

**Исследование спектрально-люминесцентных свойств кристаллов Gd, Ca, Zr – галлиевого граната, активированных ионами Nd<sup>3+</sup> и Cr<sup>3+</sup>**<sup>1</sup>  
*Алешкина Светлана Сергеевна*<sup>2</sup>

магистрант

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева

Институт физики и химии, Саранск, Россия

E-mail: [sv-alesh@yandex.ru](mailto:sv-alesh@yandex.ru)

Современный этап развития лазерных технологий характеризуется необычайно широкими возможностями применения лазеров: для решения производственных задач, использования в медицине, связи, фундаментальных исследованиях.

Среди лазерных кристаллов, используемых в качестве активных сред твердотельных лазеров, распространенными являются кристаллы со структурой граната, такие как ИАГ, ГСГГ, активированные трехвалентными редкоземельными (TR<sup>3+</sup>) ионами, специфические спектральные свойства которых обусловлены структурой электронных состояний основной 4f<sup>n</sup>-конфигурации. В то же время актуальными являются исследования физических свойств других кристаллов со структурой граната с TR<sup>3+</sup> ионами, которые потенциально могут быть использованы в качестве активных лазерных сред.

В настоящей работе приводятся результаты спектрально-люминесцентных исследований кристаллов (GdCa)<sub>3</sub>(ZrGa)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (КЦЗГ), активированных ионами Nd<sup>3+</sup> и Cr<sup>3+</sup>. На основе анализа спектров поглощения кристаллов КЦЗГ:Nd, обусловленных переходами между энергетическими состояниями ионов Nd<sup>3+</sup>, в соответствии с теорией Джадда-Офельта для кристаллов КЦЗГ:Nd найдены параметры интенсивности  $\Omega_t$  (t=2,4,6), равные  $(0,23 \pm 0,11) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $(3,94 \pm 0,25) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $(3,85 \pm 0,09) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ , соответственно. Используя найденные значения параметров интенсивности  $\Omega_t$ , рассчитаны вероятности спонтанных излучательных переходов с уровня <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> ионов Nd на нижележащие уровни и соответствующие значения коэффициентов ветвления люминесценции.

При анализе кривой затухания люминесценции с уровня <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> ионов Nd<sup>3+</sup> в кристаллах КЦЗГ:Nd при T=300К установлено, что она является экспоненциальной. Значение времени жизни ионов Nd<sup>3+</sup> в кристаллах КЦЗГ:Nd, измеренное по тангенсу угла наклона кривой Ln(I/I<sub>0</sub>) как функции времени t, оказалось равным 243 мкс.

Проведены исследования спектров люминесценции ионов Cr<sup>3+</sup> в кристаллах КЦЗГ:Cr при T=300К и T=77К. Экспериментально измеренное время жизни ионов Cr<sup>3+</sup> с уровня <sup>4</sup>T<sub>2</sub> в кристалле КЦЗГ:Cr при T=300К равно 76 мкс.

---

<sup>1</sup> Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ № 07-02-00055 а.

<sup>2</sup> Автор выражает признательность к. ф.-м. н. Рябочкиной П.А. за помощь в подготовке тезисов.

## Подавление поперечных блужданий оптического пучка диафрагмированием и применение в АСМ

**Бауков Виктор Владимирович, Жижимонтов Владимир Вадимович, Беляев Алексей Владимирович<sup>3</sup>**

*Аспирант, сотрудник, сотрудник*

*Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия*

*victor.baukov@gmail.com, zhizhimontov@gmail.com*

От величины шумов в атомно-силовом микроскопе (АСМ) напрямую зависит качество получаемых изображений, в первую очередь предельное разрешение, которого можно достичь. Одним из доминирующих источников шума в системе регистрации отклонения кантилевера по отклонению лазерного луча, используемой в большинстве серийных АСМ, являются преимущественно низкочастотные – менее 100 Гц – паразитные поперечные угловые блуждания падающего на кантилевер исходного лазерного пучка [1].

Для их подавления предложено использовать диафрагмирование. Общая идея, которая может быть использована для любой оптической системы, критической к положению пучка в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, заключается в следующем. Пусть в оптической системе есть некоторая диафрагма, находящаяся непосредственно после источника излучения с колоколообразным распределением интенсивности (в случае АСМ – полупроводникового лазерного диода с гауссовым распределением), выделяющая центральную, наиболее пологую часть пучка. Тогда при уменьшении размера диафрагмы распределение интенсивности прошедшего пучка становится все ближе к константе, и небольшие паразитные поперечные блуждания падающего на диафрагму пучка относительно нее все меньше влияют на распределение интенсивности прошедшего пучка, т.е. на его пространственное положение.

Теоретическая эффективность применения диафрагмы для снижения шума, т.е. как сильно диафрагмирование снижает шум, в приближении малых поперечных смещений гауссова пучка имеет следующий вид:

$$\frac{\delta z_D}{\delta z_F} = \frac{1 - e^{-2\alpha^2}}{\operatorname{erf}(\sqrt{2}\alpha)} \rightarrow \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \alpha, \alpha \rightarrow 0, \quad (1)$$

где индекс  $D$  (Diaphragm) относится к варианту с диафрагмой,  $F$  (Full) – без нее,  $\alpha = a/\sigma$  – отношение полуширины диафрагмы  $a$  к полуширине  $\sigma$  исходного пучка (для наглядности рассмотрен случай одномерной диафрагмы). Полученная функция возрастает от нуля до единицы при изменении  $\alpha$  от нуля до бесконечности. Для значительного снижения шума надо уменьшать размер диафрагмы так, чтобы он был существенно меньше размера исходного пучка. Однако в этом случае происходит значительное снижение мощности прошедшего пучка, особенно когда диафрагму уменьшают одновременно по двум направлениям. Это является существенным недостатком предложенного метода, ограничивающим его максимальную эффективность, т.е. минимально возможный размер диафрагмы. Тем не менее, во многих случаях систем, где пространственное положение исходного пучка является наиболее критичным, такое снижение мощности может быть оправдано. Пучок с распределением типа  $\operatorname{Sin}(x)/x$ , также имеющий большое значение в оптике, ведет себя аналогичным образом.

Эффективность предложенного метода продемонстрирована экспериментально на примере п/п лазера Hitachi HL6724MG. Результаты измерений шума приведены на рис. 1. Измерения проводились на стенде, исключая влияние других источников шума, однако для простоты на рисунке шум пересчитан в измеряемый в нанометрах шум АСМ,

<sup>3</sup> Авторы выражают признательность д.т.н. Быкову В.А. за помощь в проведении работы.

