила его конденсация. Сбор медного нанопорошка происходил на специальном матерчатом фильтре (рис.1). Медьсодержащие композитные порошки были получены тем же способом, первоначально диоксид кремния расплавлялся в тигле графита, и затем добавлялась медь, и состав вторично расплавлялся до получения однородной жидкости, содержащей медь и кремний. Далее мощность пучка повышалась, чтобы испарить медь и кремний из жидкости. Высокая скорость нагрева (приблизительно 1000 град/с) обеспечивала одновременное испарение меди и диоксида кремния, после чего сконденсированный медьсодержащий нанопорошок снова собирался на специальном матерчатом фильтре.

В работе использовались рентгенофазовый анализ, рентгенофлуоресцентный метод и просвечивающая электронная микроскопия с целью изучения состава полученных нанопорошков. В результате проведенных исследований, методом электронного испарения материалов и транспортировкой паров в потоке аргона с последующей их конденсацией, получены новые шаровидной формы субмикронные медные частицы и композитные медные неагломерированные наночастицы с



оболочкой из диоксида кремния. 2-D распределение по размерам частиц показывает, что наибольшее количество частиц – с размерами менее чем 100 нм. В порошке также имеются большие частицы с размерами до 750 нм. Средний размер медных частиц приблизительно равен 200 нм. Средний размер композитных наночастиц составляет 75 нм. Ядро композитных наночастиц имеет дефектную кристаллическую структуру, а оболочка – аморфную.

Предлагается следующий механизм образования композитного медьсодержащего нанопорошка. После испарения меди и кремния с жидкой поверхности расплава, смешанные пары меди и кремния попадают в поток газообразного аргона. Так как температура испарения кремния ( $3249^{\circ}\text{C}$ ) выше, чем меди ( $2567^{\circ}\text{C}$ ), жидкие капельки кремния начинают образовываться в более холодной зоне, с температурой зоны образования капелек меди. Однако более высокое давление паров меди и сравнительно небольшая концентрация кремния не допускают образование чистых кремниевых капелек, а создаются кремниевые капельки, заполненные медным паром. Когда они приходят в более холодную зону (позиция 4 на рис.1), композитные частицы, смешиваясь с кислородом воздуха, имеющегося в небольшом количестве в этой зоне, будут иметь структуру жидкой меди покрытой твердой оболочкой диоксида кремния. Жидкая медь затвердевает в более холодной зоне. Производительность получения нанопорошков, состоящих из медьсодержащих чистых и композитных наночастиц, при настоящих экспериментальных условиях, может составлять несколько килограммов в час.

## EFFECT OF HIGH PRESSURE ON THE ELECTRONIC STRUCTURE AND OPTICAL PROPERTIES OF 3D-METAL OXIDES

S.G.Ovchinnikov

*Kirensky Institute of Physics, SB RA,  
660036, Krasnoyarsk, Akademgorodok, Russia; [sgo@iph.krasn.ru](mailto:sgo@iph.krasn.ru)*

A review of recent experimental and theoretical studies of Mott insulators under high pressure is given. A simple picture of Mott-Hubbard transition from antiferromagnetic insulator to nonmagnetic metal is not valid to many 3d-metal oxides. In  $\text{FeBO}_3$  magnetic collapse from high spin (HS) to low spin (LS) is accompanied by insulator-semiconductor transformation. In magnetite  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  HS-intermediate spin (IS) crossover has been found recently by XMCD measurements. In the framework of the multielectron generalized tight-binding

method (GTB) the electronic structure in strong correlated regime is constructed. It is shown that spin crossover between HS and LS states of Fe(+3)-ion results in drastic decrease of the effective Hubbard correlation energy, optical properties, and to the insulator-semiconductor transition. Magnetic and electronic phase diagram is constructed with possible metallization at  $P > 200$  GPa. In  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  similar crossover at  $T = 300$  K takes place in the paramagnetic phase.

Stabilization of the IS for Fe(+2) and Co(+3) in octahedral position due to covalency is obtained by exact diagonalization of the multielectron Hamiltonian for  $\text{MeO}_6$  cluster. Crossover HS-IS under high pressure is in agreement to XMCD data in  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . For  $\text{LaCoO}_3$  a set of LS-IS-HS crossovers is obtained with increasing temperature. LS-HS crossover in  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  and its effect on the dispersion of the valence band is also discussed.

*This work is supported by RFBR Grant 07-02-00226 and the Physical Branch of Russian Academy of Sciences Program "Strong correlated electrons".*

## **ПРИМЕНЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННОЙ ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПРИРОДНЫХ АЛЮМОСИЛИКАТОВ И ПРОЦЕССОВ СОРБЦИИ**

О.В. Овчинникова, О.О. Глазунов

*Институт геохимии им. А.П.Виноградова СО РАН, 664033, Иркутск, ул. Фаворского, 1а, [olgaov@igc.irk.ru](mailto:olgaov@igc.irk.ru)*

*Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20, [oog@oog.isu.ru](mailto:oog@oog.isu.ru)*

Клиноптилолитовый туф является природной смесью преимущественно алюмосиликатов, содержащей до 80% цеолита, и обладает уникальными сорбционными свойствами. Нами подробно изучаются условия и механизм процессов сорбции ионов и коллоидных частиц серебра клиноптилолитом. Для исследования состояния поверхности образцов цеолита и продуктов сорбции серебра использовали гетерогенную хемилюминесценцию (ГХЛ), возникающую при хемосорбции кислорода атмосферы на точечных дефектах поверхности. Кислород является акцептором электронов, поэтому наблюдаемое свечение несет информацию об электронодонорных центрах поверхности. Люминесценцию регистрировали при линейном нагреве образцов на воздухе. Анализ кривых ГХЛ позволил получить информацию о количестве и энергетическом состоянии электронодонорных центрах поверхности природных алюмосиликатов. При ГХЛ у всех образцов в области температур 500-700 К

наблюдается два перекрывающихся термопика ГХЛ. Их относительная величина зависит от природы обменных катионов в структуре цеолита. Однако энергии активации процесса люминесцентноактивной хемосорбции кислорода при этом для каждого термопика ГХЛ остаются постоянными, равными 0,6 и 0,7 эВ, соответственно.

Процесс сорбции серебра сопровождается переходом в раствор катионов Na, K, Ca и Mg из структуры цеолита. Неизменность значений энергии активации свидетельствует о том, что при химическом модифицировании поверхности, механохимической активации цеолита природа каждого из центров люминесцентноактивной хемосорбции не изменяется. Изменение состава и количества обменных катионов в структуре цеолита влияет лишь на количество активных центров. Совокупный анализ результатов процесса сорбции серебра и хемилюминесцентной активности образцов дают основание полагать, что электронодонорные центры в цеолитах образуются под воздействием атомов щелочных металлов или с их участием. Причем, первый пик на кривой ГХЛ обусловлен наличием обменных катионов калия в структуре цеолита, а второй связан с присутствием катионов натрия.

## **ВРЕМЯ – ЦИФРОВОЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ**

М.В. Павлов, И.Г. Писларь

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, г.  
Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, [lab@ilph.irk.ru](mailto:lab@ilph.irk.ru)  
ЗАО ПСФ "Мастерсвязьпроект", г. Новосибирск, [mvpravlov@bk.ru](mailto:mvpravlov@bk.ru)*

Время–цифровой преобразователь (ВЦП) [2] относится к измерительной технике, в частности к технике прецизионного цифрового измерения интервалов времени в широком диапазоне, вплоть до пико - и фемтосекундного, и может быть использован в различных областях техники.

Отличительным признаком является использование одного канала преобразования время – напряжение в режимах калибровки и измерения, а также применение высокоразрядного аналого - цифрового преобразователя.

Устройство содержит сдвоенный триггер с возможностью отдельного и общего запуска, элемент «исключающее ИЛИ», прецизионный интегратор, буферный усилитель, аналого - цифровой преобразователь (АЦП), последовательный интерфейс и линию задержки. Результат обрабатывается либо при помощи микропроцессорной системы, либо ПЭВМ.

По сравнению с существующими ВЦП [1], он не имеет мертвого времени.

ВЦП отличается простотой устройства, практически не требующим настройки, малым количеством элементов и низкой стоимостью. К недостаткам следует отнести высокие требования стабильности во времени ко всем элементам ВЦП, которых можно достичь при условии создания ВЦП в интегральном исполнении. Преобразователь позволяет получить временное разрешение до 10 фсек/бит.

#### *Литература*

4. M. TANAKA, H. IKEDA, M. IKEDA, S. INABA, *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, V. 38, № 2, (1991).
5. Положительное решение о выдаче патента на полезную модель по заявке № 2008118874/229(185002), приоритет от 13.05.08 г.

## **НОВЫЙ ВАРИАНТ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭТИОНАМИДА**

Н.М. Пантелеева, Е.А.Илларионова, О.Л. Никонович\*

*Иркутский государственный медицинский университет,  
664003 г. Иркутск, ул. Красного восстания, 1, e-mail: [pantel80@mail.ru](mailto:pantel80@mail.ru)*

*\*Иркутский государственный университет путей сообщения,  
664074 г. Иркутск, ул. Чернышевского, 15,  
e-mail: [nikonovich\\_ol@iriit.irk.ru](mailto:nikonovich_ol@iriit.irk.ru)*

Широкое применение для количественного анализа химических соединений находит спектрофотометрический метод. Однако при анализе химических соединений часто приходится сталкиваться с отсутствием государственных образцов сравнения (ГСО). ГСО должны быть получены в чистом виде и на них должна быть утверждена нормативная документация, что сопряжено с большими затратами. Выпуск таких стандартных образцов является дорогостоящим, так как они находят применение только в фармацевтическом анализе. В связи с этим, часто возникает необходимость замены ГСО на вещества сравнения, или оптические эталоны. Такой вариант метода сравнения называется методом внешнего стандарта, так как в этом случае определяемое вещество и эталон сравнения отличаются по химическому составу.

В работе разработан новый вариант спектрофотометрического определения этионамида (2-этил-4-тиокарбомойл-4пиридина) в субстанции

и таблетках с использованием в качестве оптического эталона диметиловый желтый. В качестве аналитической была выбрана длина волны 318 нм. На данной длине волны наблюдается минимальная погрешность измерения величины оптической плотности, так как она входит в область плеча спектра поглощения этионамида и является максимумом поглощения для оптического эталона диметилового желтого в 0,1М растворе кислоты хлористоводородной.

Для разработки методики спектрофотометрического определения этионамида по диметиловому желтому было определено значение коэффициента пересчета, оно составило 1,818. Относительная ошибка определения коэффициента пересчета для спектрофотометрического определения этионамида по оптическому образцу сравнения диметиловому желтому не превышает 0,32%.

Относительная ошибка количественного определения этионамида для субстанций составила не более 0,0050, для таблеток - 0,033.

## **МНОГОФОТОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ F-АГРЕГАТНЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ KCl**

Э.Э. Пензина, Л.М. Соболев

*Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск,  
бульвар Гагарина, 20, [penzina@api.isu.ru](mailto:penzina@api.isu.ru)*

В аддитивно окрашенных кристаллах KCl, содержащих F-агрегатные центры окраски (ЦО), наблюдалось преобразование лазерного излучения ( $\lambda=1.06$  мкм) в некогерентное излучение в красной области спектра [1,2]. Источником излучения служил лазер на стекле с  $Nd^{3+}$  (энергия в импульсе  $\sim 1$  Дж), работающий в режиме свободной генерации, а также ИАГ:Nd лазер (режим модуляции добротности). При 300 К наблюдалась полоса с  $\lambda_m = 650$  нм, а при 77 К – две полосы при 670 и 720 нм. Время жизни свечения при 300 К – короче  $10^{-8}$  с, пороговая энергия и коэффициент трансформации – порядка 15 кВт и  $10^{-8}$ . Излучение 2-й гармоники люминесценции не вызывало.

В работах [3,4], кроме красных полос, наблюдались две ИК полосы с  $\lambda_m = 830$  и 910 нм. Было показано, что красные полосы обусловлены  $F_2$  центрами и возбуждаются в результате трехфотонного поглощения, а ИК –  $F_3$  центрами и возбуждаются при поглощении двух лазерных фотонов. Предполагалось, что наблюдаемые полосы свечения обусловлены излучательным распадом высоковозбужденных состояний F агрегатных центров. Однако,

такой процесс не характерен для ЦО в щелочно-галогидных кристаллах (ЩГК). Появление свечения с  $\lambda_m = 610$  нм (78 К) (переходы  $2p\pi_u \rightarrow 1s\sigma_g$ ) при возбуждении  $F_2^+$  центров в КСІ [5] является скорее исключением. Мы предлагаем иную интерпретацию природы "анти-стоксовой" люминесценции в КСІ при лазерном возбуждении, основанную на учете такого явления, как интеркомбинационная конверсия.

В процессе лазерного возбуждения нами наблюдалась синглет-триплетная конверсия  $F_2$  центров – обратимое уменьшение поглощения в  $M_1$  полосе  $F_2$  центров и одновременное появление триплет-триплетного поглощения ( $\lambda_m=0.7$  мкм). Явление интеркомбинационной конверсии, когда благодаря спин-орбитальному взаимодействию имеет место смешивание уровней разной мультиплетности, приводящее к заселению триплетных состояний (для  $F_2$  центров) или квартетных (для  $F_3$  центров), характерно для  $F$  агрегатных центров в ЩГК (см., напр.[6]). Известно, что в спектре оптического поглощения  $F_2$  центров имеется так называемая  $M_4$  полоса, за которую ответственен интеркомбинационный переход  $(1s)2^1\Sigma_g^+, A_{1g} \rightarrow 1s2p^3\Pi_u, B_{2u}, B_{3u}$ . Энергия его значительно меньше, чем суммарная энергия трех фотонов неодимового лазера. Однако, имеются данные о более высокоэнергетическом  $S \rightarrow T$  переходе – о  $M_6$  полосе поглощения, которая, попадает в область  $K$  поглощения  $F$  центров, т.е. это состояние может быть заселено в трехфотонном поглощении.

$F_3$  центры имеют дублетное основное и дублетные и квартетные возбужденные состояния. В КСІ полоса поглощения, известная как  $R^*$ [7], соответствующая квартет-квартетному переходу  $^4A_2^{(1)} \rightarrow ^4E^{(1)}$ , в энергетической шкале близка к энергии двух лазерных фотонов. Можно предположить, что имеет место перемешивание  $D$  и  $Q$  состояний за счет спин-орбитального взаимодействия и заселение квартетного состояния  $F_3$ .

Т.о., мы предполагаем, что обсуждаемая здесь многополосная люминесценция кристаллов КСІ, возникает в результате трех- ( $F_2$ ) и двух- ( $F_3$ ) фотонного поглощения лазерного излучения с  $\lambda=1.06$  мкм, и излучательные переходы происходят между триплет-триплетными ( $F_2$ ) и квартет-квартетными ( $F_3$ ) возбужденными состояниями центров, заселяемыми в результате многофотонного поглощения и  $S \rightarrow T$  ( $F_2$ ) и  $D \rightarrow Q$  ( $F_3$ ) конверсии. Отметим, в заключение, что триплет-триплетная люминесценция ЦО ( $F_3^+$ ) наблюдалась также в кристаллах LiF [8].

### Литература

1. И.А.Парфианович, В.М.Мецик, Л.М.Соболев, Э.Э.Пензина, Письма в ЖТФ, 5, 1458-1461, (1979).
2. E.E.Penzina, V.M.Metsik, I.A.Parfianovich, K.A.Makushev, phys. stat. sol.(a), 66, K71-K74, (1981).
3. R.Francini, U.M.Grassano, R.Pizzoferrato, phys. stat. sol. (b), 117, 493-498, (1983).

4. U.M.Grassano, J.Physique, 41, C6-359, (1980).
5. M.A.Aegerter, F.Luty, phys. stat. sol. (b), 43, 245-261, (1971).
6. H.Engstrom, Phys. Rev. B, 11, 1689-1699, (1975).
7. J.M.Ortega, Sol. State Commun., 25, 885-886, (1978).
8. Т.Т.Басиев, И.В.Ермаков, К.К.Пухов, Кв. электрон, 24, 4, (1997); ФТТ, 39, 1373-13796 (1997).

## **ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ПОГЛОЩЕНИЯ ФОТОТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ СРЕДЫ, ПРИМЕНЯЕМОЙ В ТЕХНОЛОГИИ LightScribe**

Перевалов А.П.<sup>\*</sup>, Кузнецов А.В.<sup>\*\*</sup>, Мартынович Е.Ф.<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup>*Иркутский государственный университет, Россия, 664003, г. Иркутск,  
бульвар Гагарина, 20.*

<sup>\*\*</sup>*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, Россия, 664033,  
г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, filial@ilph.irk.ru*

В данной работе исследованы оптические свойства фототермочувствительного вещества, применяемого в технологии LightScribe. Технология разработана корпорацией Hewlett-Packard в 2004 году и предназначена для нанесения вспомогательных изображений на нерабочую (обратную) сторону оптического носителя информации, имеющего форму диска [1-3]. Обратная сторона носителя при его производстве покрывается термофоточувствительным красителем (термохромом), основу химического состава которого составляют лейкокрасители (англ. leuco dyes) [1]. Изображение наносится воздействием инфракрасного лазерного излучения. Слой термохрома темнеет в облученных точках и приобретает монохромный рисунок. Учитывая новизну и перспективность технологии, считаем актуальными исследования свойств применяемых в ней материалов.

Для исследования спектров поглощения использовалась ксеноновая лампа. Для возбуждения люминесценции применялись светодиод с максимумом излучения при 450 нм и Nd:YAG лазер с  $\lambda = 532$  нм.

Образцы для экспериментов вырезаны из оптического диска в форме пластин размером 40 на 15 мм и очищены от слоя, предназначенного для записи основной информации. Исследовались образцы, вырезанные из светлых и из темных участков изображения на диске ("неэкспонированные" и "экспонированные" образцы). Дополнительно исследован образец прозрачного пластикового несущего слоя (подложки) диска, очищенный от

остальных слоев диска. Визуальные наблюдения через оранжевый светофильтр выявили люминесценцию термохрома под действием возбуждающего излучения. Контрольное наблюдение для чистой подложки указало на незначительность ее люминесценции.

Спектры поглощения и люминесценции получены при помощи экспериментальной схемы, основанной на спектрометре Ocean Optics QE65000 (рабочий диапазон длин волн – от 200 до 1000 нм, спектральное разрешение – около 0,8 нм). При изучении люминесценции, источники возбуждающего излучения и входное оптоволокно спектрометра были расположены по разные стороны от исследуемого образца. Спектры представлены на рис. 1 и рис. 2 соответственно. Сделаны следующие выводы.