использующий данный лазер. При этом величина блужданий прошедшего через диафрагму пучка при размерах диафрагмы, малых по сравнению с размерами пучка ( $\alpha < 1$ ), зависит от размера диафрагмы практически линейно. Уменьшение исходной апертуры пучка диафрагмированием в семь раз (уменьшение  $\alpha$  с 1 до 0.15) позволяет снизить уровень шумов приблизительно в три раза (до  $0.15 \text{ \AA}$  – конечная величина определяется исходным шумом лазерного диода).

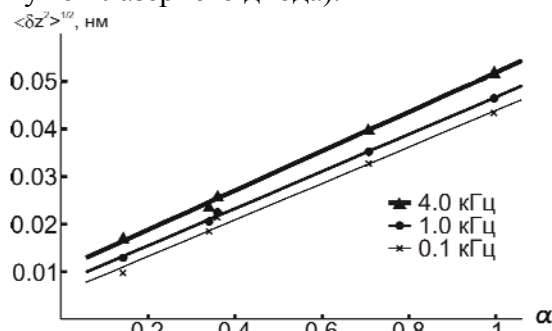


рис.1. Зависимость шума от  $\alpha = a / \sigma$ . Толстая линия – полоса 4.0 кГц, средняя линия – полоса 1.0 кГц, тонкая линия – полоса 0.1 кГц.

Описанный метод был применен для снижения шума в регистрирующей системе измерительной АСМ головки НТ-МДТ SFT01NTF с использованием лазера Hitachi HL6312G. Это позволило снизить уровень шума в полосе 1 кГц с  $0.15 \text{ \AA}$  до  $0.06 \text{ \AA}$ . Такой уровень шума позволяет легко получать качественные АСМ изображения с атомарным разрешением с полным рельефом порядка  $1 \text{ \AA}$ . Возможности разработанного АСМ продемонстрированы при получении изображений слюды и графита с атомарным разрешением, представленных на рис.2.

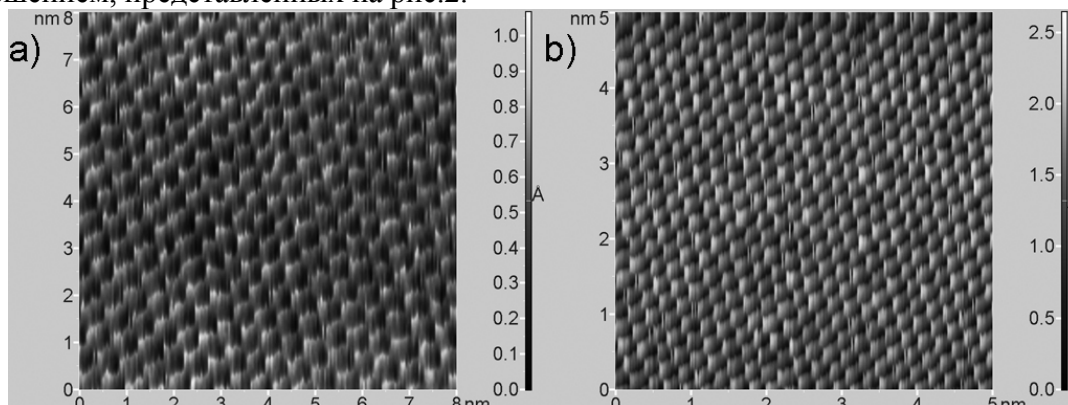


рис.2. а) АСМ Изображение  $8 \times 8 \text{ нм}$  слюды – полный рельеф  $1.0 \text{ \AA}$ . б) АСМ Изображение  $5 \times 5 \text{ нм}$  графита – полный рельеф  $2.5 \text{ \AA}$

#### Литература:

[1] Бауков В.В., Жижимонтов В.В., Беляев А.В., «Применение диафрагмирования для снижения шумов в оптической системе регистрации атомно-силового микроскопа», ПЖТФ, 2007, т. 33, вып. 13, с.40.

## Спектрально-люминесцентные свойства разупорядоченных лазерных кристаллов двойных молибдатов, активированных ионами $Tm^{3+}$

*Большиков Федор Александрович<sup>2</sup>, аспирант  
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева  
E-mail: [bolschikovfa@mail.ru](mailto:bolschikovfa@mail.ru)*

Интерес к исследованию различных физических свойств разупорядоченных лазерных кристаллов, активированных РЗ ионами обусловлен следующими факторами:

- в пределах неоднородной ширины линии люминесценции РЗ ионов в этих кристаллах можно реализовать перестройку длины волны излучения лазера;
- для этих кристаллов обеспечивается возможность получения импульсов субпикосекундной длительности;
- лазерные кристаллы обладают лучшими теплофизическими и механическими параметрами по сравнению с лазерными стеклами.

В настоящей работе приводятся результаты спектрально-люминесцентных исследований разупорядоченных лазерных кристаллов  $NaLa(MoO_4)_2$  и  $NaLa_{0,31}Gd_{0,62}Tm_{0,07}(MoO_4)_2$ , активированных ионами  $Tm^{3+}$ .

Для кристаллов  $NaLa(MoO_4)_2:Tm^{3+}$  из интегральных коэффициентов поглощения, определены силы осцилляторов для соответствующих переходов ионов  $Tm^{3+}$  из основного состояния  $^3H_6$  на возбужденные мультиплеты. По методу Джадда-Офельта определены параметры интенсивности  $\Omega_i$ , с использованием которых рассчитаны вероятности излучательных переходов и коэффициенты ветвления люминесценции ионов  $Tm^{3+}$ . Аналогичным образом определены параметры интенсивности  $\Omega_i$  и вероятности излучательных переходов ионов  $Tm^{3+}$  для кристаллов  $NaLa_{0,31}Gd_{0,62}Tm_{0,07}(MoO_4)_2$ . На основании полученных результатов проведен сравнительный анализ соответствующих спектроскопических параметров для кристаллов  $NaLa(MoO_4)_2:Tm^{3+}$  и  $NaLa_{0,31}Gd_{0,62}Tm_{0,07}(MoO_4)_2$  зарегистрированы спектры поглощения при  $T=9K$ . С использованием стандартной методики разложения суммарного контура кривой на гауссовы компоненты получены значения энергий подуровней штарковского расщепления в кристаллах  $NaLa_{0,31}Gd_{0,62}Tm_{0,07}(MoO_4)_2$ , при учете, что структура оптических центров ионов  $Tm^{3+}$  в них описывается в приближении «квазицентра».

Для кристаллов  $NaLa_{0,31}Gd_{0,62}Tm_{0,07}(MoO_4)_2$  получены зависимости сечения люминесценции  $\sigma_{em}(\lambda)$  перехода  $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$ , рассчитанного по методу Фухтбауэра-Ладенбурга.

Используя данные спектров поглощения и люминесценции, построенных в единицах сечений соответствующих переходов, по формуле

$$\sigma_g(\lambda) = P\sigma_{em}(\lambda) - (1-P)\sigma_{abs}(\lambda)$$

получена зависимость сечения усиления предполагаемого лазерного перехода  $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$  в кристаллах  $NaLa_{0,31}Gd_{0,62}Tm_{0,07}(MoO_4)_2$ .

<sup>1</sup> Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта фонда РФФИ № 07-02-00055-а.

<sup>2</sup> Автор выражает признательность к. т. н. Субботину К.А. за предоставленные образцы кристаллов и доценту, к. ф.-м. н. Рябочкиной П.А. за помощь в подготовке тезисов.

## Оптические свойства частиц окиси магния и сплошного тела

**Ксенофонтов Сергей Иванович** \*, **Васильева Ольга Васильевна** \*\*

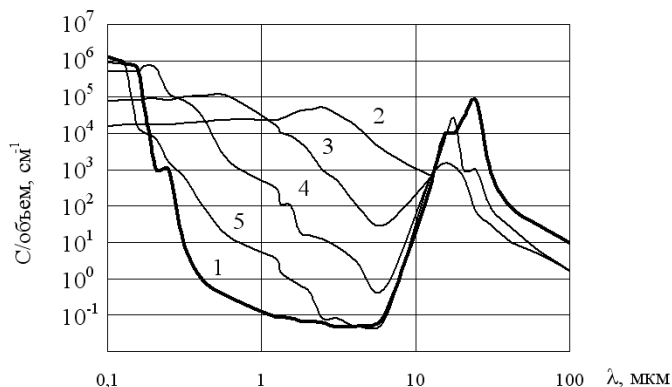
доцент, кандидат физ.-мат. наук. \*, ассистент \*\*

Чувашский государственный педуниверситет им. И.Я.Яковлева, г. Чебоксары, Россия\*

Чувашский государственный университет им. И.Н.Ульянова, г. Чебоксары, Россия \*\*

Высокоэнергетические топлива, пиротехнические составы содержат металлическое горючее. Одним из широко используемых металлов является магний и его сплавы с алюминием. В продуктах сгорания преобладающим веществом является окись магния. Излучение пламени и продуктов сгорания зависит и от оптических характеристик оксида магния.

Оптические свойства кристалла окиси магния изучены достаточно в широком диапазоне длин волн, начиная с ультрафиолетового (УФ) диапазона и кончая далекими инфракрасными (ИК) волнами. Отчетливо выделяются две области поглощения (кривая 1) - это поглощение в УФ области, обусловленное колебаниями валентных электронов, и поглощение, возникающее за счет колебаний решетки при длинах волн более 5 мкм.



Объемное поглощение ( $\text{см}^{-1}$ ) от длины волны (мкм): 1 - сплошное тело; частицы размерами 2 - 1 мкм, 3 - 0,2 мкм, 4 - 0,05 мкм, 5 - 0,01 мкм.

В УФ области ( $\lambda = 0,16$  мкм) имеется острый максимум поглощения, связанный с рождением экситона. В ИК области - максимум поглощения наблюдается при  $\lambda = 25$  мкм, что может быть объяснено возникновением фонона. Рождение фононов в решетке иногда происходит парами ( $\lambda \sim 15$  мкм) или целым множеством ( $\lambda \sim 6 \div 12$  мкм).

Между областями сильного поглощения, обусловленного электронными переходами и колебаниями решетки, имеется широкая область высокой прозрачности. В этой области поглощение возможно только лишь примесями и дефектами кристаллической решетки.

Сказанное выше применить для частиц малых размеров нельзя. В среде с дискретными частицами затухание излучения подчиняется закону Бугера и коэффициент экстинкции  $c_{\text{экс}}$  зависит от рассеяния и поглощения света частицами:

$$\alpha_{\text{экс}} = n(c_{\text{погл}} + c_{\text{рас}}) = nc_{\text{экс}},$$

где  $n$  - концентрация частиц,  $c_{\text{погл}}$  и  $c_{\text{рас}}$  - сечение поглощения и рассеяния соответственно. По измерению только прошедшего света нельзя определить относительных вкладов поглощения и рассеяния в экстинкцию, и для такого определения нужны дополнительные независимые эксперименты.

Для частиц малых размеров в УФ области преобладает рассеяние, и экстинкция увеличивается на несколько порядков. Если размеры частиц велики,  $\lambda < a = 1$  мкм, то связанная рассеянием экстинкция почти не зависит от длины волны (кривая 2). Максимум экстинкции в ИК области  $\lambda = 16,5$  мкм возникает из-за возбуждения поверхностных мод на частице.

С уменьшением размеров частиц объемное поглощение уменьшается, и при  $a = 0,01$  мкм оптические свойства частиц приближаются к свойствам сплошного тела в области высокой прозрачности. С увеличением длины волны экстинкция, изменяясь, проходит область просветления, примыкающее к области поглощения, связанное с колебаниями решетки.

**Оптико-электронный детектор движения  
на основе частотно-растрового метода**

***Вуколова Т.В***

*Самарский государственный технический университет  
e-mail: [tavu@list.ru](mailto:tavu@list.ru)*

Одним из перспективных направлений развития современной техники является создание средств информационной поддержки в составе автоматизированных систем контроля, детектирования и разведки.

На сегодняшний день оптико-электронные детекторы движения (ОЭДД) получили широкое распространение, поскольку, во-первых, обладают возможностью наиболее полного охвата охраняемой территории и универсальностью срабатывания, во-вторых, способны максимально точно задавать границы охраняемой территории, и, в-третьих, имеют возможность управления, настройки необходимых параметров и гибкость при смене настроек.

Основа построения любого ОЭДД - анализ восприятия движущегося изображения.

Анализ выражения для распределения яркости подвижного изображения показывает, что при движении пространственные частоты  $\omega_x$  ослабляются в  $F(\omega_x \nu)$ , где  $F(\omega_x \nu)$  - коэффициент, появляющийся при переводе подвижного изображения в неподвижное. Критерием оценки наличия движения может служить параметр пространственной частоты изображения.

ОЭДД на основе частотно-растрового метода применяется для выявления движения изображения в поле зрения ТВ-камеры в любой точке кадра в течение двух кадров.

Спектр применения ОЭДД на основе частотно-растрового метода очень широк: охрана территории, мониторинг обстановки в общественных местах, контроль состояния трубопровода, контроль состояния линии электропередач, мониторинг качества продукта (производство подшипников).

## Исследование возможности передачи энергии по волоконно-оптическим линиям

*Григас Станислав Эдуардович*

*студент*

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

*E-mail: [moonlight\\_14@mail.ru](mailto:moonlight_14@mail.ru)*

Исследована возможность создания системы передачи энергии по волоконно-оптическим линиям для электропитания удаленных устройств. Такие системы могут заменить электрические провода в областях с повышенной опасностью воспламенения и взрыва. Так, в пассажирских авиалайнерах контроль за уровнем топлива в баках осуществляли электрические датчики, что привело к крупной авиакатастрофе в США [1]. После этого датчики были заменены на волоконно-оптические.