1. Термохром имеет локальный пик поглощения с максимумом при 780 нм (рис. 1). Положение пика поглощения совпадает с длиной волны лазера, посредством которого наносится изображение. Кроме того, наблюдается слабый пик с максимумом при 700 нм. Запись изображения обусловлена увеличением широкополосного поглощения в видимом диапазоне.

2. Спектры люминесценции практически не зависят от используемого источника возбуждающего излучения и имеют вид широкого неэлементарного пика (600-750 нм) с максимумом при 650 нм в случае неэкспонированных образцов и 665 нм для экспонированных.

3. Подложка диска имеет пик комбинационного рассеяния с максимумом при 600 нм в случае использования лазера с  $\lambda = 532$  нм (рис. 2).

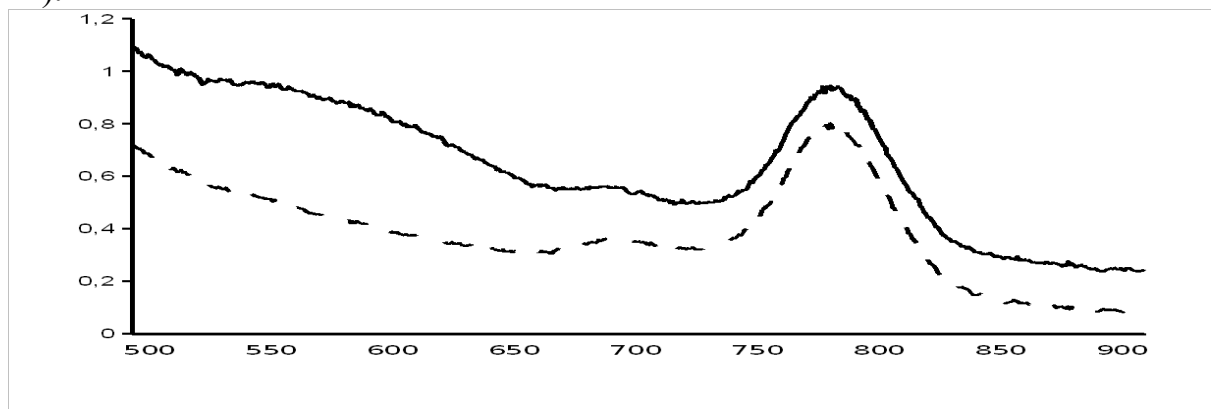


Рис. 1. Зависимость оптической плотности слоя термохрома от длины волны для экспонированного (сплошная линия) и неэкспонированного (пунктирная линия) образцов.



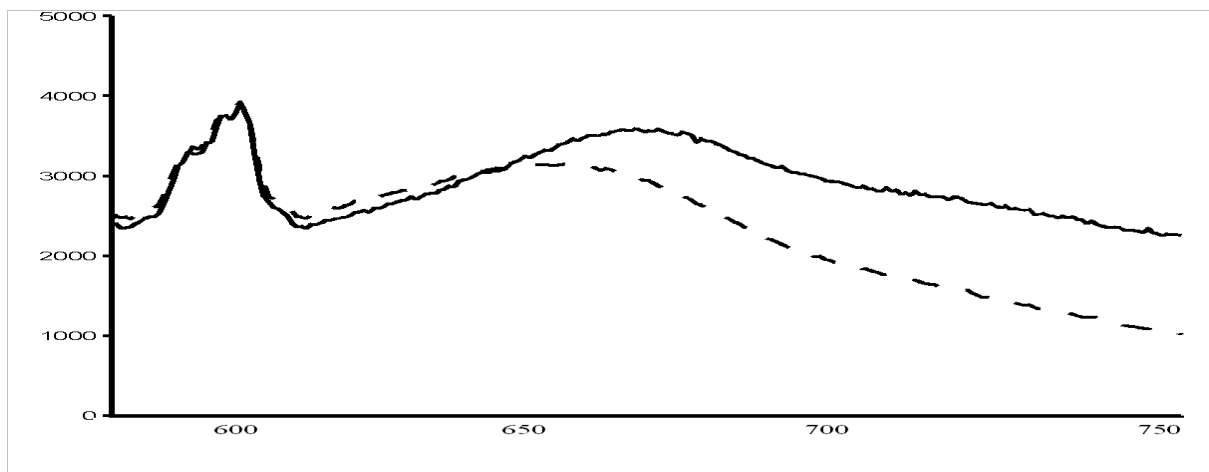


Рис. 2. Комбинационное рассеяние подложки (узкий пик слева) и люминесценция термохрома (широкий пик справа) для экспонированного (сплошная линия) и неэкспонированного (пунктирная линия) образцов. По горизонтальной оси отложены длины волн в нм, по вертикальной — интенсивность.

### *Литература*

1. Daryl Andreson et al. Патенты США №№ 7145586, 7154523, 7172991, 7283148.
2. <http://www.lightscribe.com>
3. Hewlett Packard Company. Material Safety Data Sheet. Lightscribe Coating V1.2.

## **АНИЗОТРОПНЫЕ ТЕРМО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$ и $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$**

Е.В. Пестряков, В.В. Петров, В.И. Трунов, А.В. Кирпичников,  
М.А. Мерзляков, А.В. Лаптев

*Институт Лазерной Физики СОРАН, 630090, Россия*  
*E-mail: alaptev@laser.nsc.ru*

К настоящему времени показано [1-3], что при синхронизации мод в лазере с гибридной средой, состоящей из нескольких активных элементов возможно получение суммарного контура усиления, позволяющего генерировать импульсы предельно короткой длительности. Для двухкомпонентной активной среды из  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$  [4] и  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$  суммарный контур усиления превосходит 200 нм (720-950 нм), что позволяет получать и поддерживать усиление импульсов длительностью 5 фс. Отметим, что для накачки кристаллов принципиально могут использоваться лазерные диоды. Для экспериментальной реализации лазера

на кристаллах  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$  и  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ , как показывает анализ, необходимо знание величин термо-оптических констант, определяющих величину оптической силы тепловой линзы, возникающей в активном элементе при оптической накачке.

Целью работы является исследование анизотропных термо-оптических и лазерных свойств кристаллов  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$  и  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$  и определение конфигурации стабильного резонатора с гибридной активной средой.

Проведен теоретический расчет анизотропных термических линз возникающих за счет эффектов фотоупругости и термических деформаций в активных элементах из кристаллов ромбической сингонии  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$  и  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ . Экспериментально исследована анизотропия термо-оптических свойств кристалла  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$ , в температурном интервале  $+20$ - $+75$  °С методом призмы были измерены термо-оптические постоянные на длинах волн 436, 546, 576 и 612 нм. Из экспериментальных данных термо-оптических постоянных и теоретического расчета следует, что температурная зависимость показателя преломления вносит определяющий вклад в термическую линзу активных элементов из  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$  и  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ .

Проведен эксперимент по определению зависимости оптической силы термической линзы -  $D(1/\text{м})$  от средней мощности лампы накачки-  $P(\text{кВт})$ , при импульсно-периодическом режиме, с частотой следования импульсов 12,5 и 25 Гц. Типичные зависимости, полученные в экспериментах при частоте повторения 25 Гц, можно представить в виде:  $D = 0,07+0,32 \cdot P$  ( $\text{Cr}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ ) и  $D = -0,027+0,99 \cdot P$  ( $\text{Cr}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$ ).

Полученные данные были использованы при расчете областей стабильности резонаторов лазеров на  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$  и  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ , что позволило в режиме свободной генерации получить эффективность 1% и 5%, соответственно. Рассчитан стабильный резонатор с гибридной активной средой, при различных значения оптических сил тепловых линз.

*Работа выполнена при поддержке программы РАН «Фемтосекундная оптика и новые оптические материалы», грантов РФФИ 07-02-01028, 08-02-00965 и 08-08-12132.*

#### Литература

1. Л.А. Ривлин, О формировании экстремально коротких лазерных импульсов, Квантовая электроника, т.10, №9, с. 1885-1887, 1983.

2. E.V. Pstryakov, V.V. Petrov, A.V. Kirpichnikov, V.I. Trunov, K.P. Komarov, A.I. Alimpiev, Ultrabroadband active media for generation of ultrashort optical pulses, Laser Physics, vol. 8, N3, p.612-619, 1998.

3. V.I. Trunov, A.V. Kirpichnikov, E.V. Pstryakov, V.V. Petrov, K.P. Komarov, A.K. Komarov, Investigation of Kerr lens mode locking in laser with composite media, Proceedings SPIE, № 4352, p.43-47, 2001.

4. V.V. Petrov, E.V. Pstryakov, V.I. Trunov, A.V. Kirpichnikov, A.I.

Alimpiev, BeAl<sub>6</sub>O<sub>10</sub>:Cr<sup>3+</sup>: a promising active medium for femtosecond lasers, Proceedings of SPIE, v. 5137, pp.73-80, 2003.

## МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В НАНО- И ПИКОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНАХ

А.Ф. Петровский, А.Л. Ракевич, Д.С. Глазунов, В.Г. Нодельман,  
Е.Ф. Мартынович

*Иркутский филиал ИЛФ СО РАН,  
664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, [impuls@ilph.irk.ru](mailto:impuls@ilph.irk.ru)*

Исследование кинетики люминесценции проводится с помощью различных методов, среди которых наибольшее распространение получили метод квантования сигналов люминесценции по уровню и времени и методы счета фотонов [1].

При реализации метода квантования осуществляется измерение длительности сигналов люминесценции на дискретно заданных уровнях. Точностные характеристики метода определяются количеством уровней квантования и погрешностью измерения длительностей сигналов на этих уровнях. Хорошие результаты могут быть получены при длительности сигналов люминесценции в микросекундном диапазоне.

Среди методов счета фотонов следует выделить наиболее распространенные: с повторяющимися выборками (Repetitive Sampling), метод стробирования (Multiple Gates), с многоканальным масштабированием (Multichannel Scalers), время-коррелированный счет одиночных фотонов (Time-Correlated Single Photon Counting – TCSPC).

При реализации метода с повторяющимися выборками каждое измерение интенсивности сигналов люминесценции производится в течение короткого интервала времени. При этом задержка каждого последующего интервала измерения относительно зондирующего импульса увеличивается на фиксированную величину. Временное разрешение метода определяется длительностью единичной фиксированной задержки. Такой метод целесообразно применять для измерений в микросекундном диапазоне длительностей сигналов.

В устройствах, использующих метод стробирования измерение интенсивности сигналов производится двумя (или более) аналого-цифровыми преобразователями (АЦП) в течение короткого интервала времени. Результат каждого измерения заносится в память процессора

(ПЭВМ), осуществляющего сортировку по времени результатов измерений. Этим методом можно измерять одиночные события и случайные процессы путем продолжительной записи данных в память.

Устройства с многоканальным масштабированием содержат в каждом из каналов счетчик числа фотонов, подключаемый к выходу фотоприемника на фиксированное время работы этого канала. Результаты счета числа фотонов переносятся из счетчиков в память данных. Обработка результатов измерений сводится к суммированию числа фотонов в фиксированные интервалы времени, соответствующие моменту работы счетчиков. Длительность регистрируемых процессов определяется числом каналов и временем работы канала. Время работы каждого из каналов может приближаться к 1 нс.

Время-коррелированный счет одиночных фотонов базируется на обнаружении одиночных фотонов периодического сигнала света и измерении времени задержки каждого обнаруженного фотона относительно зондирующего импульса. В приемном оптическом тракте сигналы люминесценции ослабляются в такой степени, что на вход фотоприемника поступают только одиночные фотоны. По результатам многократных измерений реконструируется форма исследуемых сигналов. Разрешающая способность метода по времени зависит от разброса времени прохождения импульсов фотодетектора в приемном тракте и не зависит от длительности этих импульсов. При использовании быстродействующего ФЭУ разрешающая способность может составлять менее 30 пс. Метод также обеспечивает хорошее соотношение сигнал/шум и позволяет записывать сигналы от нескольких детекторов одновременно. Эти достоинства метода в сочетании с техникой быстрого сканирования обеспечивают широкое применение метода в конфокальных и двухфотонных лазерных сканирующих микроскопах.

В качестве быстродействующих детекторов люминесценции могут использоваться быстродействующие ФЭУ, среди которых следует выделить микроканальные ФЭУ или сравнительно новый тип фотоприемников – матрицы из лавинных фотодиодов (Multi-Pixel Photon Counter – МРРС).

При разработке устройства для исследования кинетики люминесценции был применен метод время-коррелированного счета одиночных фотонов. В качестве фотоприемного устройства использована матрица лавинных диодов МРРС. К достоинствам этого фотоприемника следует отнести высокую чувствительность (сопоставимую с чувствительностью ФЭУ), хорошее временное разрешение, а также малые габариты, низкие рабочие напряжения (менее 100 В) и отсутствие чувствительности к внешним магнитным полям.

Сигналы с выхода фотоприемной матрицы усиливаются интегральным усилителем с коэффициентом передачи не менее 100 и полосой пропускания порядка 1 ГГц.

Одним из основных узлов подобных устройства является преобразователь временных интервалов в код, в качестве которых используют, как правило, различные виды преобразователей «время – напряжение» и «напряжение – код». В рассматриваемом устройстве применена интегральная микросхема TDC-GP1. Эта ИМС осуществляет преобразование интервалов времени (от 3 нс до 7 мкс) в код с разрешением 250 пс (125 пс). Управление работой ИМС TDC-GP1 и передача кодов в ПЭВМ осуществляется микроконтроллером.

В устройстве используются источники питания с малым уровнем пульсаций выходного напряжения.

При разработке устройства следует учитывать специфику работы высокочастотных элементов и принимать меры по минимизации паразитных связей и защите от внутренних и внешних помех.

#### *Литература*

1. Wolfgang Becker, Axel Bergmann, Detectors for High-Speed Photon Counting, Becker & Hickl GmbH, Berlin, [www.becker-hickl.com](http://www.becker-hickl.com)

## **МНГОВОЛНОВЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ГАЗОАНАЛИЗАТОРЫ ИК ДИАПАЗОНА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ЭМИССИЙ ПАРНИКОВЫХ ГАЗОВ И НЕИНВАЗИВНОЙ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ**

Ю.Н. Пономарев

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пр. ак. В.Е. Зуева, 1, [yurpon@iao.ru](mailto:yurpon@iao.ru)*

В лекции рассмотрены физические принципы абсорбционного лазерного анализа наноконцентраций молекулярных соединений в воздухе и многокомпонентных газовых смесях.

Дан обзор наиболее перспективных методов и конструкций современных лазерных газоанализаторов, использующих плавно или дискретно перестраиваемые по частоте лазеры ИК диапазона. Рассмотрены результаты исследований эмиссий парниковых газов растительной биотой, литосферой и гидросферой в атмосферу лазерными газоанализаторами на основе полупроводниковых и CO<sub>2</sub>-лазеров. Обсуждается методология детектирования газов маркеров заболеваний легких, соответствующая аппаратура и результаты.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ «ХОЛОДНОГО ДНА» ПРИ ПОЛУЧЕНИИ МУЛЬТИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИЕЙ

Пресняков Р.В., Сарычев П.П., Непомнящих А.И.

*Институт геохимии СО РАН, 664003, г. Иркутск, улица  
Фаворского, 1а, [ropr@igc.irk.ru](mailto:ropr@igc.irk.ru)*

Межзёренные границы мультикристаллического кремния могут существенным образом влиять на параметры солнечных ячеек. Механизм этого влияния различный в зависимости от положения и направления поверхности границы относительно рабочего р-п перехода: перпендикулярно, в плоскости р-п перехода, в плоскости базы. В общем, присутствие границ является негативным фактором – они могут быть ловушками для не основных носителей заряда, эффективными рекомбинационными центрами, стоками для фоновых и легирующих примесей, которые могут затем диффундировать в объём зёрен, как в ходе технологического процесса, так и при работе солнечной ячейки.

Минимальная диффузионная длина не основных носителей материала подложки (р-типа), при которой могут быть получены солнечные элементы с эффективностью более чем 10%, составляет более 80 мкм. Это, в свою очередь, требует линейного размера зерна в поперечном разрезе кристалла более 5 мм [1]. В существующей технологии мультикристаллического кремния (поликристалла с колонной структурой зёрен) формирование крупных блоков достигается оптимальным подбором параметров процесса выращивания – линейных и угловых скоростей контейнера с расплавом и эффективным удалением тепла от него.

Тем не менее, из-за того, что коэффициенты теплопроводности расплава и материала контейнера различаются, начальный рост крупных монокристаллов невозможен. В данной работе мы развиваем идею так называемого «холодного дна»[2], которая сводится к использованию плоскопараллельного затравочного кристалла (рис. 1) и соответствующей конфигурации теплового поля при направленной кристаллизации кремния.



Рис. 1. Мультикристаллический кремний, полученный на затравочном кристалле

*Литература*

1. V.G. Popov. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. V. 3, N 4. 479-488 (2000).
2. Б. А. Красин, А. И. Непомнящих, А. С. Токарев, Т. С. Шамирзаев, Р. В. Пресняков, А. П. Максиков. *Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники*, N 1, 28-34 (2005).

**ФОТОННЫЙ КАСКАД ИОНОВ ПРАЗЕОДИМА В КРИСТАЛЛАХ ЩЕЛОЧНО-ЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДОВ**

Е. Раджабов

*Институт геохимии им. А.П.Виноградова СО РАН, [eradz@igc.irk.ru](mailto:eradz@igc.irk.ru)*

Исследовано явление фотонного каскада в кристаллах щелочно-земельных фторидов активированных празеодимом. Фотонный каскад это явление когда более одного фотона люминесценции рождается на каждый поглощенный фотон. Фотонный каскад является весьма перспективным для разработки эффективных люминесцентных ламп не содержащих ртути [1]. Вследствие сильного кристаллического поля фотонный каскад ионов празеодима не должен наблюдаться в кристаллах щелочно-земельных фторидов. Однако в нескольких работах указывалось на наблюдение фотонного каскада в кристаллах фтористого кальция и бария [2-4]. Природа этих центров не установлена.

Исследованы спектры поглощения, свечения и возбуждения кристаллов  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$  с примесью  $\text{PrF}_3$  в концентрациях от 0.005 мол.% до нескольких молярных процентов в диапазоне энергий фотонов от 1 до 12 эВ. Pr центры, обладающие фотонным каскадом, обнаружены во всех трех матрицах. Концентрация таких центров, контролируемая по спектрам возбуждения и свечения, увеличивается сверхлинейно с ростом концентрации празеодима в кристаллах фтористого бария и стронция. Новая полоса поглощения с максимумом при 7.0 эВ, коррелирующая с полосой возбуждения каскадных центров, обнаружена в кристаллах фтористого кальция. Коэффициент поглощения этой полосы квадратично увеличивается с увеличением концентрации празеодима.