Теоретически основным препятствием для передачи больших оптических мощностей по волокну являются нелинейные эффекты различной природы, которые могут привести к потерям и к перекачке энергии в другие оптические моды.

Среди нелинейных эффектов следует выделить вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). Суть ВКР сводится к переходу значительной части энергии волны в низкочастотную стоксову волну [2]. Расчеты показывают, что потери на ВКР не позволят передать более половины введенной мощности даже в условиях хорошего теплоотвода. Исходная мощность может быть передана в линейном режиме на достаточно большие расстояния только при интенсивности ниже порога ВКР. Для стандартного оптического волокна 62.5/125 порог ВКР составляет 700 Вт при длине линии передачи 1 км.

На практике при достижении определенной мощности волокно начинает разрушаться, и величина критической мощности оказывается ниже порога проявления нелинейных явлений. Причиной разрушения может быть выделение тепла за счет поглощения на различного рода примесей и повреждение торцов волокна при их обработке за счет создания внутренних напряжений. Так, для волокна стандартного многомодового 62.5/125 с учетом указанных факторов критическая мощность составляет 3 Вт [3]. Предельная мощность возрастает с увеличением диаметра волокна, однако при этом возрастает и уровень линейных потерь, поэтому может быть найден некоторый оптимум. Для преобразования оптической энергии в электрическую могут быть использованы фотовольтаические преобразователи монохроматического излучения. Материал преобразователей диктует выбор длины волны излучения в силу спектральной зависимости эффективности преобразования оптической мощности в электрическую. Линейные потери в волокне также зависят от длины волны передаваемого излучения. Анализ обеих зависимостей указывает на возможность выбора оптимальной длины волны. На основании проведенного анализа была создана программа, позволяющая оценить основные параметры системы передачи и преобразования энергии посредством оптических волокон. Входными данными для оценки являются: длина волны излучения, протяженность линии, диаметр волокна, материал фотовольтаического преобразователя, выходные электрическая мощность и напряжение. На основании перечисленных данных проводится оценка следующих параметров линии: полный коэффициент полезного действия, минимальное количество оптических волокон и фотопреобразователей, обеспечивающих получение заданной электрической мощности на выходе линии.

Оценки свидетельствуют о возможности создания системы передачи энергии оптического излучения по волокнам и ее преобразования в электрическую с эффективностью около 10%.

### Литература

1. Basanskaya A., "Electricity over glass (fiber optic to transfer electric power)", IEEE Spectrum, 42, p. 13, 2005.
2. Агравал Г., Нелинейная волоконная оптика, М., Мир, 1996.
3. Mitchell J. et al., Limits of electrical power generation by transmission of light through optical fibers, Southwest Research Institute, 2004 (<http://srvtb.appliedphysics.swri.edu/>).



# Исследование оптических неоднородностей многослойных отражающих покрытий с высоким пространственным разрешением

Громова Елена Сергеевна<sup>4</sup>

студент

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: frenny-glass@yandex.ru

Использование диэлектрических зеркал с многослойными отражающими покрытиями позволяет создавать оптические резонаторы с резкостью  $F$  достигающей  $10^5 \dots 10^6$ . Применение таких резонаторов и мощных высокостабильных лазеров дает возможность измерять рекордно малые перемещения и ускорения. В современных лазерных гравитационных антеннах минимальная регистрируемая амплитуда относительных колебаний зеркал составляет  $10^{-16}$  см в полосе 1 Гц на частоте 100 Гц.

Наличие дефектов в покрытиях зеркал может быть фактором, ограничивающим дальнейшее повышение чувствительности таких систем. Можно сделать предположение, что именно внутренние дефекты ответственны за дополнительные оптические потери в зеркалах.

В данной работе предлагается метод сканирования покрытий, основанный на одновременном измерении интенсивности прошедшего и рассеянного света. Отличие предлагаемого метода состоит в высоком пространственном разрешении (порядка 1 мкм) и возможности получения большой (до  $W_s=300$  кВт/см<sup>2</sup>) плотности мощности непрерывного излучения на поверхности образца.

Метод был использован для исследования покрытий Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> имеющих максимальный коэффициент отражения для излучения с длиной волны  $\lambda=1.064$  мкм. Фокусировка производилась с помощью асферической оптики, что позволяло получить размер фокального пятна, близкий к дифракционному пределу. Образец и линзы находились в вакуумной камере. Перемещение образца производилось при помощи пьезокерамической подачи и прецизионных шаговых двигателей. Прошедший свет попадал на фотодетектор, величина рассеяния оценивалась с помощью фотоумножителя. Управление сканированием и запись информации производились компьютером под управлением специальной программы в среде LabView.

Разработана методика диагностирования отражающих наноструктур с высоким пространственным разрешением. Получены пространственные распределения коэффициентов пропускания и рассеяния для пяти образцов. Обнаружены области с аномальным рассеянием и пропусканием, что, предположительно, связано с дефектами многослойной структуры. Сделана оценка максимально возможного дополнительного нагрева в дефектных областях и показано, что такой нагрев не может стать причиной повышения уровня термоупругих шумов.

## Литература

1. Braginsky V.B., Vyatchanin S.P., Phys. Lett. A, 2003. 312, P.244.
2. Wu Z.L., Thomsen M., Kuo P.K., Lu Y., Stolz C., Kozlowski M. // Opt. Eng. 1997. 36, N1 P.251.
3. Stolz C.J., Chinn D.J., Huber R.D., Weinzapfel C.L., Wu Z. // Annual symposium on optical materials for high power laser. 2003. Boulder. Report Number UCRL-CONF- 153485.
4. Gatto A., Commandre M. // Applied optics. 2002. 41, N1. P.225.
5. Abraham E., Halley J.M. Appl. Phys. 1987. A 42, P.279.

---

<sup>4</sup> Автор выражает признательность, к.ф.-м.н. Биленко И.А. за помощь в подготовке тезисов.

## Оптические функции твердых растворов $\text{CuIn}_{5x}\text{Ga}_{5(1-x)}\text{Se}_8$ .

Гурьева Галина Александровна, аспирантка

Институт Прикладной Физики Академии Наук Молдовы, Кишинев MD 2028, Молдавия

e-mail : gurieva\_galina@mail.ru

Исследованы оптические свойства поликристаллов из твердого раствора  $\text{CuIn}_{5x}\text{Ga}_{5(1-x)}\text{Se}_8$  ( $x=0$ ; 0.3; 0.7 и 1), выращенных методом Бриджмена. Микрорентгеноспектральным анализом были отобраны образцы наиболее близкие к стехиометрическому составу. Измерение оптических функций производилось с помощью метода спектральной эллипсометрии в области энергий фотонов 0.8-4.5 эВ при температуре 300 К. Модель отражения от изотропной среды использовалась для определения комплексного функции диэлектрической проницаемости (рис.1) из спектральной зависимости поляризационных углов, характеризующих относительный коэффициент отражения [1]. Были также определены оптические функции преломления, экстинкции, поглощения и отражения при нормальном падении света. Для объяснения структуры оптических функций было использовано поведение функции диэлектрической проницаемости вблизи критических точек [2]. Из анализа экспериментальных данных было получено, что край собственного поглощения соответствует электронным переходам в критической точке типа 3D  $M_0$ , в области более высоких энергий электронные переходы происходят в критических точках типа 2D  $M_0$ . Для расчета энергии межзонного перехода, константы затухания и силы осциллятора был использован SA алгоритм случайного поиска с обучением [3]. В результате было получено хорошее согласие с экспериментальными данными на всем спектральном интервале с относительной ошибкой 1-2.5% и 2-8% для действительной и мнимой части

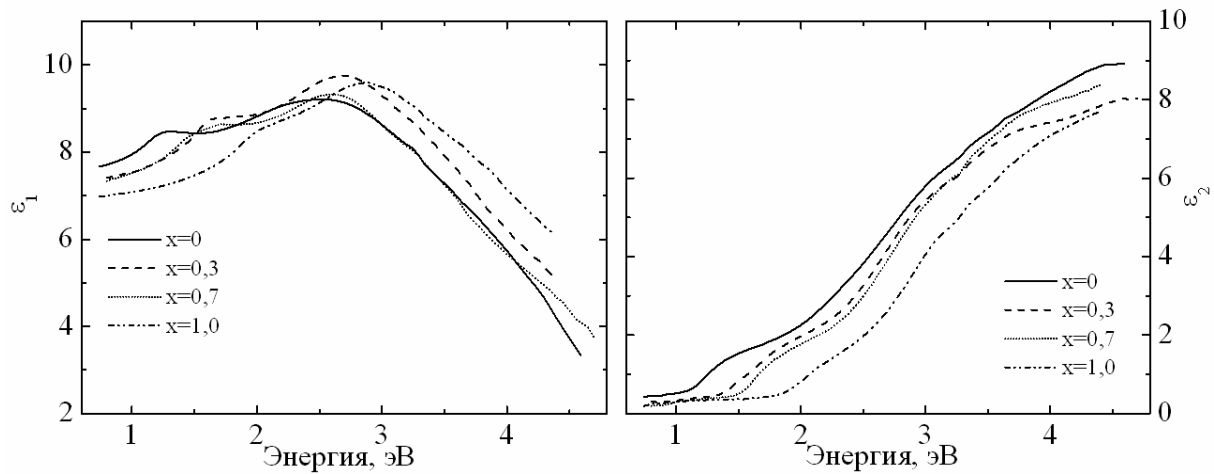


Рис. 1 Действительная ( $\epsilon_1$ ) и мнимая ( $\epsilon_2$ ) часть диэлектрической проницаемости в зависимости от энергии фотона для твердого раствора  $\text{CuIn}_{5x}\text{Ga}_{5(1-x)}\text{Se}_8$  при 300К.

### Литература

- [1] Ржанов А.В., Свиташев К.К. и др.(1979) Основы эллипсометрии. – Новосибирск: Наука, 1979.
- [2] S. Adachi. (1990) Excitonic effects in the optical spectrum of GaAs // *Phys. Rev. B* 41, p.1003.
- [3] A. Corana, M. Marchesi, C. Martini, and S. Ridella. (1987) Minimizing multimodal functions of continuous variables with the “Simulated annealing” algorithm// *ACM T.Math. Software* 13, p. 262

**Принцип Гюйгенса как основа для разработки методики измерений  
оптических свойств неоднородных сред**  
*Домкин Кирилл Иванович*<sup>5</sup>

*ассистент*

*Пензенская государственная технологическая академия, Пенза, Россия*

*E-mail: ego@sura.ru*

Известны несколько оптических эффектов, когда созданием внешних факторов в виде полей или механических воздействий можно изменять характеристики света, прошедшего через среду. Это эффекты Керра, Поккельса, Фарадея, фотоупругости, эффекты, связанные с ультразвуком. В эффектах изменяются поляризационные, энергетические характеристики света, направление распространения или длина волны (скорость света) в зоне воздействия. Общим для всех эффектов является то, что изменение характеристик света зависит как от энергетических, силовых, амплитудных параметров внешнего воздействия, соотношенности его направленности и направления распространения света, так и от свойств среды. Подобные эффекты лежат в основе методов исследования в оптике, используется для создания специализированных устройств – модуляторов, дефлекторов, позволяют упростить прогноз прочностных характеристик конструкций, и т.д.

Одной из исследуемых характеристик сред является показатель преломления  $n$ , величина которого проявляется в перечисленных эффектах, но не всегда может быть измерена с достаточной точностью. Особые трудности представляет измерение показателя преломления газов. Для этих целей применяют, как правило, интерферометрические методы [1], разработаны газовые рефрактометры, в которых измерение производится методом сравнения. Известно использование интерферометра Фабри-Перо, в объеме которого исследуемый газ может находиться под изменяемым (и измеряемым) давлением. Все эти способы требуют применения весьма дорогостоящих, высокоточных специализированных приборов и дополнительного оборудования.

Предлагается способ измерения показателя преломления газов на основе создания в исследуемом объекте температурного градиента, вектор которого перпендикулярен вектору направления распространения света.

В эксперименте, не требующем специализированного оборудования, луч лазера пропускается между двумя горизонтально расположенными параллельными пластинами, длиной  $l$  с малым расстоянием  $a$  между ними. Нижняя пластина имеет температуру  $T_1$ , а верхняя, которую можно снимать и ставить на место, нагрета до известной температуры  $T_2$ , превышающей комнатную на 150 – 250 К. после прохождения межпластинчатого пространства луч попадает на экран, находящийся на расстоянии  $L$  от пластин. Пятно от луча на экране при помещении нагретой пластины смещается вниз на расстояние  $x$  (при  $l=30$  см,  $a=2$  мм,  $L=15$  м,  $T_2 - T_1 \approx 200$  К, смещение  $x$  может достигать 20-26 см). Схема эксперимента представлена на рисунках 1 и 2.