Сверхлинейный рост люминесценции фотонного каскада наблюдавшийся нами в кристаллах фтористого стронция и бария указывает на то что центрами обладающими фотонным каскадом являются агрегаты ионов празеодима. Квадратичная концентрационная зависимость полосы поглощения при 7.0 эВ в  $\text{CaF}_2\text{-Pr}$  указывает на то что в состав центра

фотонного каскада входят два иона празеодима.

*Литература:*

1. R. S. Meltzer, Quantum-cutting phosphors, in Phosphor handbook 2 ed., Ed. by W. M. Yen, S. Shionoya, H. Yamamoto, p. 3, ch. 5, 507-529, CRC Press Taylor & Francis Group, 2006
2. K.D. Oskam, A.J. Houtepen, A. Meijerink, J. of Lumin. 97 (2002) 107
3. P. A. Rodnyi, G. B. Stryganyuk, C. W. E. van Eijk, A. S. Voloshinovskii, Phys. Rev. B. 72 (2005) 195112
4. S. Kuck, I. Sokolska, M. Henke, T. Scheffler, E. Osias, Phys. Rev. B 71 (2005) 165112

## О ПОВЫШЕНИИ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КИНЕТИКИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

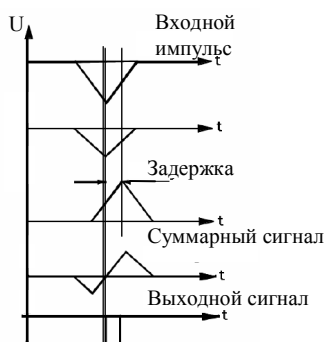
А.Л. Ракевич, Д.С. Глазунов

*Иркутский филиал ИЛФ СО РАН, 664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 130а,  
[impuls@ilph.irk.ru](mailto:impuls@ilph.irk.ru)*

В исследованиях явлений люминесценции актуальным является повышение разрешающей способности анализирующей аппаратуры по времени. При практической реализации этой задачи приходится сталкиваться с целым рядом инженерно-технических проблем, основные из которых следующие: выбор элементной базы, разработка корректной электрической схемы с учетом минимизации паразитных составляющих схемы и степени взаимного влияния элементов схемы, выбор соответствующих режимов работы элементов. Необходимо также учитывать, что даже существенное улучшение характеристик одного

элемента может не привести к такому же улучшению характеристик всего устройства.

При реализации метода время-коррелированного счета фотонов разрешающую способность аппаратуры можно повысить за счет применения преобразователя время/код с лучшей разрешающей способностью по времени. Например, каналы преобразователя «время-код» TDC-GPX имеют





разрешающую способность 10 пс.

Для получения такой разрешающей способности необходимо обеспечить высокую стабильность временных характеристик фотоприемников и усилителей. В этой связи целесообразно использовать фотоприемники с малым разбросом времени реакции на входные сигналы (для ФЭУ – это время пролета). Высокочастотные усилители должны иметь достаточную полосу пропускания при необходимом коэффициенте усиления и обеспечивать высокое отношение сигнал/шум.

Одним из узлов, существенно влияющим на погрешность преобразования является амплитудный дискриминатор, в качестве которого используется, как правило, компаратор. Выходные сигналы компаратора имеют паразитную фазовую модуляцию, вызванную нестабильностью амплитуды сигналов ФЭУ. Для уменьшения такой погрешности может применяться специальный узел - дискриминатор постоянных отношений. Принцип работы такого дискриминатора поясняется на рис.1. Из входного импульса формируется два импульса: один – с уменьшенной амплитудой, другой – задержанный и инвертированный. Далее эти импульсы суммируются. Точка пересечения суммарного сигнала с нулевым уровнем не зависит от амплитуды входного импульса.

Принципы работы некоторых измерительных систем, в которых реализован метод время-коррелированного счета фотонов рассматривается в [1].

### *Литература*

1. Photon Counting Using Photomultiplier Tubes. [www.hamamatsu.com](http://www.hamamatsu.com)

## **ОБ ИНВЕРТИРОВАНИИ НЕЛИНЕЙНЫХ РЕЗОНАНСОВ В МЕТОДЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН НА ПЕРЕХОДЕ $1s_5-2p_8$ НЕОНА**

С.Г. Раутиан\*\*\*, Э.Г. Сапрыкин\*\*, А.А. Черненко\*\*\*

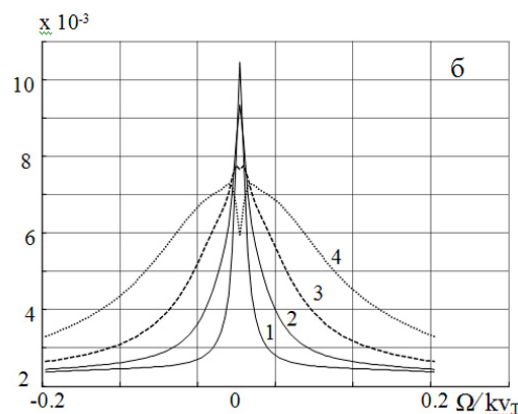
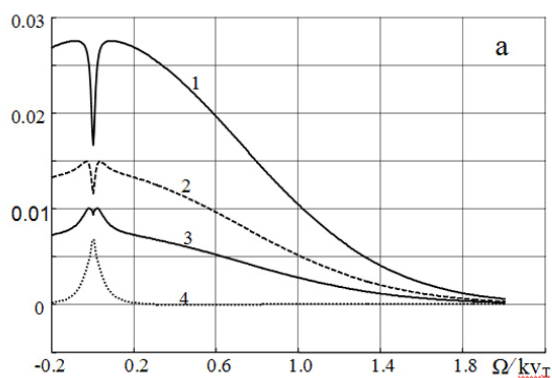
\* *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, ГСП-1, г. Москва*

\*\* *Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск*

\*\*\* *Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, г. Новосибирск,  
пр. Лаврентьева, 13, [chernen@isp.nsc.ru](mailto:chernen@isp.nsc.ru)*

Рассмотрены возможные причины инвертирования нелинейных резонансов (НР) просветления в пик поглощения на переходе  $1s_5-2p_8$  неона в опытах [1]. Численным решением системы уравнений для матрицы

плотности данного перехода (при ортогональных поляризациях световых волн, в радиационном приближении и третьем порядке разложения элементов матрицы плотности по амплитуде пробного поля) показана (рис. а) возможность подобной инверсии НР с ростом интенсивности пробного поля (параметра насыщения  $G_p$ ). Видно, что возникновение пика в центре обусловлено просветлением крыльев линии. При расщеплении уровней на величину, превышающую ширину нижнего, крылья линии поднимаются, и кривая 4 принимает вид, подобный кривым 1,2. Это проливает свет на природу эффекта, обусловленного переносом заселенности индуцированными сильной волной двухквантовыми переходами между возмущенными и не возмущенными пробным полем зеемановскими подуровнями. С ростом параметра насыщения сильной волны ( $G_s$ ) наблюдается изменение формы пика (рис. б) также качественно схожее с результатами работы [1]. Данные эффекты - специфика перехода  $J=2-J=2$ , на переходе  $J=1-J=1$  они отсутствуют [2].



Форма резонанса при  $G_s = 50$  и  $G_p = 510^{-3}$  (1), 1.1(2), 1.5(3), 2(4).

Форма резонанса при  $G_p = 2$  и  $G_s = 10$  (1), 25(2), 50(3), 100(4).

Анализ влияния на форму НР эффекта самонасыщения обнаруживает как сходство, так и существенные отличия от результатов [2].

### Литература

1. А.В.Шишаев, И.А.Карташев, *Письма в ЖЭТФ*, **58**, 501-504 (1993).
2. С.Г.Раутиан, Э.Г.Сапрыкин, А.А.Черненко, *Опт. и спектр.*, **104**, №4, 630-639 (2008).

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ БИОИНДИКАЦИИ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ВОДЫ НЕФТЕПРОДУКТАМИ И ПОЛИАРОМАТИЧЕСКИМИ УГЛЕВОДОРОДАМИ

М.Н. Саксонов, А.Э. Балаян, О.А. Бархатова<sup>1</sup>

*Научно-Исследовательский институт биологии при Иркутском государственном университете, 664003, Иркутск, Ленина 3, а/я 24;*

<sup>1</sup>*Иркутский государственный университет, 664000, Иркутск, К.Маркса 1, barhat@geogr.isu.ru; stomd@mail.ru*

В биоиндикации аккумуляции загрязняющих веществ используется свойство растений и животных накапливать те или иные химические соединения. Биоиндикаторы концентрируют поллютанты в своих тканях, определенных органах, затем эти вещества экстрагируют и исследуют для выявления степени загрязнения среды с помощью физико-химических методов. Экспрессная биоиндикация нефтяного загрязнения может быть реализована при наблюдении аккумуляции в гидробионтах *in vivo*. В этом случае представляют интерес веслоногие рачки *Copepoda*, имеющие четко выраженные жировые включения, и люминесцентно-микроскопическое изучение накопления нефтепродуктов в этих включениях.

Ракообразных отряда *Copepoda*, имеющих хорошо выраженные жировые включения в виде капель, насчитывается несколько сотен видов. При этом они широко распространены в пресных и морских водах. *Epischura baicalensis* Sars (*Copepoda*, *Crustacea*) - эндемик Байкала - обитает во всей водной толще пелагиали озера в течение всего года. Основная масса эпишуры составляет 70-80 % биомассы всех рачков.

Аккумуляцию нефтепродуктов наблюдали с помощью люминесцентного микроскопа "Люмам И-1". Микроскопирование эпишуры при увеличении 10x16 легко выявляет три пары жировых шаровидных включений, просвечивающих через покровы вдоль спинной стороны. Их часто называют жировыми каплями. Именно в жировых каплях и обнаруживалась при наблюдении в люминесцентном микроскопе синяя флуоресценция после выдерживания рачков в средах, содержащих нефтепродукты. Время появления интенсивной синей флуоресценции жировых включений сокращалось при повышении концентрации нефтепродуктов. Увеличение экспозиции при низком содержании нефтепродуктов в среде усиливало флуоресценцию жировых капель. Визуальное сравнение люминесценции нефтепродуктов жировых включений эпишуры и свечения эмульсии нефти в воде в камере Горяева, которая используется в качестве оптической микрокуветы толщиной 100 мк (это значение сопоставимо с диаметром жировых капель),

свидетельствовало о высоком значении коэффициента аккумуляции нефтепродуктов в жировых включениях.

Подобную картину наблюдали при инкубации рачков в воде, содержащей полиароматические углеводороды – антрацен и бенз(а)пирен, но чувствительность обнаружения на 2-3 порядка выше чем в опытах с дизельным топливом.

У рачков *Cyclops colensis* обитающих повсеместно имеются ярко выраженные жировые включения, которые представляют собой мелкие шаровидные капли, разбросанные по всему телу, накапливающие нефтепродукты. Основное достоинство данного тест - объекта – относительно легкое культивирование этих животных в лабораторных условиях.

В состав *Copepoda* входит и подотряд *Harpacticoida*. Люминесцентное микрофотографирование выявило, что жировыми включениями гарпактицид накапливались нефтепродукты. Гарпактициды, использованные в работе, в отличие от планктона - эпишуры, являются представителями бентоса и потому могут служить индикаторами нефтяного загрязнения донных отложений. Последнее весьма важно, поскольку загрязнение водной толщи бывает в несколько раз, а иногда и на порядок меньше загрязнения донных отложений.

Аккумуляция нефтепродуктов и полиароматических углеводородов жировыми включениями рачков *Copepoda* и высокая чувствительность люминесцентной микроскопии позволяют обнаруживать микроколичества этих поллютантов в исследуемой воде. Предложенный способ биоиндикации нефтепродуктов и полиароматических углеводородов в воде достаточно прост, доступен и может быть применен в полевых условиях.

*Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-04-98057 р\_СИБИРЬ-а).*

## **ВЛИЯНИЕ КОНФИГУРАЦИИ ТЕПЛООВОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ И ПАРАМЕТРЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ МУЛЬТИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ**

П.П. Сарычев, Р.В. Пресняков, А.И. Непомнящих

*Институт Геохимии СО РАН, 664003, г. Иркутск, улица  
Фаворского, 1а, [spasha83@list.ru](mailto:spasha83@list.ru)*

Требуемые свойства мультикристаллического кремния, используемого

в солнечных ячейках, существенно зависят от сегрегации примесей при его прямом получении из рафинированного металлургического кремния. В реальной технологии важно обеспечить крупноблочную колонную структуру слитка. Этот фактор имеет тесную взаимосвязь с сегрегацией примесей и электрофизическими свойствами материала [1].

Использование загрязнённого примесями сырья для выращивания мультикремния накладывает критические ограничения на параметры процесса направленной кристаллизации в зависимости от применяемого метода с наличием конвекции в расплаве (рис. 1):

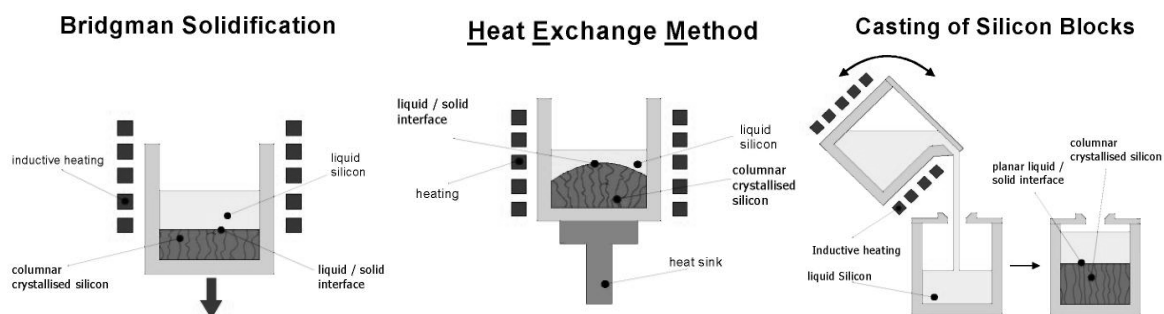


Рис.1. Методы получения мультикристаллического кремния с наличием конвекции в расплаве: метод теплоотвода (вверху слева), метод литья (вверху справа), метод Бриджмена (справа).

Эти ограничения связаны с возможностью возникновения концентрационного переохлаждения в ходе процесса. Концентрационное переохлаждение, свою очередь определяется совокупным загрязнением исходного кремния и структурой конвективных течений.

В данной работе мы экспериментально исследуем возможности управления конвективными течениями в расплаве и оптимизации параметров процесса изменением конфигурации теплового поля, приводим первые результаты.

#### Литература

5. Dietl J., Helmreich D., Sirtl E. *Crystals, Growth, Properties and Application*. В. 5, 43-107, (1981).

## ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЛЕНТ

А.Л.Семенов, А.А. Гаврилюк, С.Н.Малов, А.В. Семиров Н.В.Турик,  
И.Л.Морозов, А.Ю.Моховиков.

*Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск,  
бульвар Гагарина, 20, [zubr@api.isu.ru](mailto:zubr@api.isu.ru)*

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,, 664033, г.  
Иркутск, ул. Лермонтова, 130а [malov@ilph.irk.ru](mailto:malov@ilph.irk.ru)*

*Иркутский государственный педагогический университет. 664011, г.  
Иркутск, Нижняя набережная, 6, [semirov@isttu.irk.ru](mailto:semirov@isttu.irk.ru)*

В работе исследовано влияние различных режимов лазерной обработки аморфной металлической ленты состава  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{64}\text{B}_{15}$  в виде узких полосок длиной 0,05 м, шириной 0,001 м и толщиной 30 - 25 мкм на их динамические магнитные свойства. Исследовались образцы, прошедшие лазерную обработку в непрерывном режиме работы лазера. Исследовано влияние лазерной обработки на магнитные и магнитоупругие свойства аморфных лент состава  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$ . Толщина лент - 25 мкм, константа магнитострикции -  $\lambda_s = (25-30) \cdot 10^{-5}$ . Образцы в виде узких полосок, шириной 0,001-0,0012 м и длиной 0.06 м проходили лазерную обработку под действием излучения твердотельного неодимового лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм). Лазерное излучение фокусировалось в плоскость образца диаметром 70-100 мкм. Скорость движения лазерного пучка по образцу составляла 1000 мм/мин и 1500 мм /мин. Линия прохождения лазерного пучка перпендикулярна длине ленты. В результате проведения лазерной обработки получены периодические структуры, с расстоянием между обработанными участками 0,1 мм.

С обработанных лент сняты динамические петли гистерезиса. Частота перемагничивающего поля изменялась от 100 до 10 кГц. Вдоль длины полосок прикладывались упругие растягивающие напряжения, величина которых изменялась от 0 до  $8 \cdot 10^7$  Па. Намагничивающее поле ориентировано вдоль длины полосок.

Обнаружено, что при одинаковой мощности лазерного излучения уменьшение скорости прохождения лазерного пучка обработка приводит к более значительным изменениям магнитных характеристик исследованных лент (рис.1).

Обработка в непрерывном режиме работы лазера при увеличении скорости продвижения лазерного пучка, приводит к уменьшению площади петли гистерезиса, уменьшению остаточной индукции, коэрцитивной силы, а также к увеличению дифференциальной магнитной проницаемости. При

этом наиболее чувствительной характеристикой к изменению скорости продвижения лазерного пучка является коэрцитивная сила. Изменение скорости продвижения лазерного пучка по образцу от 1000 мм/мин до 1500 мм/мин приводят к уменьшению коэрцитивной силы примерно на 25 %.

Под действием упругих растягивающих напряжений при обеих скоростях движения лазерного пучка наблюдается монотонный рост остаточной индукции образцов. Вместе с тем, ход зависимости величины коэрцитивной силы исследованных лент от величины растягивающих напряжений имеет качественно различный характер для разных скоростей их обработки. При скорости обработки 1000 мм/мин величина коэрцитивной силы слабо возрастает с ростом значения растягивающих напряжений (порядка 3-5%), а при скорости обработки 1500 мм/мин – наблюдается ее уменьшение (порядка 10-15%).