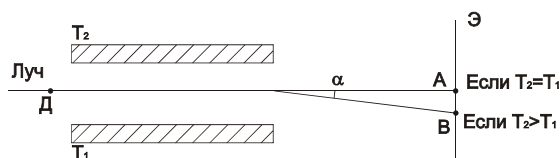


Рисунок 1

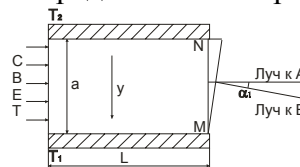


Рисунок 2

<sup>5</sup> Автор выражает признательность профессору, к.п.н. Костюнину А.В. за помощь в подготовке тезисов.

Предполагается, что используя принцип Гюйгенса, на выходе луча из пространства между пластинами можно приравнять угол  $\alpha$  между положениями волнового фронта  $MN$  и  $MK$  углу  $\alpha_1$  между изменениями направления луча на выходе в случаях отсутствия верхней пластины и ее наличия. В случае, когда температура пластин одинакова (лучше, когда она равна комнатной), или отсутствия верхней (нагретой) пластины, геометрия луча до пластин, в межпластинчатом пространстве и после выхода из него есть прямая  $DA$ . В случае, если верхняя пластина имеет более высокую температуру, чем нижняя, затруднены условия возникновения конвекционных потоков и их флуктуация между пластинами и устанавливается постоянный градиент температуры  $dT/dy$  в газе. Наблюдения подтвердили, что градиент температуры во всем межпластинчатом пространстве можно считать однородным и принять равным  $(T_2 - T_1)/a$ . Это подтверждается лишь незначительным увеличением размеров светового пятна отклоненного луча на экране.

Так как для среды постоянного состава величина  $(n-1) \sim \rho$ , где  $\rho$  - плотность, а плотность газа с ростом температуры при постоянном давлении обратно пропорциональна температуре, коэффициент преломления  $n_2$  газа минимален у верхней пластины и максимален -  $n_1$  - у нижней. Несмотря на то, что этот вывод сделан на основе известного уравнения Менделеева-Клапейрона для идеальных газов, расчетное расхождение с более точными законами, например, уравнением Ван-дер-Ваальса для воздуха при атмосферном давлении, составляет менее 0,2 %. Следовательно, скорость света у верхней пластины больше, чем вдоль нижней ( $\mathcal{G}_2 = c/n_2 > \mathcal{G}_1 = c/n_1$ ), что и приводит к тому, что на выходе фронт  $MK$  не параллелен входному и повернут по отношению к нему на угол  $\alpha$ .

Простые рассуждения приводят к системе уравнений

$$\frac{n_1 - 1}{n_2 - 1} = \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{n_1}{n_2} = \frac{l + \Delta l}{l}; \quad \alpha = \frac{\Delta l}{a} = \frac{x}{L} = \alpha_1 \quad (1)$$

Измеряемым параметром является  $n_1$ - показатель преломления газа при комнатной температуре. Решение системы уравнений (1) можно найти в виде:

$$n_1 = \left(1 + \frac{T_1}{T_2} + \frac{ax}{lL}\right) / \left(1 + \frac{T_1}{T_2}\right) \quad (2)$$

Особые сложности могут представлять равномерный нагрев всей верхней пластины до одной температуры  $T_2$  и ее измерение. Решение задачи может быть облегчено увеличенной массой (толщиной) верхней пластины и встроенными в нее двумя-четырьмя датчиками температуры, например, термисторами.

Проведенные эксперименты по измерению показателя преломления воздуха обеспечили статистическую точность для полученного значения  $(n-1)$  выше 2,5 %[2].

Представляется, что предложенный метод измерения показателя преломления газов при его совершенствовании может обеспечить большую точность и может быть использован для измерений показателя преломления, плотности, давления газов, температур плоских объектов в научных исследованиях и практике.

### Литература

1. Калитеевский Н.И. (2006) Волновая оптика. СПб.: «Лань»
2. Физические величины (1991) Справочник. М.: Энергоатомиздат.

## Моделирование манипуляции частицами различной формы с помощью оптической ловушки

*Костюхин Тимур Сергеевич*

*Студент*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: [kosttim@mail.ru](mailto:kosttim@mail.ru)

Перспективным инструментом исследования различных частиц являются оптические ловушки, с помощью которых возможно манипулировать объектами размером от нанометров до сотен микрометров [1]. В частности, большое применение такие ловушки находят в биомедицинской диагностике применительно к оптически мягким частицам, например живым клеткам [2]. Основным элементом оптической ловушки является остро сфокусированный лазерный пучок. Механизм захвата ловушкой объекта основан на взаимодействии исследуемой частицы с захватывающим лазерным излучением ловушки. Вблизи фокуса захватывающего пучка градиентная сила, действующая на частицу, превышает силу светового давления, стремящуюся унести частицу вдоль оси пучка. Таким образом, становится возможным удержание частицы около фокуса пучка. Однако из-за сложности форм исследуемых объектов достаточно сложно предсказать их движение под действием света. Длина волны лазерного излучения выбирается из условия минимума поглощения исследуемым объектом, с целью исключения тепловых эффектов. Оптимизация других параметров ловушки не всегда является простой задачей. Здесь может помочь моделирование.

В данной работе моделируется воздействие лазерного пучка в оптической ловушке на частицы различной формы и ориентации в приближении геометрической оптики. Это приближение применимо для частиц размером, много большим длины волны лазерного излучения [3]. Исходный пучок разбивается на парциальные лучи. Расчет для каждого парциального луча поводится независимо. Используя законы геометрической оптики, а также формулы Френеля, мы моделируем распространение каждого парциального луча внутри частицы. Количество внутренних переотражений луча возможно задавать в процессе работы программы. Учитывая явления отражения и преломления света на поверхности раздела двух сред - частицы и внешней среды - рассчитываем силу, действующую на объект в точке падения луча на поверхность. Суммируя все такие элементарные силы, вычисляем результирующую силу и момент силы, действующей на частицу.

Предложен алгоритм и разработана компьютерная программа, с помощью которой возможно смоделировать взаимодействие лазерного пучка и исследуемого объекта, а также сам процесс захвата частицы в реальном времени. В качестве формы частицы в программе возможно использование различных приближений. Наиболее простыми являются эллипсоид и произвольный многогранник, гранями которого имеют вид треугольников. Созданная программа позволяет проводить расчеты без ограничения количества объектов, помещенных в исследуемый объем.

В работе представлены графики зависимости силы, действующей на частицу со стороны пучка, от положения объекта относительно пучка.

### Литература

1. Ashkin A., «Acceleration and trapping of particles by radiation pressure», Phys. Rev. Lett. **24**, 156-159 (1970)
2. S.K. Mohanty, P.K. Gupta, «Transport of microscopic objects using asymmetric transverse optical gradient force», Appl. Phys. B **81**, 159–162 (2005).
3. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, «Физическая оптика», Издательство Московского Университета, М., (2004).

## Люминесценция кристаллов $\text{PbWO}_4$ , активированных ионами фтора

*Крутяк Наталия Романовна, младший научный сотрудник*

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

*E-mail: deris2002@mail.ru*

Вольфрамат свинца (PWO) используется в качестве сцинтилляционного материала в области физики высоких энергий [1]. Многочисленные исследования люминесцентных свойств PWO, проводимые в течение последних 15 лет, позволили существенно улучшить его сцинтилляционные характеристики, однако проблема повышения светового выхода кристалла до сих пор остается актуальной. В последнее время было показано, что легирование кристаллов PWO ионами фтора приводит к увеличению светового выхода и оптической прозрачности кристалла в коротковолновой области [2]. В настоящей работе исследовано влияние примесей  $\text{PbF}_2$  и  $\text{BaF}_2$  на люминесцентные свойства PWO в температурном интервале 10 - 300 К.

Кристаллы были выращены методом Чохральского во Львовском Национальном Университете и в НТК «Институт Монокристаллов» (г. Харьков). Измерения спектров люминесценции в области 200 - 900 нм, а также спектров возбуждения люминесценции и отражения в области энергий 3.7 - 40 эВ проводились на установке Superlumi, расположенной в канале синхротронного излучения позитронного накопителя DORIS III (DESY, Гамбург). Измерения проводились от поверхности свежего скола в диапазоне температур 10 – 300 К. Так же измерения люминесценции при комнатной температуре проводились на лабораторной установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. В качестве источника излучения использовалась ксеноновая лампа, регистрация спектров люминесценции проводилась с использованием спектрографа LOT-Oriel MS257. Отметим, что для этой установки известна функция спектральной чувствительности системы регистрации, что позволяет корректно раскладывать спектры люминесценции на гауссовы составляющие.

Показано, что спектр люминесценции PWO содержит синюю и зеленую компоненту. Спектр возбуждения этих полос показывает, что синяя люминесценция соответствует возбуждению собственного вещества, а зеленая – возбуждению дефектов, которая затухает с началом поглощения собственного вещества. При ЛНТ граница перераспределения компонент люминесценции от дефектной к собственной находится на краю урбаховского хвоста поглощения PWO (4.07 eV, которая соответствует коэффициенту поглощения примерно  $10^2 \text{ см}^{-1}$ ). При введении фтора в PWO может создаваться центр  $\text{WO}_3\text{F}$ , который отвечает за полосу в зеленой области свечения, а также дополнительную низкоэнергетическую полосу в спектре возбуждения вблизи края фундаментального поглощения (ФП).

Рассмотрены особенности формирования спектров возбуждения собственной и примесной люминесценции в интервале температур 10-300 К. Получены зависимости интенсивности люминесценции от температуры при различных энергиях возбуждения, соответствующих как области прямого создания экситонов так и области создания разделенных электронов и дырок. Построена модель формирования спектра возбуждения собственной и дефектной люминесценции в области края ФП в предположении существования двух локальных энергетических уровней в запрещенной зоне. Модель объясняет изменение формы спектра возбуждения собственной и дефектной люминесценции с повышением температуры на краю ФП. Показано, что смещение края урбаховского поглощения с ростом температуры приводит к ослаблению низкоэнергетического компонента возбуждения дефектной люминесценции и проявления дублета в спектре возбуждения дефектной люминесценции.

### Литература

1. Lecoq, P. (2005) Ten years of lead tungstate development, *Nucl. Instr. and Methods A* vol. 537, 15-21.
2. Liu, X., Hu, G., Feng, X., Huang, Y., and Zhang, Y. (2002) Influence of  $\text{PbF}_2$  Doping on Scintillation Properties of  $\text{PbWO}_4$  Single Crystals. *Phys. Stat. Sol. (a)* vol. 190, R1-R3.

## Моделирование искажений лазерных пучков в турбулентной атмосфере

Куликов Виктор Алексеевич, аспирант, E-mail: vkulik@mail.ru

Шмальгаузен Виктор Иванович, д.ф.-м.н., профессор, E-mail: shm@lado8.phys.msu.ru

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Важной задачей адаптивной оптики является изучение искажений вносимых при распространении излучения через турбулентную атмосферу. При распространении в фазу волны вносится случайная добавка. Обычно предполагается, что амплитуда волны не изменяется, однако метод моделирования позволяет учесть переход фазовых флуктуаций в амплитудные из-за дифракции.

Экспериментальные исследования атмосферной турбулентности[1] достаточно сложны и дорогостоящи, многие вопросы не поддаются теоретическому расчету. Поэтому общепризнанным методом исследования в этой области является метод моделирования [2,3]. В данной работе использовался метод фазовых экранов[4,5]. С целью проверки соответствия применяемой модели реальной атмосфере были получены известные зависимости дисперсии фазы и логарифма амплитуды от силы турбулентности и длины трассы. При распространении светового пучка сквозь турбулентную атмосферу была рассчитана матрица парных корреляций коэффициентов разложения фазы волнового фронта (коэффициентов Цернике), известная как матрица Нолла. Для случая распространения двух пучков под углом друг к другу, была получена зависимость матрицы парных корреляций коэффициентов Цернике от угла, которую можно использовать в задаче восстановления волнового фронта одного источника по другому. Известные датчики волнового фронта измеряют только градиенты фазы. Для минимизации ошибки при восстановлении волнового фронта по измеренным градиентам фазы используются различные методы обработки данных. В работе проведено сравнение метода наименьших квадратов (МНК), использующего лишь входные данные, и метода Байеса, учитывающего априорную статистику коэффициентов Цернике и величину шума измерений. Оценена область применимости этих методов. Методом Байеса произведено восстановление волнового фронта объекта по волновому фронту некоторого опорного источника. Получена оценка углового размера области при котором компенсация искажений этим методом дает ощутимый результат.

### Литература

1. Клиффорд С.Ф., Грачева М.Е., Гурвич А.С., Исимару А., Кашкаров С.С., Покасов В.В., Шапиро Дж., Стробен Дж., Ульрих П., Уолш Дж. Распространение лазерного пучка в атмосфере. – Мир: 1981, 414 с.
2. Кандидов В.П., Чесноков С.С., Шленов С.А., Компьютерное моделирование формирования изображения протяженного объекта в турбулентной атмосфере. Часть I// Оптика атмосферы и океана, 1998г., том 11, № 04, стр.401-405
3. Лукин В.П., Канев Ф.Ю., Коняев П.А., Фортес Б.В., Численная модель адаптивной оптической системы. Часть 1. Распространение лазерных пучков в атмосфере// Оптика атмосферы и океана, 1995г., том 8, № 03, стр.409
4. Hipper S., Hormuth F., Butler D.J., Brandner W., Henning T., Atmosphere-like turbulence generation with surface-etched phase-screens, 2006, Optical Society of America
5. Корябин А.В., Шмальгаузен В.И., Метод скользящей пространственной фильтрации для моделирования турбулентной атмосферы// Оптика атмосферы и океана, 2006г., том 19, № 10, стр.909-914