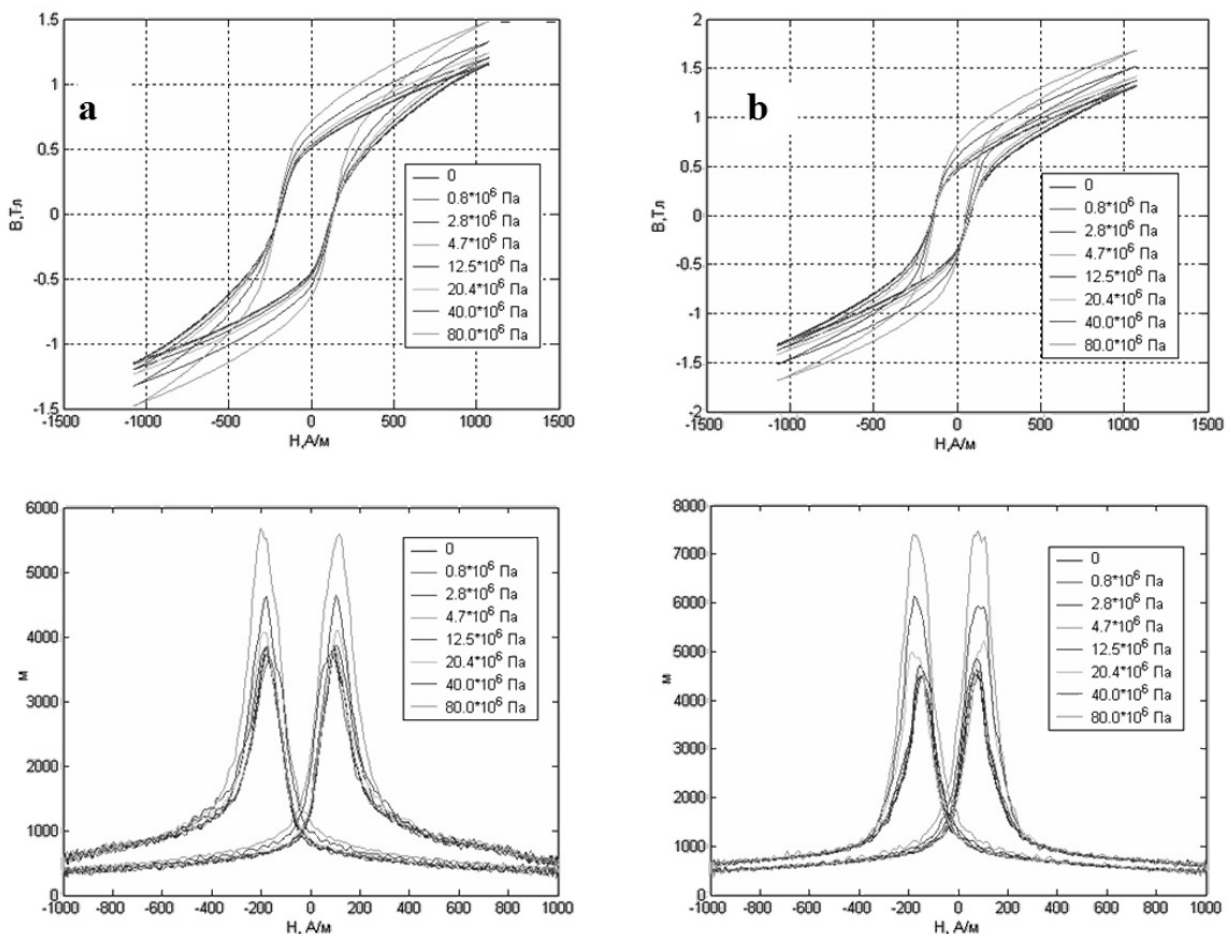


Рис. 1. Петли гистерезиса и гистерезис магнитной проницаемости, снятые на частоте магнитного поля 1000 кГц, в зависимости от величины растягивающих напряжений, для аморфных металлических лент состава  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{64}\text{B}_{15}$ , прошедших обработку при скоростях продвижения лазерного пучка 1000 мм/мин (а) и 1500 мм/мин (б).

В работе дается интерпретация полученных результатов на основе представлений о характере механизмов протекания процессов

перемагничивания аморфных металлических лент, проходящих локальную кристаллизацию под действием лазерного излучения.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-08-00210) и Иркутского государственного университета (грант ИГУ для поддержки научно-исследовательской работы молодых ученых–кандидатов наук № 111-02-000/8-21).*

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ КРИСТАЛЛОВ $\text{CaF}_2$ , $\text{SrF}_2$ , $\text{BaF}_2$ , АКТИВИРОВАННЫХ $\text{Cd}$ И $\text{Zn}$ , МЕТОДОМ ЭПР**

М.А. Семёнова, А.В. Егранов, В.Ф. Ивашечкин

*Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Фаворского, 1а, [boza.84@mail.ru](mailto:boza.84@mail.ru).*

В монокристаллах  $\text{SrF}_2$   $\text{BaF}_2$ , легированных ионами  $\text{Cd}^{2+}$  после облучения рентгеновскими лучами наблюдается спектр ЭПР ионов  $\text{Cd}^+$ , находящихся в состоянии  $^2\text{S}_{1/2}$ . [1]

Известно, что в кристаллах фтористого стронция и кальция, активированных двухвалентными ионами кадмия или цинка, ионизирующее излучение восстанавливает примесные ионы до одновалентного состояния. При этом одновалентный ион окружен восьмью эквивалентными ионами фтора и имеет кубическую симметрию  $\text{O}_h$ . Обнаружено, что при комнатной температуре происходит последовательное понижение симметрии центра сначала до  $\text{C}_{3v}$  и далее до  $\text{C}_{2v}$  за счёт присоединения к ближайшему окружению примесного одновалентного иона одной или двух анионных вакансий соответственно, т.е. собственных дефектов, которые в неактивированных кристаллах фтористого стронция и кальция не образуются. Предполагается, что разделение пар собственных дефектов происходит в электрических полях, создаваемых восстановленными ионами примеси. Электрическое поле, создаваемое таким дефектом, понижает энергетический барьер для термического разделения только заряженных дефектов, что и приводит к разделению заряженных собственных пар дефектов – междоузельный ион фтора и анионная вакансия. [2]

Данная работа посвящена исследованию кристаллов:  $\text{SrF}_2$ , активированного цинком и  $\text{BaF}_2$ , активированного кадмием.

Кристаллы фтористого стронция и бария выращивались из расплава методом Бриджмена-Стокбаргера в графитовом тигле в вакууме. Так как примесь фтористого кадмия обычно используется при выращивании



фторидных кристаллов для предотвращения образования кислородных примесей и при выращивании вылетает, то выращивание приходилось производить под затвором из собственного расплава для предотвращения улетучивания примеси кадмия или цинка из расплава. Концентрация примесей кадмия и цинка составляет 1 мол. %.

Проводились ЭПР исследования кристаллов  $\text{SrF}_2\text{-Zn}$  и  $\text{BaF}_2\text{-Cd}$  и оптическое поглощение кристалла  $\text{SrF}_2\text{-Zn}$ .

Необлученные кристаллы не имеют полос поглощения в видимой области спектра и прозрачны в широком диапазоне длин волн. Наблюдается только сдвиг фундаментального поглощения в длинноволновую сторону с увеличением концентрации кадмия, цинка. [3]

Рентгеновское облучение при комнатной температуре кристалла  $\text{SrF}_2\text{-Zn}$  приводит к образованию  $\text{Zn}^+$  центров, и  $V_k$  центров с максимумом около 4 eV.

#### *Литература*

6. В.Ф. Крутиков, Н.И. Силкин, В.Г. Степанов. *Физика твёрдого тела*, 18, №10, 2958-2963 (1976)
7. A.V. Egranov, E.A. Radzhabov, A.I. Nepomnyashikh, V.F. Ivashechkin. *Известия Вузов Физика*, 4 (Приложение), 30, 2006
8. E.Radzhabov, A. Mysovsky, A. Egranov, A. Nepomnyashikh, and T. Kurobori. *Physica Status Solidi (c)* 2,388, (2005)

## **SPINODAL DECOMPOSITION OF QUATERNARY ALLOYS IN THE EPITAXIAL GaInP/InGaAsP/GaInP/GaAs(001) HETEROSTRUCTURES**

P.V. Seredin<sup>1</sup>, A.N. Lukin<sup>1</sup>, E.P. Domashevskaya<sup>1</sup>, N.N. Gordienko<sup>1</sup>, I.N. Arsent'ev<sup>2</sup>, I.S. Tarasov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Voronezh State University, Universitetskaya pl., 1 394006, Voronezh, Russia, paul@phys.vsu.ru*

<sup>2</sup> *Ioffe Physical and Technical Institute, Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St-Petersburg, Russia*

### **Introduction**

A set of the performed investigations has shown that in heterostructures of InGaP/InGaAsP/InGaP/GaAs(001) there occurs spinodal decomposition of quaternary alloy. The formation of domains occurs as a result of self-ordering and redistribution of internal pressure in the intermediate epitaxial layer of quaternary solid

solution due to compression in the plane layer growth and expansion in a growth direction. The domains consist of the cross layered nanostructure and have a smaller band gap and greater lattice parameter, than rest of quaternary solid solution.

### Experiment

Two kinds of epitaxial heterostructures were obtained liquid-phase epitaxy (LPE). For one group of the samples on the substrates of GaAs (001) an intermediate layer of InGaP was grown, and then a quaternary layer of InGaAsP alloy was deposited. For the other group the layer of InGaAsP alloy was covered by a layer of InGaP and thus it appeared to be between two layers of ternary solid solution.

InGaAsP epitaxial layers were made employing photoluminescence, scanning electronic microscopy (SEM), atomic force microscopy and X-ray diffractometry methods.

### Results and discussion

SEM investigations show that heterostructures of InGaAsP/InGaP/GaAs (001) with only one PL maximum have a plane, mirror-like surface. Epitaxial layers of this type of heterostructures grow in parallel to a surface of the substrates of GaAs (001). On the surface of heterostructures with two maxima in PL spectra, a microrelief was observed as a statistical distribution of homogeneity - "domains", oriented along the direction of [100]. Microphotographs of the chips of such samples show a wavy relief which is the characteristic for samples in the range of spinodal decomposition.

Diffractometric investigations were carried out with diffractometer DRON-4 using Cu K $\alpha$  X-ray radiation. The results of decomposition of diffraction lines into components demonstrated, that in samples with one peak PL, one K $\alpha_{1,2}$  doublet in quaternary InGaAsP alloy is observed.

Heterostructure with two peaks in PL spectra involve two doublets in diffractograms, one of them with a smaller parameter of crystalline lattice which is a reflection from solid solution of InGaAsP and the second K $\alpha_{1,2}$  doublet originates from domains with a greater lattice parameter. Interface layer of quaternary InGaAsP alloy with surrounding epitaxial layers of InGaP, with a smaller value of lattice parameter, shows that the film of InGaAsP appears to be compressed in the plane of a layer and expansion along a direction of growth. There is a simultaneous compression and an expansion of the layer for quaternary InGaAsP alloy. The regions of expansion are formed as domain structures.

For In $_{1-x}$ Ga $_x$ As $_{1-y}$ P $_y$  alloy a lattice parameter  $a(x,y)$  can be obtained, in first-order approximation, through linear interpolation [1]:

$$a(x, y) = a_{InP}(1-x)y + a_{InAs}(1-x)(1-y) + a_{GaAs}(1-y)x + a_{GaP}xy \quad (1)$$

However, linear interpolation is not applicable for  $E_g$ . At room temperature the expression of In $_{1-x}$ Ga $_x$ As $_{1-y}$ P $_y$  band gap has the following form:

$$E_g(x,y) = 0.41 + 0.668 x - 1.068 y + 0.758 x^2 + 0.078 y^2 - 0.069 xy - 0.0332 yx^2 + 0.03 xy^2 \quad (2)$$

In the samples without covering layer only one peak was observed in photoluminescence (PL) spectra from quaternary InGaAsP alloy at the temperature  $T=77\text{K}$ . The observation of one peak means that the layer is homogeneous. PL spectra of the samples with a covering layer are characterized by two bands: the main one that is present in all of the samples and an additional low-energy band. Short-wave and long-wave peaks correspond to radiation from the recombination in solid phase with various values of the band gap.

Dispersion analysis of the IR reflectance spectra showed that due to the spinodal decomposition of the epitaxial InGaAsP alloys a reorganization of the optical phonon subsystem takes place accompanied by the change of the number of the main optical modes and their frequencies. It means a redistribution of the internal stresses for the crystal lattice during formation of the domains.

#### *Referents*

[1] C. Lamberti, Surface Science Reports, 53, (2004).

## **ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ФОТОХРОМНЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ $\text{CaF}_2$ , $\text{SrF}_2$ , $\text{BaF}_2$ , АКТИВИРОВАННЫХ Lu.**

Т.Ю. Сизова, Е.А. Раджабов, В.Ф. Ивашечкин

*Институт геохимии им. А. П. Виноградова СО РАН,  
664033 Иркутск, ул. Фаворского, 1а, [sizova@igc.irk.ru](mailto:sizova@igc.irk.ru)*

Для улучшения сцинтилляционных свойств  $\text{BaF}_2$  в матрицу кристалла вводят примеси редкоземельных элементов.[1] Наилучшими примесями являются: La, Y, Lu, Tb, т. к. они не имеют собственной полосы поглощения в области свечения сцинтиллятора. Но введение таких примесей влияет на радиационную стойкость кристалла.

Известно, что при аддитивном окрашивании  $\text{CaF}_2$ , активированного примесями La, Ce, Gd, Tb, Lu и Y, а также при радиационном окрашивании фторидов Ca, Sr, Ba, активированных примесью Y, создаются фотохромные центры окраски.[2,3] Фотохромные центры окраски представляют собой два электрона, захваченные комплексным ядром, состоящим из трехвалентного

иона примеси и анионной вакансии. Окрашенные кристаллы при воздействии света изменяют свой цвет. При этом фотохромные центры (далее РС центры) преобразуются в ионизированные фотохромные центры (далее РС<sup>+</sup> центры). [2,4].

Ранее нами было получено, что после X-облучения при 80К в кристаллах CaF<sub>2</sub>, активированного примесями La и Y, а также SrF<sub>2</sub>, активированного примесью La, создаются РС<sup>+</sup> центры. При температурах 350-450 К РС<sup>+</sup> (La) центры и при 250-350 К РС<sup>+</sup> (Y) центры в CaF<sub>2</sub> преобразуются в РС центры. В SrF<sub>2</sub>-Y, облученном при комнатной температуре, также создаются РС центры.[5]

В спектрах поглощения кристалла BaF<sub>2</sub>, активированного примесью Y, облученного при температуре 80К наблюдаются полосы поглощения 2.25 eV, 3.6 eV, но полученный спектр не принадлежит ни к РС ни к РС<sup>+</sup> центрам. [5]. Подобные спектры наблюдались при исследовании BaF<sub>2</sub>-LaF<sub>3</sub> [6].

В докладе представлены результаты исследования оптического поглощения фотохромных центров, их термического разрушения в кристаллах CaF<sub>2</sub>, SrF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub>, активированных Lu, в диапазоне температур 80-600 К. Кристаллы выращивались методом Стокбаргера в графитовом тигле в вакууме.

Концентрация Lu в кристаллах CaF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub> составляла 0,1 mol%, в кристалле фторида стронция 0,3 mol%.

Обнаружено, что после X-облучения при температуре 80 К в кристалле CaF<sub>2</sub>, активированного Lu, создаются РС<sup>+</sup> центры. При нагревании кристалла CaF<sub>2</sub>-LuF<sub>3</sub> наблюдается преобразование РС<sup>+</sup> центров в фотохромные центры (РС). В спектрах поглощения кристаллов SrF<sub>2</sub> и BaF<sub>2</sub>, активированных Lu, наблюдаются полосы поглощения, природа которых пока не известна. При температуре около 600 К все центры разрушаются.

#### *Литература*

1. В.Р. Sobolev, E.A. Krivandina, S.E. Derenzo, W.W. Moses and A.C. West, Scintillator and Phosphor materials, Materials Research Society Sym. Proc., Pittsburgh, Pennsylvania. **348**, 277c. (1994)
2. D. L. Staebler, S. E. Schnatterly. *Physical Review B.*, **3**, 516-526 (1971)
3. J. R. O, Connor, J. H. Chen. *Physical Review B.*, **130**, 1790-1791 (1963)
4. Crystals with fluorite structure ed. by Hayes, Clarendon Press, Oxford (1974)
5. Т. Ю. Бугаенко, Е. А. Раджабов и В. Ф. Ивашечкин. *Физика твердого тела*, 50 №9, 1607-1609 (2008)
6. Е. А. Radzhabov, A. Shalaev, A. I. Nepomnyashikh. *Radiation Measurements*, **29**, 307 (1998)

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КСАНТЕНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ РАЗВИТИЯ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А.Г. Сизых, М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева

*Институт инженерной физики и радиоэлектроники, СФУ, 660041,  
г. Красноярск, пр. Свободный, 79, sizykh@lan.krasu.ru*

Актуальность исследования фотофизических свойств красителей связана с их применениями в разных областях науки и техники.

Особое место среди них занимают флуорофоры, красители, обладающие способностью к люминесценции. Красители с высоким квантовым выходом флуоресценции используются для создания активных сред перестраиваемых лазеров, регистрирующих сред для оптической записи информации, в качестве флуоресцентных меток в конфокальной микроскопии, что особенно важно для выделения зон интереса в биологических тканях [1] и регистрации флуоресцентных характеристик «отдельных» молекул [2].

Все технически успешные решения в области прикладной молекулярной фотоники базируются на результатах фундаментальных исследований фотофизических и фотохимических характеристик флуорофоров. История активного исследования таких красителей началась в тридцатые годы прошлого века (Льюис, Левшин, Буден). К настоящему времени сформировались представления о том, какие фотопроцессы возможны в молекулах конкретной структуры. Для группы ксантеновых красителей – это возбуждение, колебательная релаксация, внутренняя конверсия, интеркомбинационная конверсия, люминесценция (флуоресценция и фосфоресценция), тушение нижних синглетного и триплетного состояний, обратная интеркомбинационная конверсия, замедленная флуоресценция, триплет-триплетная аннигиляция, безызлучательный перенос энергии электронно-колебательного возбуждения, фотопроцессы с участием высоковозбужденных состояний, а также многофотонные аналоги многих перечисленных событий. Наглядные представления о принципиальных чертах фотофизических процессов можно получить, используя схему Яблонского.

В качестве примера рассмотрим ряд ксантеновых красителей с флуоресцеиновым остовом. Наиболее известными представителями этой группы являются флуоресцеин и родамин 6G. Методы химического синтеза позволяют пластично изменять структуру молекул, одновременно варьируя фотофизические и фотохимические свойства. В соответствии с темой лекции обсудим красители, объединенные развитием спин-орбитального

взаимодействия. Последнее приводит к усилению интеркомбинационной конверсии, константа скорости которой определяется совокупностью нескольких факторов: матричным элементом оператора спин-орбитального взаимодействия, фактором Франка-Кондона, плотностью конечных состояний [3,4].

Для тетрагалогензамещенных (эозина, эритрозина, розового бенгальского) и ряда дигалогензамещенных производных флуоресцеина ключевым параметром в операторе спин-орбитального взаимодействия является константа спин-орбитальной связи, зависящая от заряда ядра «тяжелого» замещающего атома в четвертой степени (в приближении атомной модели). В реальных молекулах явление сложнее.

В лекции обсуждаются вопросы:

1. Отличие закономерностей спин-орбитального взаимодействия и интеркомбинационной конверсии в молекулярных объектах от атомных. Учитывается роль заряда тяжелых атомов и их числа, роль орбитальной симметрии электронно-колебательных состояний, комбинирующих в безызлучательном переходе, и положение дипольного момента излучательных переходов (фосфоресценции, флуоресценции) в молекулярной системе координат при изменении типа тяжелого атома [5].

2. Влияние зарядового состояния молекулы на ее энергетическую структуру и электронные спектры. Изменение состава протолитических форм галогензамещенных ксантеновых красителей.

3. Перераспределение вероятностей фотофизических процессов при усилении спин-орбитального взаимодействия [6].

4. Эффекты межмолекулярного взаимодействия.

При написании лекции были использованы литературные источники и результаты оригинальных исследований, выполненных авторами лекции.

#### *Литература*

1. M.E. Dailey, E. Manders, D.R. Soll, M. Terasaki, *Handbook of Biological Confocal Microscopy, chapter 19*, 3d ed., Springer Science+Business Media, New York, 2006.
2. A. Bloëß, Y. Durand, M. Matsushita, H. van Dermeer, D.J. Brakenhoff, J. Schmidt, *J. Microsc.*, 205, 76-85 (2002).
3. С. Мак-Глинн, Т. Адзуми, М. Киносита, *Молекулярная спектроскопия триплетного состояния*, М.: Мир, 1972.
4. Д. Барлтроп, Д. Койл, *Возбужденные состояния в органической химии*, М.: Мир, 1978.
5. M.P. Lettinga, H. Zuilhof, A.M.J. van Zandvoort, *Phys. Chem. Chem Phys.*, 2, 3697-3707(2000).
6. H. Gratz, A. Penzkofer, *J. Photochem. Photobiol. A*, 127, 21-30 (1999).

## ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В БИНАРНЫХ РАСТВОРАХ КСАНТЕНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ В БИОПОЛИМЕРЕ

А.Г. Сизых, Е.А. Слюсарева, А.Д. Цыганов, Е.А. Дьячук

*Сибирский федеральный университет, 660041, г. Красноярск,  
пр. Свободный, 79, [grad@lan.krasu.ru](mailto:grad@lan.krasu.ru)*

Процесс безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения эффективно реализуется в бинарных системах с существенным перекрытием спектров флуоресценции донора и поглощения акцептора. Такие донорно–акцепторные системы широко используются для исследования возбужденных состояний молекул [1,2]. Явление безызлучательного переноса энергии применяется в конфокальной флуоресцентной микроскопии при детектировании как молекул-акцепторов (по уменьшению люминесценции молекул-доноров), так и нефлуоресцирующих молекул–доноров (по разгоранию сенсibilизированной люминесценции молекул-акцепторов). Этот метод наиболее актуален для изучения биологических объектов [3, 4], а также при исследовании фотохимических процессов [5].

В работе исследован перенос энергии электронного возбуждения в ксантеновых красителях в биополимерной (желатиновой) матрице. В качестве донора использовался эозин Y (гомолог известного лазерного красителя флуоресцеина), а в качестве акцепторов – родамин С (с высоким квантовым выходом флуоресценции) и бенгальский розовый (с низким, вследствие большой вероятности интерконверсии, квантовым выходом флуоресценции).

Образцы представляли собой твердые, тонкие (порядка 10 мкм) полимерные пленки, нанесенные на стеклянную подложку с концентрацией акцептора в диапазоне  $(0,98 \div 4,90) \cdot 10^{-3}$  М и концентрацией донора  $4,90 \cdot 10^{-3}$  М.

Измерения спектров поглощения производилось на двухлучевом спектрофотометре Perkin Elmer (США). Спектры флуоресценции, замедленной флуоресценции и фосфоресценции, а так же кинетика затухания люминесценции акцептора измерялись на спектрофлуориметре Fluorolog (Horiba Jobin Yvon, Франция) с приставкой для измерения времени жизни. Излучение регистрировалось методом одиночного счета фотонов.

Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения зарегистрирован по тушению люминесценции и по изменению флуоресцентного времени жизни донора. Для системы, включающей акцептор с большой вероятностью интерконверсии (бенгальский розовый), безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения исследован

также по наличию сенсibilизированной фосфоресценции акцептора.

Найдены значения бимолекулярных констант скорости безызлучательного переноса энергии ( $k$ ), времена жизни возбужденного состояния донора эозина Y ( $\phi_D$ ) в отсутствии и присутствии акцепторов, критические радиусы переноса энергии ( $R_0$ ). Установлен механизм переноса энергии - индуктивно-резонансный. Результаты представлены в таблице.

Таблица

$R_0, E$	Эозин-родамин	55,8
	Эозин-бенгальский розовый	52,7
$\phi_D, нс$	Эозин	$2,04 \pm 0,04$
	Эозин-родамин	$0,77 \pm 0,04$
	Эозин-бенгальский розовый	$0,85 \pm 0,04$
$k, 10^{11} M^{-1} c^{-1}$	Эозин-родамин	$9,3 \pm 0,3$
	Эозин-бенгальский розовый	$10,9 \pm 0,3$

Разработана математическая модель фотохимического обесцвечивания донора в бинарной системе с межмолекулярным переносом энергии. Показано, что присутствие акцептора с большим выходом флуоресценции может существенно замедлить скорость фотохимической реакции.

#### Литература

1. Levitz P., Drake M., Klafter J. *J. Chem. Phys.* – 1988. – V. 89. – P. 5224 - 5236.
2. Inotuki M., Hirayama F. *J. of Chemical Physics.* – 1965. – V. 43. – №6.
3. Stryer L. *Ann. Rev. Biochem.* – 1978. – V. 47, – P. 819.
4. Steinberg I.Z. *Ann. Rev. Biochem.* – 1971. – V. 40. – P. 83.
5. B.B. Bhowik, P. Ganguly. *Spectrochimica Acta.* – 2005. – Part A, 61.



## RUBIDIUM VAPOR CELL MINIATURIZATION – INFLUENCE ON THE OPTICAL PUMPING PROCESS

D.G. Slavov<sup>1</sup>, S.S. Cartaleva<sup>1</sup>, P.T. Subov<sup>1</sup>, P. N. Ghosh<sup>2</sup>

<sup>1)</sup> *Institute of Electronics, BAS, 72 Tzarigradsko Chaussee Blvd.  
1784 Sofia, Bulgaria, [ptsubov@yahoo.com](mailto:ptsubov@yahoo.com)*

<sup>2)</sup> *Department of Physics, UC, 92 APC Road, Calcutta 700009, India*

Glass cells containing alkali vapor are widely used as optical sensors and frequency references based on laser spectroscopy. Miniaturization of these cells is a complex multi-parameter task aiming to reduce the cell dimensions without compromising its spectral properties.

In this communication we present the fluorescence spectra of four cells of different thickness  $\Delta$  containing natural mixture of Rb. Two low-thickness cells ( $\Delta=2\text{mm}$ ;  $\Delta=12\mu\text{m}$ ) are used buffered by 2 Torr of Ne. More specifically they represent two sectors of a single  $\Delta$ -separated parallel-windows construction called multi-section cell. The second group consists of two commonly used cylindrical-shape (diameter  $D=20\text{ mm}$ ) cells: with length of  $\Delta=74\text{ mm}$  buffered by 2 Torr of Ne and with length of  $\Delta=24\text{ mm}$  filled with pure Rb vapor only. Note that for the  $\Delta=12\text{ }\mu\text{m}$  cell, its transverse dimension is much larger than its thickness, while for the other cells the two dimensions are of the same order.

The fluorescence spectra on the Rb  $D_2$ -line are obtained irradiating Rb vapor by tunable single-mode circularly-polarized diode laser (2 mm beam diameter). To avoid dynamic changes of the spectra 25-second frequency scans are recorded: two records for each cell, at lower ( $58\text{ }\mu\text{W}/\text{cm}^2$ ) and higher ( $7.8\text{mW}/\text{cm}^2$ ) power densities. The cells temperature was about  $120^\circ\text{C}$  for the  $\Delta=12\text{ }\mu\text{m}$  cell and  $24^\circ\text{C}$  for the others. The experimental fluorescence spectra are presented in Fig. 1. It can be seen that at lower power density the four cells show similar width of the observed spectral lines. The situation changes at higher power density. In the buffered  $D=20\text{ mm}$  cell, a significant broadening of the Doppler profiles ( $\sim 350\text{ MHz}$ ) occurs with light intensity (see also Table 1). This value falls to about  $200\text{ MHz}$ , in case of the  $\Delta=2\text{ mm}$  buffered cell. Further strong reduction of the optical transitions broadening with light intensity is observed for the  $D=20\text{ mm}$  cell filled with pure Rb vapor and  $\Delta=12\text{ }\mu\text{m}$  buffered cell, both cell showing similar behavior with light intensity.

The observed spectral behavior in the investigated cells can be attributed to the Rb optical transition broadening due to Optical Pumping (OP) to the hyperfine optical transition non-interacting with the laser light as well as to Zeeman OP [1]. Cell buffering preserves Rb atoms from collisions with the cell walls. Such collisions result in atomic spin relaxation and strong reduction of OP. Thus, the

OP is strong for the buffered  $D=20$  mm and  $\Delta=2$  mm cells. In the cell filled with pure Rb vapor, the OP is strongly destroyed due to the alkali

Table 1	Maxima ratio				Width differences (high-low power), MHz			
	$^{87}\text{Rb}$ $F_{g2}$	$^{85}\text{Rb}$ $F_{g3}$	$^{85}\text{Rb}$ $F_{g2}$	$^{87}\text{Rb}$ $F_{g1}$	$^{87}\text{Rb}$ $F_{g2}$	$^{85}\text{Rb}$ $F_{g3}$	$^{85}\text{Rb}$ $F_{g2}$	$^{87}\text{Rb}$ $F_{g1}$
$\Delta=12\mu\text{m}$ 2TorrNe	132.3	133.1	128.9	124.7	72	0	0	53
$\Delta=2\text{mm}$ 2TorrNe	89	83.5	55.6	48.8	12	26	36	34
$\Delta=20\text{mm}$ 2TorrNe	29	25.6	22	21.5	152	251	205	217
$\Delta=20\text{mm}$ Vacuum	15.8	17.5	12.4	9.9	470	340	327	326

atom-wall collisions. An interesting case is the  $\Delta=12 \mu\text{m}$  buffered cell. Here the cell thickness reduction results in enhancement of atom cell-wall collision rate, because the mean free path of atoms approaches the cell thickness. Thus, the  $\Delta=12 \mu\text{m}$  buffered cell behaves like cell containing pure alkali vapor. This cell shows the lowest OP – even less than the observed in the cell with no buffer gas. The latest we attribute to possible impurities in our vacuum cell acting as buffer or wall-coating.

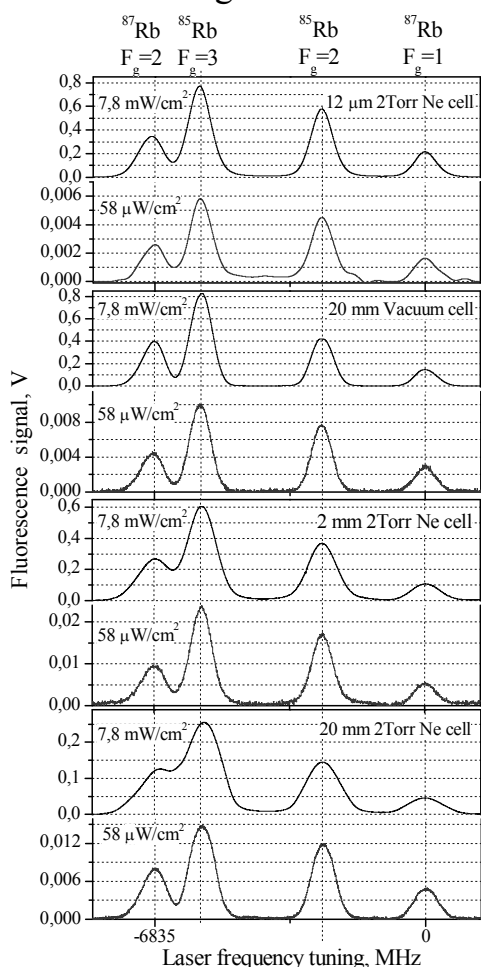


Fig.1. Fluorescence spectra change with the laser power density for cells with different parameters

To make some preliminary estimation of the OP contribution for different cells, the ratio between the fluorescence maxima for high and for low laser intensity is calculated (Table 1) from the presented fluorescence spectra. This result is in agreement with the optical transition widths. Table 1 shows as well some difference in the OP rate for optical transitions starting from different ground-state levels of both Rb isotopes.

In different cells, the frequency position of the fluorescence maxima shows different shift with light intensity, remaining most stable for  $\Delta=12 \mu\text{m}$ .

The performed investigation has shown that a strong reduction of the cell thickness down to  $12\mu\text{m}$  does not compromise its parameters from the point of view of a frequency reference. Moreover we demonstrate some advantages of the  $\Delta=12 \mu\text{m}$  cell as reference cell for laser frequency stabilization due to the relative stability of its width and fluorescence maximum with

light intensity. Here the cell temperature can be about 70°C. As a next step we plan a systematic study of optical pumping in cells with strongly reduced dimensions.

*Acknowledgements: The authors are grateful to D. Sarkisyan for providing the multi-region cell. This work was supported by Indian-Bulgarian contract №БИИ-2/07 and INTAS project Ref.№06-1000017-9001*

*References:*

1. M. Graf and all, *Phys. Rev. A*, 51, 5, (1995)

## **ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ИЗМЕНЕНИЯ УРОВНЯ КАРОТИНА В МОРКОВИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РИЗОСФЕРНЫХ БАКТЕРИЙ**

Соколова М.Г., Старченко А.А.\* , Шерстобитов С.В.\* , Акимова Г.П.,  
Соколова А.Н.

*Сибирский институт физиологии и биохимии растений СО РАН  
664033 Иркутск, ул. Лермонтова, 132, а/я 317, Россия,  
[sokolovamg@sifibr.irk.ru](mailto:sokolovamg@sifibr.irk.ru);*

*\* Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН  
664033 Иркутск, ул. Лермонтова, 130А, Россия, [vector@ilph.irk.ru](mailto:vector@ilph.irk.ru)*

Почвенные микроорганизмы тесно взаимодействуют с растениями и оказывают разнообразное влияние на них (Кацы, 2007). Современной микробиологией доказано, что с помощью новых технологий, в частности, эффективных микроорганизмов (ЭМ) можно управлять плодородием почв и качеством агропродукции (Наплекова, Нерсесян 2005). Использование бактериальных биопрепаратов на основе стимулирующих рост растений ризобактерии (plant growth-promoting rhizobacteria, или PGPR) является одним из экологически безопасных методов биологического земледелия. (Vissey, 2003; Вайшля и др., 2006). Однако влияние бактериальных препаратов на растительные объекты остается недостаточно изученным.

В настоящее время одним из приоритетных направлений исследований является изучение соединений, обладающих антиоксидантными свойствами в процессах, определяющих стабильность в обмене клеток, позволяющую сохранить их жизнеспособность. В растениях витамины группы А, широко известные как активные антиоксиданты, не встречаются, но многие растения содержат каротиноиды, которые в организме большинства животных могут превращаться в витамин А

(Ленинджер, 1985). От их содержания во многом зависит уровень антиоксидантной защиты.

Не маловажным является поиск новых современных эффективных методов исследования биологических объектов.

Целью исследования было изучить влияние биопрепаратов на изменение содержания  $\beta$ -каротина в корнеплодах моркови (*Daucus carota* L.) методом комбинационного рассеяния света.

Бактериальные биопрепараты - Азотобактерин (*Azotobacter chroococcum*), Фосфобактерин (*Bacillus megaterium*) и Кремнебактерин (*Bacillus mucilaginosus*) - жидкие концентраты эффективных штаммов живых почвенных бактерий. Это экологически безопасные биоудобрения для повышения урожайности растений и качества агропродукции (Вайшля и др., 2006).

Измерено среднее содержание  $\beta$ -каротина в различных участках образцов моркови, спектры являются усреднением 15-ти измерений. Исследования проводились непосредственно на исходных образцах на поперечном срезе, комбинационное рассеяние возбуждалась поочередно на различных участках площадью 0,2 см<sup>2</sup> по всему срезу образца. Спектры 567,2 нм и 579,1 нм принадлежат молекулам  $\beta$ -каротина, их интенсивность линейно зависит от концентрации последнего в образце. Определено, что содержание  $\beta$ -каротина в корнеплодах моркови при обработке биопрепаратами на  $31 \pm 11\%$  больше, чем в необработанном контрольном варианте. Сильные различия в амплитудах спектральных линий объясняются неравномерным распределением  $\beta$ -каротина по объему образца. Так, в сердцевине моркови его содержание значительно ниже, чем на периферии.

Таким образом, нами показано, что при использовании бактериальных биопрепаратов Азотобактерин, Фосфобактерин и Кремнебактерин произошло существенное повышение уровня  $\beta$ -каротина в корнеплодах моркови. Из полученных результатов можно сделать предварительный вывод о том, что биопрепараты способствуют росту антиоксидантной защиты растения и, кроме того, овощная продукция после обработки препаратами повышает свое качество за счет возрастания содержания каротина, потенциального источника витамина А.

Реализованный в этой работе способ определения содержания  $\beta$ -каротина в цельной моркови позволяет определять общее содержание антиоксиданта в растении с допустимой погрешностью, более того данный способ может использоваться для исследования изменений уровня и локализации антиоксиданта вследствие внешнего воздействия.

## СОБСТВЕННЫЙ ЦЕНТР ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЧИСТОГО И СМЕШАННОГО С ЛЮТЕЦИЕМ ОКСИДА ИТТРИЯ

В. И. Соломонов, В.В. Осипов, А. В. Расулева

*Институт электрофизики УрО РАН*

*Россия, 620016, г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 106, [plasma@iep.uran.ru](mailto:plasma@iep.uran.ru)*

В работе приводятся результаты исследования импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) номинально чистого оксида иттрия ( $Y_2O_3$ ) и твердого раствора лютеция в оксиде иттрия ( $Lu_xY_{2-x}O_3$ ,  $x=1, 0.75$  и  $0.5$ ). Исследовался оксид иттрия в виде микропорошка, нанопорошка и керамики, а  $Lu_xY_{2-x}O_3$  в виде нанопорошка и керамики. ИКЛ в диапазоне 380-850 нм возбуждалась и исследовалась на установке КЛАВИ при комнатной температуре образцов. В спектре люминесценции микропорошка оксида иттрия с размерами зерен более 5 мкм были обнаружены серии узких сильных полос: синяя (435-510 нм), оранжевая (515-640 нм), красная (645-700 нм) и инфракрасная (785-840 нм). Эти же полосы, за исключением инфракрасной серии, доминируют в спектре люминесценции нанопорошка и керамики  $Lu_xY_{2-x}O_3$ . В микропорошке  $Y_2O_3$  с размерами зерен меньше 5 мкм серия синих полос вырождается в широкую полосу при  $\lambda \approx 437$  нм, а в нанопорошке и керамике  $Y_2O_3$  серии полос вырождаются в широкую полосу при 487 нм. При этом оранжевая серия всегда отчетливо проявляются в виде наиболее сильных полос при  $\lambda = 573, 583$  и 612 нм.

Показано, что наблюдаемая структура узких полос хорошо соответствует излучению радикала YO, связанного ионом иттрия с кристаллической решеткой. Показано, что таким радикалом является структура типа  $\cdot\cdot\cdot_o^o > -Y = O$ , локализованная на свободных поверхностях, совпадающих с плоскостью {100} кристалла. Построена энергетическая диаграмма этого центра люминесценции.

## НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ БИОПОЛИМЕРЫ И ГИБРИДНЫЕ НАНОБИОКОМПОЗИТЫ МНОГОЦЕЛЕВОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Б.Г. Сухов, Б.А. Трофимов

*Иркутский институт химии им. А.Е. Фаворского СО РАН,  
664033, Россия, г. Иркутск, ул. Фаворского 1, [sukhov@irioch.irk.ru](mailto:sukhov@irioch.irk.ru)*

Обсуждается природная наноморфология биополимеров и связанные с этим размерные эффекты (внутриклеточный трансмембранный транспорт - целевая нанодоставка лекарственных средств).

Биополимеры использованы также в качестве наностабилизирующих матриц инкорпорированных в них неорганических наноядер различной природы (металлы, оксиды). Полученные гибридные неорганно-органические нанобиокомпозиаты обладают синергизмом свойств биополимерной матрицы и материала наноядра, являются уникальными магнитными, оптическими, каталитическими и биологически активными материалами.

*Работа поддержана РФФИ (гранты 07-03-01009-а, 08-03-90204-Монг\_а), Президиума РАН (проект 12.6), СО РАН (проекты 4.13, 9, 119), грантом Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-263.2008.3).*

## SYNTHESIS OF PbWO<sub>4</sub> NANOCRYSTALLITES USING HYDROTHERMAL METHOD

D.Tawde, M.Srinivas

*Physics Department, Faculty of Science, the M.S.University of Baroda, Vadodara-  
390002, Gujarat, India.*

*E-mail: [dharmendra\\_tawde@yahoo.com](mailto:dharmendra_tawde@yahoo.com), [mnsmsu@gmail.com](mailto:mnsmsu@gmail.com)*

PbWO<sub>4</sub> nanocrystallites were synthesized by a hydrothermal technique by taking Pb(CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub> · 3H<sub>2</sub>O, Pb(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub> and Na<sub>2</sub>WO<sub>4</sub> · 2H<sub>2</sub>O as a starting materials in the presence of distilled water and ethylenediamine(en). The effect of solvents, reagents, reaction temperature and time on the formation of the PbWO<sub>4</sub> were investigated. The as-synthesized PbWO<sub>4</sub> nanocrystallites were characterized by various techniques: SEM, XRD and PhotoLuminescence (PL). SEM measurements confirms, that the structure is tetragonal. The result revealed that

choosing proper solvent could influence the morphology of  $\text{PbWO}_4$  nanocrystallites.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ВО ВРЕМЯ РОСТА GaN МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДЛОЖКИ

О.Е. Терещенко<sup>1,2</sup>, В.Г. Мансуров<sup>1</sup>, А.М. Гишинский<sup>1</sup>,  
А.В. Тихонов<sup>2</sup>, К.С. Журавлев<sup>1</sup>

<sup>1)</sup> *Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск,*

<sup>2)</sup> *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск;*  
*[teresh@thermo.isp.nsc.ru](mailto:teresh@thermo.isp.nsc.ru)*

Точное измерение и контроль температуры растущего слоя нитрида галлия является важным условием для улучшения качества выращиваемых пленок GaN. Известно, что при росте GaN вариация температуры на несколько десятков градусов может приводить к изменению остаточного уровня легирования на несколько порядков [1], а также к изменению структурного совершенства, выращиваемых пленок. Традиционно, контроль температуры подложки осуществляется измерением температуры термопарой и/или пирометром. Оба способа требуют дополнительной калибровки, поскольку термопара не находится в контакте с подложкой, а для пирометра подложка является оптически прозрачной. Таким образом, для точного измерения и контроля температуры требуется альтернативный метод измерения температуры растущего слоя GaN “in situ”. Бесконтактным способом определения температуры растущего слоя нитрида галлия является метод, основанный на измерении спектров катодолюминесценции [2]. В работе [2] была продемонстрирована возможность определения температуры подложки путем измерения спектров катодолюминесценции, возбуждаемой электронами высокой энергии, которые используются в методе дифракции быстрых электронов.

Задачей данной работы являлось определение температуры растущего слоя нитрида галлия из спектров катодолюминесценции, а также технических параметров регистрационной схемы для измерения температуры в реальном времени. Измерение спектров катодолюминесценции GaN проводилось в ростовой камере установки RIBER 32P. Катодолюминесценция возбуждалась электронным пучком быстрых электронов с энергией 9 кэВ. Излучение катодолюминесценции, возбуждаемое быстрыми электронами, фокусировалось с помощью линзы на вход световода, прозрачного в ультрафиолетовой области. Второй конец

световода крепился на входную щель монохроматора (МДР 41). Для регистрации сигнала на выходную щель монохроматора был установлен фотоэлектронный умножитель ФЭУ-101, чувствительный в УФ области спектра. Измерения проводились в режиме счета фотонов.

На рис.1 представлены спектры катодолюминесценции от GaN при

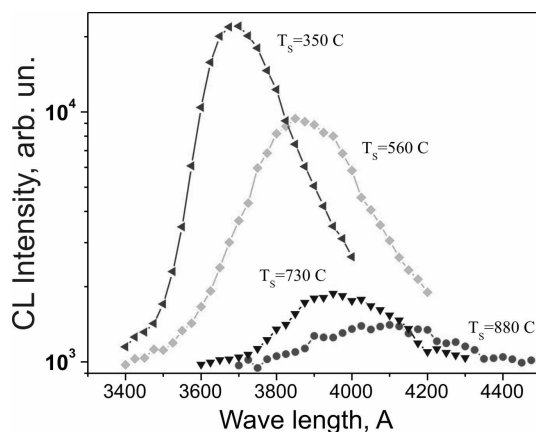


Рис.1 Спектры катодолюминесценции от GaN, измеренные при различных температурах нагревателя.

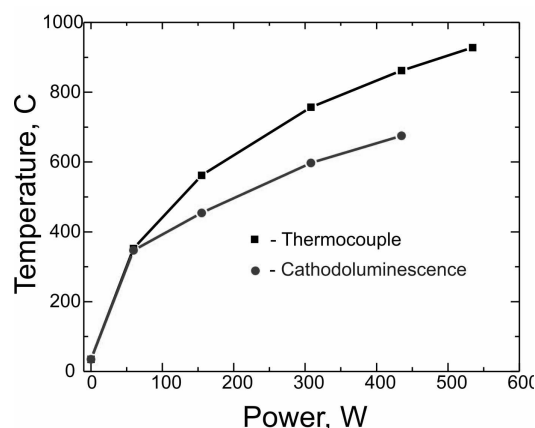


Рис.2 Зависимость температуры, определенной из спектров катодолюминесценции (кружки) и термопары (квадраты), от мощности нагревателя.

различных значениях температуры подложки, измеряемой термопарой. Видно, что с увеличением мощности (температуры) нагревателя происходит сдвиг спектров в длинноволновую область спектра и уменьшение интенсивности. Поскольку спектры катодолюминесценции обусловлены межзонными переходами из зоны проводимости в валентную зону, то положению максимума в спектре катодолюминесценции можно сопоставить эффективную ширину запрещенной зоны, которая известным образом зависит от температуры [3]. На рис.2 представлена зависимость температуры, измеряемой термопарой и определенной из спектров катодолюминесценции по известной температурной зависимости ширины запрещенной зоны нитрида галлия [3], от мощности нагревателя. Видно, что при относительно низких температурах ( $T \leq 400\text{ C}$ ) зависимости совпадают, тогда как при более высоких температурах (мощностях нагрева) разница в определении температуры превышает 100 градусов. В работе обсуждаются различные способы привязки спектров катодолюминесценции к абсолютной температуре, а также технические параметры регистрационной схемы для измерения температуры в реальном времени.

*Литература*

[1] Omar Manasreh, Editor, III-Nitride Semiconductor: Electrical, Structural and Defects Properties, Elsevier, (2000).  
 [2] K. Lee and T.H. Myers, J. of ELECTRONIC MAT., V. 36 (2007) 431.



[3] Ramirez-Flores, G., H. Navarro-Contreras, A. Lastrae-Martinez, R.C. Powell, J.E. Greene, Phys.Rev. B 50 (1994) 8433.

## АТОМНАЯ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ InAs/AlAs

Т. С. Шамирзаев

*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, г. Новосибирск,  
Лаврентьева 13, [timur@thermo.isp.nsc.ru](mailto:timur@thermo.isp.nsc.ru)*

Низкоразмерные полупроводниковые гетероструктуры привлекают значительный интерес благодаря ряду новых физических явлений, обусловленных квантованием носителей заряда. Энергетический спектр гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками делает их привлекательными для применения в электронных и оптоэлектронных приборах, таких, как лазеры с улучшенными характеристиками или одноэлектронные транзисторы. Особое внимание уделяется изучению напряженных гетероструктур, таких как Ge/Si, CdSe/ZnSe, GaN/AlN, InAs/Ga(Al)As и др. Это связано с тем, что одним из основных методов получения квантовых точек является самоорганизация по механизму Странского-Крастанова, когда при осаждении материала на подложку, рассогласованную по параметру кристаллической решетки, при определенных условиях происходит спонтанное формирование трехмерных когерентных островков осаждаемого материала, стимулированное уменьшением суммарной упругой энергии гетеросистемы. Одной из проблем при росте напряженных гетероструктур является неоднородное перемешивание материалов матрицы и квантовой точки (квантовой ямы). Это перемешивание определяет атомную структуру и, как следствие, спектр энергетических уровней напряженных гетероструктур.

В лекции будет представлен обзор современного состояния дел в области изучения атомной и энергетической структуры квантовых ям и квантовых точек на примере гетеросистемы InAs/AlAs. Эта система интересна тем, что твердый раствор InAlAs, получающийся при перемешивании материалов матрицы и квантовой точки (квантовой ямы), может быть как прямозонным, так непрямозонным полупроводником в зависимости от состава. *Работа поддержана грантом РФФИ (проект №07-02-00134).*

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ ФТОРИДА КАЛЬЦИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ЕВРОПИЕМ И КИСЛОРОДОМ

Р.Ю.Шендрик<sup>1,2</sup>, В.В.Пологрудов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Иркутский государственный университет,  
Россия, Иркутск 664003, бул. Гагарина, 20,

<sup>2</sup>Институт геохимии им. Виноградова, СО РАН,  
Россия, Иркутск 664033, ул. Фаворского 1а; [roshen@yandex.ru](mailto:roshen@yandex.ru)

Фторид кальция, легированный европием, является сцинтилляционным материалом (время затухания 940 нс, световой выход относительно NaI составляет 50%) /1/. Одной из важнейших характеристик сцинтилляционных материалов является малый вклад длительной компоненты послесвечения. Взаимодействие между центрами люминесценции и удаленными ловушками, приводящее к туннельным рекомбинациям, увеличивает время сцинтилляций. Экспериментальные исследования на щелочно-галогидных кристаллах обнаружили это взаимодействие между центрами не только при возбуждении ионизирующим излучением, но и при внутрицентровом однофотонном возбуждении /2 – 4/.

При низкотемпературном возбуждении азотным лазером ( $h\nu=3,68$  эВ,  $P=10^3$  Вт/см в импульсе  $t=10^{-8}$  с) в кристаллах  $\text{CaF}_2$ , активированных европием, наблюдаются пики термолюминесценции (ТЛ) в широком интервале температур. Наличие кислорода в кристаллах, активированных европием, приводит к значительному изменению параметров ТЛ.

Термолюминесценция исследовалась на кристаллах с различной концентрацией европия и кислорода. Предложен механизм термического освобождения электрона из ловушки, минуя зону проводимости.

### Литература

1. SGC\_Calcium\_Fluoride\_Data\_Sheet: <http://www.detectors.saint-gobain.com>
2. Пологрудов В. В. Фотопроводимость и запасание светосуммы, возбуждаемые в длинноволновых полосах примесного поглощения в щелочногалогидных кристаллах. / В. В. Пологрудов, Е. Н. Карнаухов.// Физика твердого тела (Ленинград). – 1981. – Том 23. – No 10. – С. 3033-3037.
3. Пологрудов В. В. Механизм внутреннего фотоэффекта в щелочногалогидных кристаллах при возбуждении примеси. / В. В. Пологрудов, Е. Н. Карнаухов.// Физика твердого тела. – 1985. – Том 27. – No 5. – С.1380-1386.
4. Пологрудов В. В. Кинетика затухания фотолюминесценции

щелочногалоидных фосфоров. / В. В. Пологрудов, Е. Н. Карнаухов. // Физика твердого тела. – 1989. – Том 31. – No 2. – С. 179-186.

## НОВЫЕ ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ, В СТРУКТУРУ КОТОРЫХ ВХОДИТ АТОМ МЕТАЛЛА

Л.И. Щепина

*Научно-исследовательский институт прикладной физики  
Иркутского государственного университета,  
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20, [schepina@api.isu.ru](mailto:schepina@api.isu.ru)*

В ЩГК под действием ионизирующей радиации и последующих термо- и фото-воздействий образуются новые точечные дефекты:  $F_L$ ,  $F_L F_2^+$ ,  $F_L F_2$ ,  $F_L F$ ,  $F_L V_a^+ V_a^+$ .  $F_L$ - атом щелочного металла в F-центре [1]. Экспериментально найдены энергетические переходы в возбужденные состояния. Предложен механизм образования.

Показано, что оптическое поглощение в  $R_N$  области спектра в гамма-облученных и подвергнутых фототермическим воздействиям ЩГК обусловлено вкладом двух типов центров окраски: переориентированных  $F_3$  и новых точечных дефектов, в структуру которых входит  $F_L$ -центр. Увеличение доли переориентированных  $F_3$ -центров приводит к росту значения силы связи с фононами решетки (S), имея в пределе значение S для  $F_3$ -центра. В отличие от кристаллов, подвергнутых продолжительному облучению ионизирующей радиации, где механизм образования коллоидов (К) протекает по схеме  $F \rightarrow F_2 \rightarrow \dots \rightarrow F_n \rightarrow X \rightarrow K$ , в данных матрицах предколлоидальный квазиметаллический центр (X) образуется на базе  $F_3$ . Этот механизм справедлив и для кристаллов приготовленных с использованием новых радиационных технологий: имплантация тяжелых ионов, электрон-пучковая литография.

Установлена эффективность образования новых точечных дефектов, в структуру которых входит  $F_L$ -центр, которая зависит от разности в размерах аниона и атома щелочного металла в ряду щелочно-галоидных кристаллов. Чем меньше эта разность и больше соотношение между размером аниона и размером междоузлия, тем выше вероятность их образования.

### *Литература*

1. Б.Д. Лобанов, В.М. Костюков, Н.Т. Максимова, В.Н. Саломатов, Л.И. Щепина, Т.Г. Юрьева, ФТТ., 37, № 9, 2445-2449, (1995).

## ЭЛЕКТРЕТНЫЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ ОРГАНИЧЕСКОГО И НЕОРГАНИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Л.А. Щербаченко, В.С. Борисов, Н.Т. Максимова, С.Д. Марчук,  
В.А. Карнаков

*Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, буль-  
вар Гагарина, 20, frenzy\_phoenix@mail.ru*

В последнее время значительно возрос интерес к исследованию электретного эффекта в объектах органического происхождения. Особое место в подобных исследованиях принадлежит такому объекту, как кровь человека. Известно, что данная биологическая система проявляет естественный электретный эффект, который обусловлен координационной природой надмолекулярной структуры ее компонентов [1-3]. Отмечается влияние электретного эффекта на функциональное состояние крови человека и ход биологических процессов в ней на клеточном уровне. В ряде работ [4-5] проводится сравнительное исследование электретных свойств биологических объектов и неорганических соединений. В связи с тем, что кровь человека и мелко-размерная слюда характеризуются сходным гранулометрическим составом и наличием электрически активных поверхностей раздела компонент, рассматриваемая неорганическая система использована в данной работе в качестве модельного объекта при исследовании электретных свойств более сложной биологической системы.

В работе проведено сравнительное исследование термостимулированных явлений в крови человека I-III групп и ультрадисперсной слюды в интервале температур (20–140)°С с целью установления природы электретного состояния биологической системы. Исследуемый образец помещался в специально сконструированную измерительную ячейку с алюминиевыми электродами, обработанными этиловым спиртом. Регистрация термостимулированных токов (ТСТ) в изучаемых объектах осуществлялась при линейном нагреве образцов со скоростью, не превышающей 1 град/мин, и отсутствии внешнего напряжения на электродах измерительной ячейки. При этом динамика получаемых спектров ТСТ определяется только внутренними электрическими полями поляризованного состояния исследуемых систем.

Одним из основных факторов, обуславливающих проявление электретного эффекта в биологических и неорганических системах, является вода, находящаяся в состояниях с различной степенью структурированности [6-7]. В работе установлено, что наличие воды, обеспечивающей существование каналов ионной проводимости и стимулирующей

перемещение свободных ионов, является необходимым условием проявления токов ГСТ в гетерогенных системах.

Сравнительный анализ термостимулированных спектров крови человека и ультрадисперсной слюды позволил установить общие закономерности электретного эффекта в исследуемых гетерогенных системах органического и неорганического происхождения. В низкотемпературной области (20–70)°С термостимулированные токи обусловлены наличием в рассматриваемых системах заряженных поверхностей раздела фаз и воды с различной степенью структурированности. Исследованы свойства и структура связанной воды и установлено ее влияние на процессы релаксации заряда в крови человека и мелкогазированной слюде. Термостимулированные явления в неорганической системе при 117°С и в биологической системе при 80°С являются проявлением индивидуальных физико-химических свойств этих систем.

Вычислены электрофизические показатели электретного состояния исследуемых систем: положение и амплитуда максимумов тока, время релаксации, энергия активации и полная величина термически освобожденных зарядов и электретная энергия образца. Использование системы этих параметров в случае крови человека позволит определять ее группу и ионный состав. Обнаружен новый интенсивный максимум тока в крови человека в интервале температур (160–200)°С. Исследована временная динамика пика в области температур (90–120)°С и установлена зависимость параметров соответствующих носителей заряда от группы крови.

Полученные количественные показатели, описывающие электрофизическое состояние изучаемого биофлюида, необходимы при разработке новых методов диагностики распространенных заболеваний человека.

### Литература

1. Л.С. Пинчук, А.Г. Кравцов, С.В. Зотов, *ЖТФ*, 71, вып. 5, 115-118, (2001).
2. L.S. Pinchuk, V.A. Goldade, G.M. Sessler et al., *J. Medical Engineering and Physics*, 24, N.5, 361-364, (2002).
3. M.S. Gaur, R.K. Tiwari, Prashant Shukla et al., *J. Trends Biomater. Artif. Organs*, 21(1), 8-13, (2007).
4. H.G. Hansma, *Ann. Amer. Society for Cell Biology. 47<sup>th</sup> Annual Meeting*, P. 19, (2007).
5. H.G. Hansma, L. Pietrasanta, *Current Opinion in Chemical Biology*, 2, 579–584, (1998).
6. В.С. Борисов, В.А. Карнаков, Я.В. Ежова, О.Б. Рубцова, Л.А. Щербаченко, *ФТТ*, 50, Вып. 6, 980-985, (2008).
7. S. Mascarenhas, *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, 238, 36-52, (1974).

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМАХ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Л.А. Щербаченко, С.Д. Марчук, В.С. Борисов, Н.Т. Максимова, Ю.Т. Эйне,  
В.А. Карнаков

*Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20, frenzy\_phoenix@mail.ru*

В настоящее время широкое применение находят композиционные материалы, выполненные на основе диспергированных слюд. Разработка новых слюдокомпозиатов указанного типа представляется актуальной задачей в связи с широкими возможностями варьирования их диэлектрических свойств и структурных показателей. Известно, что мелкоразмерные слюды относятся к классу гетерогенных матричных систем со связностью 3-0 и большой величиной удельной поверхности входящих в ее состав частиц слюды. Установление зависимости электрофизического состояния диспергированной слюды от величины адсорбции, электрической активности частиц и дисперсности позволит направленно воздействовать на свойства данной системы. В работе исследованы поляризационные и размерные эффекты в гетерогенной системе мелкоразмерной слюды.

Как известно, слюда характеризуется совершенной спайностью и способностью расщепляться на тонкие пластинки с молекулярно ровной поверхностью. Дисперсная система, получаемая при механоактивации кристаллов слюды, может рассматриваться как совокупность большого числа низкоразмерных частиц, на поверхности которых случайным образом распределены активные центры (ионы калия, натрия). Высокая электрическая активность частиц слюды приводит к адсорбции на их поверхность большого количества воды, которая, как известно, существенно влияет на электрофизические свойства мелкоразмерных слюд. В работе экспериментально и теоретически исследована комплексная диэлектрическая проницаемость рассматриваемой гетерогенной системы в зависимости от величины адсорбции. Обнаружена гигантская диэлектрическая релаксация диспергированных слюд в диапазоне частот от 100 Гц до 1 МГц, что свидетельствует об их Максвелл-Вагнеровском механизме поляризации [1], который подробно изучен для случая слоистых систем со связностью 2-2. Теоретический анализ проведен с использованием формулы Максвелла-Гарнета для матричной среды, содержащей включения сферической формы [2], и показывает, что межфазный заряд в исследуемой системе имеет значительную величину. Явление накопления большого количества свободного заряда на границе раздела матрицы и включений можно использовать для создания материа-

лов с очень большой величиной диэлектрической проницаемости и удельной проводимости.

Известно, что в системе частиц слюды абсорбированная вода приобретает под действием поля активных центров упорядоченную структуру и характеризуется свойствами, отличными от свойств объемной воды [3]. Экспериментальные исследования [4] показали также зависимость диэлектрической проницаемости водных пленок, находящихся на активной поверхности кристалла слюды, от их толщины и установили, что нанометровые пленки характеризуются значениями  $\varepsilon' \approx 15 - 20$  ед [5]. В работе построена феноменологическая теория поляризации таких пленок, в рамках которой вычислена их диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon'$  при различных температурах, толщине пленок и плотности заряда поверхности кристалла. Возрастание макроструктурного параметра  $\varepsilon'$  при повышении температуры обусловлено разупорядочением молекулярных диполей воды. Исследованы электрофизические свойства водных пленок, состоящих из нескольких молекулярных слоев. Теоретический расчет показал, что их диэлектрическая проницаемость может уменьшаться до 16–20 ед. в зависимости от величины поля вблизи поверхности кристалла. Анализ экспериментальных данных в рамках разработанной модели позволил установить, что упорядоченная структура молекул распространяется в водной пленке на расстояния порядка 100 нм.

Установленные в работе закономерности поляризации гетерогенной системы мелкоразмерной слюды позволяют изучить механизмы взаимодействия жидкой и твердой компонент в данной системе при различных температурах и величине адсорбции. Выявленные при этом критерии возникновения гигантского диэлектрического усиления необходимы при разработке материалов с высокой диэлектрической проницаемостью и удельной проводимостью, которые найдут применение в экологических источниках электрической энергии.

### *Литература*

- 1) В.А. Карнаков, Я.В. Ежова, Л.А. Щербаченко, *Журнал прикладной физики*, №1, 19-21, (2006).
- 2) А.В. Турик, Г.С. Радченко, А.И. Чернобабов, С.А. Турик, *Письма в ЖЭТФ*, 79, №9, 512-514, (2004).
- 3) В.А. Карнаков, Я.В. Ежова, С.Д. Марчук, В.И. Донской, Л.А. Щербаченко, *ФТТ*, 48, вып. 11, 1946-1948, (2006).
- 4) В.С. Борисов, Я.В. Ежова, Л.А. Щербаченко, В.А. Карнаков, О.Б. Рубцова, *Сборник трудов международной конференции "Порядок, беспорядок и свойства оксидов. ODP0-10"*, 1, 60-64, (2007).
- 5) В.С. Борисов, В.А. Карнаков, Я.В. Ежова, О.Б. Рубцова, Л.А. Щербаченко, *ФТТ*, 50, Вып. 6, 980-985, (2008).

## ФОСФОРЕСЦЕНЦИЯ $\text{CaF}_2 - \text{Eu}^{2+}$ , ВОЗБУЖДАЕМАЯ В ДЛИННОВОЛНОВОЙ ПОЛОСЕ ПОГЛОЩЕНИЯ АКТИВАТОРА

Пологрудов В.В., Редина А.П.

*Иркутский государственный университет*  
664003, Иркутск, бульвар Гагарина, 20  
[annaredina@mail.ru](mailto:annaredina@mail.ru)

В кристаллах  $\text{CaF}_2 - \text{Eu}^{2+}$  со значительной концентрацией ионов  $\text{Eu}^{2+}$  ( $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) при возбуждении излучением азотного лазера ( $h\nu = 3,68 \text{ эВ}$ ,  $P < 10^3 \text{ Вт/см}^2$ ) обнаруживается длительное послесвечение простирающееся в секундную область времен. Высокотемпературная обработка в воздушной атмосфере, заканчивающаяся закаливанием образца, приводит к увеличению интенсивности фосфоресценции. Затухание свечения не является экспоненциальным. Полученные результаты, свидетельствующие о делокализации электрона при малоэнергетичном возбуждении (примеси), рассматриваются как свидетельство наличия нерелаксированных электронных состояний обширных размеров, участвующих в формировании эксимероподобной молекулярной связи между пространственно разделенными дефектами.



## Авторский указатель

<i>Cartaleva S.S.</i>	112	<i>Глазунов О.О.</i>	81
<i>Ghosh P.N.</i>	112	<i>Горбачев В.И.</i>	76
<i>Král K.</i>	63	<i>Гордиенко Н.Н.</i>	104
<i>Slavov D.G.</i>	112	<i>Григоров В.А.</i>	32, 33
<i>Srinivas M.</i>	117	<i>Григорова А.А.</i>	32, 34
<i>Subov P.T.</i>	112	<i>Гудим И.А.</i>	6
<i>Tawde D.</i>	117	<i>Денисов А.С.</i>	59
<i>Абрамкин Д.С.</i>	3	<i>Додонова Н.Е.</i>	21
<i>Акимова Г.П.</i>	114	<i>Домашевская Е.П.</i>	104
<i>Александров И.А.</i>	4	<i>Дресвянский В.П.</i>	38
<i>Александровский А.С.</i>	6, 7	<i>Дьячук Е.А.</i>	110
<i>Алукер Э.Д.</i>	8,9	<i>Егранов А.В.</i>	36, 103
<i>Амо А.</i>	57	<i>Журавлев К.С.</i>	4, 57, 118
<i>Арсеньев И.Н.</i>	104	<i>Зайцев А.И.</i>	7
<i>Архипкин В.Г.</i>	10	<i>Замков А.В.</i>	7
<i>Атучин В.В.</i>	49, 51, 53	<i>Здоровцев Г.Г.</i>	55
<i>Багаев С.Н.</i>	75	<i>Зилов С.А.</i>	37, 38
<i>Базарова Ж.Г.</i>	59	<i>Зьбов П.</i>	61
<i>Балаян А.Э.</i>	98	<i>Иванов В.И.</i>	40, 55 68
<i>Балюнов Д.В.</i>	75	<i>Иванов Н.А.</i>	41
<i>Бардаханов С.П.</i>	78	<i>Иванова Е.В.</i>	42
<i>Бархатова О.А.</i>	98	<i>Ивашечкин В.Ф.</i>	103, 106
<i>Барышников В.И.</i>	13, 14, 16, 17, 18, 19	<i>Иевлев В.М.</i>	43
<i>Батухтина О.И.</i>	59	<i>Илларионов А.И.</i>	45
<i>Белоногов Е.К.</i>	43	<i>Илларионова Е.А.</i>	83
<i>Белых Л.И.</i>	21	<i>Ильин В.С.</i>	43
<i>Богдан-Курило В.Д.</i>	59	<i>Калинов В.С.</i>	27
<i>Болондзь А.В.</i>	16, 17	<i>Карнаков В.А.</i>	123, 125
<i>Борисов В.С.</i>	123, 125	<i>Карташов И.А.</i>	46, 48
<i>Бронникова Н.А.</i>	38	<i>Кидяров Б.И.</i>	49, 51, 53
<i>Брюквина Л.И.</i>	22, 23	<i>Кирпичников А.В.</i>	75, 88
<i>Буйских К.А.</i>	59	<i>Климентьев С.В.</i>	55
<i>Вайнштейн И.А.</i>	29	<i>Кожмякина Е.В.</i>	57
<i>Вильчинская С.С.</i>	25	<i>Козлов А.А.</i>	59
<i>Вина Л.</i>	57	<i>Коленцов К.</i>	61
<i>Войтович А.П.</i>	14,27	<i>Колесникова Т.А.</i>	16
<i>Воропаев Е.В.</i>	16, 17	<i>Кортов В.С.</i>	29
<i>Вохминцев А.С.</i>	29	<i>Кречетов А.Г.</i>	8, 9
<i>Вьюншиев А.М.</i>	6, 7	<i>Криворотова В.В.</i>	18
<i>Гаврилюк А.А.</i>	101	<i>Крылов А.С.</i>	6
<i>Герасимова М.А.</i>	108	<i>Кузин А.А.</i>	40
<i>Гилинский А.М.</i>	118	<i>Кузнецов А.В.</i>	65, 66, 75, 86
<i>Глазунов Д.С.</i>	75, 90, 95	<i>Куприянович Ю.Н.</i>	67

<i>Кущев С.Б.</i>	43	<i>Раджабов Е.А.</i>	106, 94
<i>Лаптев А.В.</i>	88	<i>Ракевич А.Л.</i>	90, 95
<i>Лейбов Е.М.</i>	46, 48	<i>Расулева А.В.</i>	116
<i>Ливаишвили А.И.</i>	68	<i>Раутиан С.Г.</i>	96
<i>Логачева В.А.</i>	70	<i>Редина А.П.</i>	127
<i>Лукин А.Н.</i>	43, 70, 104	<i>Роголев Б.И.</i>	59
<i>Максимова М.А.</i>	21	<i>Рябчикова И.А.</i>	21
<i>Максимова Н.Т.</i>	123, 125	<i>Саксонов М.Н.</i>	98
<i>Малов С.Н.</i>	72, 74, 101	<i>Санникова Д.В.</i>	19
<i>Мансуров В.Г.</i>	4, 118	<i>Сапрыкин Э.Г.</i>	96
<i>Мартынович Е.Ф.</i>	14, 37, 38, 65, 66, 75, 86, 90	<i>Сарычев П.П.</i>	93, 99
<i>Марчук С.Д.</i>	123, 125	<i>Семенов А.Л.</i>	101
<i>Медведева С.А.</i>	67	<i>Семёнова М.А.</i>	103
<i>Мерзляков М.А.</i>	75, 88	<i>Семибратова В.А.</i>	76
<i>Митрофанов А.Ю.</i>	8	<i>Семиров А.В.</i>	101
<i>Михайлов С.А.</i>	76	<i>Середин П.В.</i>	43, 70, 104
<i>Могнонов Д.М.</i>	59	<i>Сизова Т.Ю.</i>	106
<i>Мориков Д.Д.</i>	76	<i>Сизых А.Г.</i>	108, 110
<i>Морозов И.Л.</i>	101	<i>Слюсарева Е.А.</i>	108, 110
<i>Моховиков А.Ю.</i>	101	<i>Соболев Л.М.</i>	84
<i>Мутыгуллин И.А.</i>	75	<i>Соколов А.Э.</i>	6
<i>Непомнящих А.И.</i>	59, 77, 93, 99	<i>Соколова А.В.</i>	21
<i>Нешов Ф.Г.</i>	29	<i>Соколова А.Н.</i>	114
<i>Никонович О.Л.</i>	83	<i>Соколова М.Г.</i>	114
<i>Нодельман В.Г.</i>	90	<i>Солдатенко С.А.</i>	43
<i>Номоев А.В.</i>	78	<i>Соломонов В.И.</i>	116
<i>Нурмухаметов Д.Р.</i>	8,9	<i>Старченко А.А.</i>	37, 38, 114
<i>Овчинников С.В.</i>	80	<i>Ступак А.П.</i>	27
<i>Овчинникова О.В.</i>	81	<i>Субанаков А.К.</i>	59
<i>Окшешев К.Н.</i>	40	<i>Сухов Б.Г.</i>	67, 117
<i>Олешко В.И.</i>	25	<i>Тараканов Б.М.</i>	42
<i>Осипов В.В.</i>	116	<i>Тарасов И.С.</i>	104
<i>Павлов М.В.</i>	82	<i>Терещенко О.Е.</i>	118
<i>Пантелеева Н.М.</i>	83	<i>Тихонов А.В.</i>	118
<i>Пензина Т.А.</i>	21	<i>Трофимов Б.А.</i>	67, 117
<i>Пензина Э.Э.</i>	21, 22, 23, 84	<i>Трунов В.И.</i>	75, 88
<i>Перевалов А.П.</i>	86	<i>Тупицын А.В.</i>	8, 9
<i>Пестряков Е.В.</i>	75, 88	<i>Турик Н.В.</i>	101
<i>Петров В.В.</i>	75, 88	<i>Фарион И.С.</i>	59
<i>Петровский А.Ф.</i>	90	<i>Ховив А.М.</i>	70
<i>Пидгурский С.Н.</i>	23	<i>Цыганов А.Д.</i>	110
<i>Писларь И.Г.</i>	74, 82	<i>Черненко А.А.</i>	96
<i>Пологрудов В.В.</i>	23, 121, 127	<i>Чернов И.Н.</i>	33
<i>Пономарев Ю.Н.</i>	92	<i>Шамирзаев Т.С.</i>	3, 120
<i>Пресняков Р.В.</i>	93, 99	<i>Шахура И.Е.</i>	7
<i>Радева Е.</i>	61	<i>Шендрик Р.Ю.</i>	121

<i>Шерстобитов С.В.</i>	66, 114	<i>Щербаченко Л.А.</i>	123, 125
<i>Шипаев В.И.</i>	17	<i>Эйне Ю.Т.</i>	125
<i>Шишаев А.В.</i>	46, 48	<i>Юркова Л.</i>	61
<i>Щепин И.Я.</i>	41	<i>Янчук О.В.</i>	45
<i>Щепина Л.И.</i>	41, 122		

## СОДЕРЖАНИЕ

сборника тезисов лекций и докладов школы-семинара

Название, авторы	Стр.
1. ДЛИТЕЛЬНАЯ КИНЕТИКА ВОЗГОРАНИЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ InAs/AlAs КВАНТОВЫХ ТОЧЕК <i>Д.С. Абрамкин, Т. С. Шамирзаев</i>	3
2. МЕХАНИЗМЫ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ GaN/AlN <i>И.А. Александров, К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров</i>	4
3. ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ ТУЛЛИЯ В ХАНТИТАХ <i>А.С. Александровский, А.М. Вьюнышев, И.А. Гудим, А.Э. Соколов, А.С. Крылов</i>	6
4. НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РАНДОМИЗИРОВАННЫХ СТРУКТУРАХ ТЕТРАБОРАТА СТРОНЦИЯ <i>А.С. Александровский, А.М. Вьюнышев, И.Е. Шахура, А.И. Зайцев, А.В. Замков</i>	7
5. ПРОВОДИМОСТЬ ТЭНА ПРИ ВЗРЫВНОМ РАЗЛОЖЕНИИ, ИНИЦИИРОВАННОМ ЛАЗЕРОМ <i>Э.Д. Алужер, А.Г. Кречетов, А.Ю. Митрофанов, Д.Р. Нурмухаметов, А.В. Тупицын</i>	8
6. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ТЭНА <i>Э.Д. Алужер, А.Г. Кречетов, А.В. Тупицын, Д.Р. Нурмухаметов</i>	9
7. ОДНОМЕРНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ С РЕЗОНАНСНЫМ НЕПОГЛОЩАЮЩИМ ДЕФЕКТОМ <i>В.Г. Архипкин</i>	10
8. ФИЗИКА И ТЕХНИКА ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ ДИАГНОСТИКИ <i>В.И. Барышников</i>	13
9. СОЗДАНИЕ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В МИКРОННЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЯХ ФТОРИДА ЛИТИЯ СИЛЬНОТОЧНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ <i>В.И. Барышников, А.П. Войтович, Е.Ф. Мартынович</i>	14
10. СПЕКТРАЛЬНОЕ УШИРЕНИЕ R-ЛИНИЙ САПФИРА ПРИ СИЛЬНОТОЧНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ <i>В.И. Барышников, Е.В. Воропаев, А.В. Болондзь, Т.А. Колесникова</i>	16
11. ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩИЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНО-АБСОРБЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС <i>В.И. Барышников, Е.В. Воропаев, А.В. Болондзь, И.В. Шипаев</i>	17
12. ИМПУЛЬСНАЯ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРИСТАЛЛОВ С ПРИМЕСЬЮ Er <sup>3+</sup> <i>В.И. Барышников, В.В. Криворотова</i>	18
13. ОПТОЭЛЕКТРОННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОЩНОЙ НАНОСЕКУНДНОЙ ТЕХНИКИ С БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИМИ МИКРОПРОЦЕССОРНЫМИ СИСТЕМАМИ <i>В.И. Барышников, Д.В. Санникова</i>	19
14. РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДИК ОПРЕДЕЛЕНИЯ БЕНЗ(а)ПИРЕНА В ПОЧВЕ И РАСТЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ <i>Л.И. Белых, И.А. Рябчикова, Н.Е. Додонова, М.А. Максимова, Э.Э. Пензина, Т.А. Пензина, А.В. Соколова</i>	21

---

15. КОМПЛЕКСЫ С ВОДОРОДНОЙ СВЯЗЬЮ В КРИСТАЛЛАХ ФЛЮОРИТА <i>Л.И. Брюквина, Э.Э. Пензина</i>	22
16. ТОЧЕЧНЫЕ МИКРОДЕФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ ФЛЮОРИТА, НАВЕДЕННЫЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ОТЖИГОМ <i>Л.И. Брюквина, Э.Э. Пензина, В.В. Пологрудов, С.Н. Пидгурский</i>	23
17. ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ CdS ПРИ НИЗКИХ И ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ <i>С.С. Вильчинская, В.И. Олешко</i>	25
18. СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СИЛЬНО ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕД <i>А.П. Войтович, В.С. Калинов, А.П. Ступак</i>	27
19. ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $\alpha$ -Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 10 МэВ <i>А.С. Вохминцев, В.С. Кортон, И.А. Вайнштейн, Ф.Г. Нешов</i>	29
20. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ $\gamma$ - ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛУЧАЕМОЙ ЗАГОТОВКЕ ПРИ $\gamma$ -ОКРАШИВАНИИ <i>В.А. Григоров, А.А. Григорова</i>	32
21. ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ И ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ <i>В.А. Григоров, И.Н. Чернов</i>	33
22. ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ <i>А.А. Григорова</i>	34
23. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА РАДИАЦИОННОЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В КРИСТАЛЛАХ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДОВ <i>А.В. Егранов</i>	36
24. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ЦЕНТРЕ ОКРАСКИ С ВЫРОЖДЕННЫМИ УРОВНЯМИ В КРИСТАЛЛАХ ПОГЛОЩАЮЩИМИ И ИЗЛУЧАЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАРНЫМИ ОСЦИЛЛЯТОРАМИ <i>С.А. Зилов, Е.Ф. Мартынович, А.А. Старченко</i>	37
25. SPACE-PERIODIC MODULATION OF THE LUMINESCENCE INTENSITY OF THE CENTERS IN AMORPHOUS MEDIUM WITH INDUCED ANISOTROPY <i>S.A. Zilov, A.A. Starchenko, V.P. Dresvynskii, N.A. Bronnikova, E.F. Martynovich</i>	38
26. ТЕРМОДИФФУЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ САМОМОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДЕ С ПОГЛОЩАЮЩИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ <i>В.И. Иванов, А.А. Кузин, К.Н. Окишев</i>	40
27. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ Mg И Au КРИСТАЛЛОВ LiF <i>Н.А. Иванов, Л.И. Щепина, И.Я. Щепин</i>	41
28. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПОЛИМЕРАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ <i>Е.В. Иванова, Б.М. Тараканов</i>	42
29. ИК-ФУРЬЕ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК SiC, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ФОТОННОЙ ОБРАБОТКЕ КРЕМНИЯ В УГЛЕРОДСОДЕРЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ <i>В.М. Иевлев, В.С. Ильин, С.Б. Кущев, С.А. Солдатенко, А.Н. Лукин, П.В. Середин, Е.К. Белоногов</i>	43
30. ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИИ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ <i>А.И. Илларионов, О.В. Янчук</i>	45

- 
31. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА С НИТЕВИДНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МИКРООБЪЕКТОМ *И.А. Карташов, Е.М. Лейбов, А.В. Шишаев* 46
32. СИЛОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ МИКРООБЪЕКТАМИ. *И.А. Карташов, Е.М. Лейбов, А.В. Шишаев* 48
33. ВЗАИМОСВЯЗЬ «СТРУКТУРА - НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА» КРИСТАЛЛОВ  $A_n^{I-VI}B_m^{V-VII}O_p$  ( $B^{V-VII} = Cl^{7+}, Cl^{5+}, Br^{5+}, I^{5+}, Nb^{5+}, Ta^{5+}$ ) *Б.И. Кидяров, В.В. Атучин* 49
34. ПРОСТЫЕ И БИНАРНЫЕ АЦЕНТРИЧНЫЕ ХЛОРИДЫ. ВЗАИМОСВЯЗЬ «СТРУКТУРА - НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА» *Б.И. Кидяров, В.В. Атучин* 51
35. ПРОСТЫЕ И БИНАРНЫЕ ФТОРИДЫ. ВЗАИМОСВЯЗЬ «СТРУКТУРА - НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА» КРИСТАЛЛОВ ГАЛОГЕНИДОВ *Б.И. Кидяров, В.В. Атучин* 53
36. ТЕРМО-ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СЭНДВИЧНОЙ СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ-СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ *С.В. Климентьев, Г.Г. Здоровцев, В.И. Иванов* 55
37. НАБЛЮДЕНИЕ СПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЭКСИТОНОВ В ОБЪЕМНЫХ ОБРАЗЦАХ  $AlGaAs$  *Е.В. Кожемякина, А. Амо, Л. Вина, К.С. Журавлев* 57
38. ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТЛ ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ДОЗИМЕТРИИ БЕТА – ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ИДК *А.А. Козлов, В.Д. Богдан-Курило, А.С. Денисов, О.И. Батухтина, К.А. Буйских, Д.М. Могнонов, Ж.Г. Базарова, И.С. Фарион, А.К. Субанакоев, А.И. Непомнящих, Б.И. Роголев* 59
39. ЦИФРОВОЕ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНОЕ УСТРОЙСТВО, ИЗГОТОВЛЕННОЕ ПО ГИБРИДНОЙ ТЕХНОЛОГИИ *К. Коленцов, Л. Юрукова, Е. Радева, П. Зьбов* 61
40. OPTICAL SPECTRA LINE PROFILES IN QUANTUM DOT SAMPLES *Karel Král* 63
41. МЕХАНИЗМ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ ИХ ОКРАШИВАНИИ *А.В. Кузнецов, Е.Ф. Мартынович* 65
42. ПРИБОР ДЛЯ ЭКСПРЕССНОГО БЕСКОНТАКТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОДЛИННОСТИ АЛКОГОЛЬНЫХ НАПИТКОВ *А.В. Кузнецов, С.В. Шерстобитов, Е.Ф. Мартынович* 66
43. ФЕРМЕНТОКАТАЛИТИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ ПОЛИМЕРОВ ПИРРОЛА *Ю.Н. Куприянович, Б.Г. Сухов, С.А. Медведева, Б.А. Трофимов* 67
44. ТЕРМОДИФФУЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДЕ С НАНОЧАСТИЦАМИ *А.И. Ливашвили, В.И. Иванов* 68
45. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ФАЗОВЫЙ СОСТАВ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ОКСИДОВ ЛАНТАНА И ВОЛЬФРАМА *В.А. Логачева, А.Н. Лукин, П.В. Середин, А.М. Ховив* 70
46. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ ОТВЕРСТИЯ *С.Н. Малов* 72

- 
47. ФОРМИРОВАТЕЛЬ С МАГНИТНОЙ СВЯЗЬЮ ДЛЯ ИМПУЛЬСА НАКАЧКИ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЛАМПЫ *С.Н. Малов, И.Г. Писларь* 74
48. ОКРАШИВАНИЕ ШИРОКОЗОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ИНТЕНСИВНЫМ НЕРЕЗОНАНСНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ *Е.Ф. Мартынович, Д.В. Балюнов, Д.С. Глазунов, А.В. Кузнецов, И.А. Мутыгуллин, А.В. Кирпичников, В.И. Трунов, М.А. Мерзляков, В.В. Петров, Е.В. Пестряков, С.Н. Багаев* 75
49. УФ СПЕКТРОСКОПИЯ ЛЕКАРСТВЕННЫХ ПРЕПАРАТОВ *С.А. Михайлов, В.А. Семибратова, В.И. Горбачев, Д.Д. Мориков* 76
50. СОЛНЕЧНАЯ ЭНЕРГЕТИКА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ *А.И. Непомнящих* 77
51. СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ НАНОСТРУКТУР *А.В. Номоев, С.П. Бардаханов* 78
52. EFFECT OF HIGH PRESSURE ON THE ELECTRONIC STRUCTURE AND OPTICAL PROPERTIES OF 3D-METAL OXIDES *S.G. Ovchinnikov* 80
53. ПРИМЕНЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННОЙ ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПРИРОДНЫХ АЛЮМОСИЛИКАТОВ И ПРОЦЕССОВ СОРБЦИИ *О.В. Овчинникова, О.О. Глазунов* 81
54. ВРЕМЯ – ЦИФРОВОЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ *М.В. Павлов, И.Г. Писларь* 82
55. НОВЫЙ ВАРИАНТ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭТИОНАМИДА *Н.М. Пантелеева, Е.А.Илларионова, О.Л. Никонович* 83
56. МНОГОФОТОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ F-АГРЕГАТНЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ КС1 *Э.Э. Пензина, Л.М. Соболев* 84
57. ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ПОГЛОЩЕНИЯ ФОТОТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ СРЕДЫ, ПРИМЕНЯЕМОЙ В ТЕХНОЛОГИИ LightScribe *Первалов А.П., Кузнецов А.В., Мартынович Е.Ф.* 86
58. АНИЗОТРОПНЫЕ ТЕРМО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$  и  $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$  *Е.В. Пестряков, В.В. Петров, В.И. Трунов, А.В. Кирпичников, М.А. Мерзляков, А.В. Лаптев* 88
59. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В НАНО- И ПИКОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ *А.Ф. Петровский, А.Л. Ракевич, Д.С. Глазунов, В.Г. Нодельман, Е.Ф. Мартынович* 90
60. МНОГОВОЛНОВЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ГАЗОАНАЛИЗАТОРЫ ИК ДИАПАЗОНА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ЭМИССИЙ ПАРНИКОВЫХ ГАЗОВ И НЕИНВАЗИВНОЙ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ *Ю.Н. Пономарев* 92
61. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ «ХОЛОДНОГО ДНА» ПРИ ПОЛУЧЕНИИ МУЛЬТИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИЕЙ *Пресняков Р.В., Сарычев П.П., Непомнящих А.И.* 93
62. ФОТОННЫЙ КАСКАД ИОНОВ ПРАЗЕОДИМА В КРИСТАЛЛАХ ЩЕЛОЧНО-ЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДОВ *Е. Раджабов* 94
63. О ПОВЫШЕНИИ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КИНЕТИКИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ *А.Л. Ракевич, Д.С. Глазунов* 95

- 
64. ОБ ИНВЕРТИРОВАНИИ НЕЛИНЕЙНЫХ РЕЗОНАНСОВ В МЕТОДЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН НА ПЕРЕХОДЕ  $1s_5-2p_8$  НЕОНА *С.Г. Раутиан, Э.Г. Сапрыкин, А.А. Черненко* 96
65. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ БИОИНДИКАЦИИ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ВОДЫ НЕФТЕПРОДУКТАМИ И ПОЛИАРОМАТИЧЕСКИМИ УГЛЕВОДОРОДАМИ *М.Н. Саксонов, А.Э. Балаян, О.А. Бархатова* 98
66. ВЛИЯНИЕ КОНФИГУРАЦИИ ТЕПЛООВОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ И ПАРАМЕТРЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ МУЛЬТИ-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ *П.П. Сарычев, Р.В. Пресняков, А.И. Непомнящих* 99
67. ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЛЕНТ *А.Л. Семенов, А.А. Гаврилюк, С.Н. Малов, А.В. Семиров, Н.В. Турик, И.Л. Морозов, А.Ю. Моховиков* 101
68. ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ КРИСТАЛЛОВ  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ , АКТИВИРОВАННЫХ  $\text{Cd}$  И  $\text{Zn}$ , МЕТОДОМ ЭПР *М.А. Семёнова, А.В. Егранов, В.Ф. Иващечкин* 103
69. SPINODAL DECOMPOSITION OF QUATERNARY ALLOYS IN THE EPITAXIAL GAINP/INGAASP/GAINP/GAAS(001) HETEROSTRUCTURES *P.V. Seregin, A.N. Lukin, E.P. Domashevskaya, N.N. Gordienko, I.N. Arsent'ev, I.S. Tarasov* 104
70. ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ФОТОХРОМНЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ , АКТИВИРОВАННЫХ  $\text{Lu}$  *Т.Ю. Сизова, Е.А. Раджабов, В.Ф. Иващечкин* 106
71. СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КСАНТЕНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ РАЗВИТИЯ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ *А.Г. Сизых, М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева* 108
72. ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В БИНАРНЫХ РАСТВОРАХ КСАНТЕНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ В БИОПОЛИМЕРЕ *А.Г. Сизых, Е.А. Слюсарева, А.Д. Цыганов, Е.А. Дьячук* 110
73. RUBIDIUM VAPOR CELL MINIATURIZATION – INFLUENCE ON THE OPTICAL PUMPING PROCESS *D.G. Slavov, S.S. Cartaleva, P.T. Subov, P. N. Ghosh* 112
74. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ИЗМЕНЕНИЯ УРОВНЯ КАРОТИНА В МОРКОВИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РИЗОСФЕРНЫХ БАКТЕРИЙ *Соколова М.Г., Старченко А.А., Шерстобитов С.В., Акимова Г.П., Соколова А.Н.* 114
75. СОБСТВЕННЫЙ ЦЕНТР ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЧИСТОГО И СМЕШАННОГО С ЛЮТЕЦИЕМ ОКСИДА ИТТРИЯ *В.И. Соломонов, В.В. Осипов, А.В. Расулева* 116
76. НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ БИОПОЛИМЕРЫ И ГИБРИДНЫЕ НАНОБИОКОМПОЗИТЫ МНОГОЦЕЛЕВОГО НАЗНАЧЕНИЯ *Б.Г. Сухов, Б.А. Трофимов* 117
77. SYNTHESIS OF  $\text{PbWO}_4$  NANOCRYSTALLITES USING HYDROTHERMAL METHOD *D. Tawde, M. Srinivas* 117
78. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ВО ВРЕМЯ РОСТА  $\text{GaN}$  118



- 
- МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДЛОЖКИ *О.Е. Терещенко, В.Г. Мансуров, А.М. Гилинский,  
А.В. Тихонов, К.С. Журавлев*
79. АТОМНАЯ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ  
InAs/AlAs *Т. С. Шамирзаев* 120
80. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ  
ФТОРИДА КАЛЬЦИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ЕВРОПИЕМ И КИСЛОРОДОМ  
*Шендрик Р.Ю., Пологрудов В.В.* 121
81. НОВЫЕ ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ, В СТРУКТУРУ КОТОРЫХ ВХОДИТ АТОМ  
МЕТАЛЛА *Л.И. Щепина* 122
82. ЭЛЕКТРЕТНЫЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ ОРГАНИЧЕСКОГО И  
НЕОРГАНИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ *Л.А. Щербаченко, В.С. Борисов,  
Н.Т. Максимова, С.Д. Марчук, В.А. Карнаков* 123
83. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДИСПЕРСНЫХ  
СИСТЕМАХ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫМИ ЧАСТИЦАМИ *Л.А. Щербаченко,  
С.Д. Марчук, В.С. Борисов, Н.Т. Максимова, Ю.Т. Эйне, В.А. Карнаков* 125
84. ФОСФОРЕСЦЕНЦИЯ  $\text{CaF}_2 - \text{Eu}^{2+}$ , ВОЗБУЖДАЕМАЯ В  
ДЛИННОВОЛНОВОЙ ПОЛОСЕ ПОГЛОЩЕНИЯ АКТИВАТОРА *Пологрудов В.В.,  
Редина А.П.* 127

Тезисы лекций и докладов XI Международной школы-семинара по  
**ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ**

27-31 октября 2008 г.

Иркутск, Россия

Научный редактор: Е.Ф. Мартынович

Компьютерный набор и верстка: А.А. Старченко

Сдано в набор 20.09.2008. Тираж 120 экз.

Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН  
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а,  
тел. (395-2) 51-21-60

Отпечатано в Редакционно-издательском центре ИГУ.  
664003, Иркутск, бульвар Гагарина, 36. Тел. (3952) 24-14-36.

Заказ № \_\_\_\_\_, тираж 120 экз.