## **Многоканальный оптоволоконный датчик деформации на основе интерферометра Фабри-Перо.**

*Любинский С.И.*

*МГУ им. М.В. Ломоносова*

Целью настоящей работы является создание многоканальной оптоволоконной системы измерения деформации. Данная система будет способна обрабатывать показания одновременно с 12 датчиков, что позволит осуществлять комплексный мониторинг измеряемого объекта. Проведенный анализ показал, что в настоящее время на рынке измерительных систем и датчиков доминирующее положение продолжают занимать электронные измерительные технологии, которые предполагают преобразование измеряемого параметра в электрический сигнал и последующую его обработку. Альтернативой подобному подходу является использование волоконно-оптических систем измерения, где измеряемый параметр преобразуется в оптический сигнал, передающийся по оптоволокну. Основные преимущества оптоволоконных датчиков перед традиционными: 1 Взрыво- и пожаробезопасность 2 Не требуют электропитания (за исключением блока обработки) 3 Высокая точность и помехоустойчивость 4 Удаленность датчиков от блока обработки В создаваемой волоконно-оптической системе измерения деформации, датчиком служит интерферометр Фабри-Перо, образованный торцами волокон. Такие датчики со спектральным кодированием наиболее перспективны с точки зрения внедрения их в промышленность благодаря устойчивости к влиянию различных паразитных параметров: дрейфа мощности излучения источника, неконтролируемых потерь мощности в волокне, потерь при стыковке волокна с помощью коннекторов и пр. Кроме того, датчики этого типа позволяют проводить измерения абсолютных, а не относительных величин. На сегодняшний день данная система уже разработана и проведены испытания. Исходя из опытных данных эксперимента была получена следующая информация о точности измеряемой величины:

- Разрешающая способность:  $- 10^{-3} \%$
- Диапазон измеряемых относительных деформаций: до 1%



## **Исследование экситонов в монокристаллических пленках гадолиний-галлиевого граната.**

**Лякишева Ирина Борисовна**

*Аспирант*

*Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва,  
Россия*

*E-mail: [ilyakisheva@gmail.com](mailto:ilyakisheva@gmail.com)*

**Колобанов Виталий Николаевич**

*Старший научный сотрудник*

*Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва,  
Россия*

*E-mail: [vkolobanov@yandex.ru](mailto:vkolobanov@yandex.ru)*

Монокристаллические пленки (МКП) на основе  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (GGG) рассматриваются как перспективные материалы для использования в радиографии с применением нейтронного и рентгеновского излучений [1]. Высокоинформативным источником для исследования спектрально-люминесцентных свойств этих материалов является использование синхротронного излучения (СИ). Существенный прогресс в изучении экситонов в гранатах и перовскитах был связан, прежде всего, с использованием высококачественных монокристаллических пленок, выращенных на ориентированной подложке кристалла [2].

Исследование спектров поглощения и возбуждения люминесценции в легированных и нелегированных МКП на основе GGG, выращенных методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава, показало, что:

- в спектре поглощения наблюдаются два пика, которые ростом температуры смещаются в низкоэнергетичную область, уменьшаются по амплитуде и уширяются, что позволяет связать их с экситонами на краю области фундаментального поглощения;
- удаление переходного поверхностного слоя МКП приводит к увеличению амплитуды низкоэнергетичного пика, связанного с экситонами;
- пики в спектре поглощения, связанные с экситонами, соответствуют спаду интенсивности возбуждения люминесценции;
- ширина запрещенной зоны, определенная по началу роста поглощения на высокоэнергетическом спаде экситонного пика, для МКП GGG составляет 7.5 эВ при ЛНТ и 7,7 эВ при RT [3].

---

1. V. Kolobanov, V. Mikhailin, N. Petrovnin, D. Spassky, Y. Zorenko, Exciton creation in  $LuAlO_3$  single crystalline film, phys stat. sol. (b) 243, No.8, R60-R62 (2006)/DOI 10.1002/pssb.200642211

2. Н.В. Васильева, В.В. Рандошкин, В.Н. Колобанов, Е.Б. Крюкова, В.В. Михайлин, Н.Н. Петровнин, В.Г. Плотниченко, Ю.Н. Пырков, Д.А. Спасский, Н.Н. Сысоев. Спектрально-люминесцентные свойства эпитаксиальных пленок гадолиний-галлиевого граната, легированного тербием. ФТТ, 2007, т. 49, № 3, с. 460-464.

3. V. Kolobanov, V. Mikhailin, N. Petrovnin, D. Spassky, V. Randoshkin, N. Vasilyeva. VUV-spectroscopy of GGG single crystalline films. DESY annual report 2006, part 1, p.781-782.

## Стратегическая оценка возможностей и путей развития оптического оборудования с разрешением в единицы нанометров

Мезрин Виктор Евгеньевич, Яминский Игорь Владимирович,  
Яминский Дмитрий Игоревич

студент

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: mezrinv@rambler.ru

История развития измерительного оборудования насчитывает тысячи лет. Одними из первых появились оптические инструменты. Более ста лет общепринятым критерием для оценки минимальных размеров объектов, изучаемых оптическими методами, является критерий Релея. При его создании лорд Релей ориентировался на чувствительность человеческого глаза, а именно, возможность обнаружить различие в интенсивности двух объектов на уровне 0.7-0.8.

В начале 21 века был совершен прорыв в развитии оптических инструментов – была разработана технология, позволяющие использовать их для исследования объектов с характерным размером меньше длины волны оптического излучения. В основе данного метода лежит использование современных высокоточных цифровых фоточувствительных матриц.

Оптические методы изучения объектов обладают существенными отличиями от других методов (СЗМ, Электронные микроскопы и т.д.) и одним из главных является мягкое воздействие прибора на объект, которое не приводит к изменению или разрушению структуры объекта. Данное свойство крайне важно для исследования высокомолекулярных структур, таких как биологические объекты, полимерные комплексы и другие нанобъекты.

В процессе работы нами был проведен детальный анализ современных приборов с разрешением в единицы нанометров и лучше. В результате был получен вывод о перспективах развития такого оборудования и оптических инструментов в частности. Развитие измерительной техники будет происходить по пути объединения приборов на базе различных технологий в единые измерительные комплексы. На данный момент созданы комплексы, объединяющие такие технологии, как сканирующая зондовая микроскопия (например FemtoScan), конфокальная микроскопия, спектральные измерения и т.д. В перспективе произойдет слияние высокоточных оптических и других методик в одном комплексе, что существенно повысит функциональность комплексов и удобство работы с ними.

Также на данный момент созданы опытные образцы высокоточных оптических инструментов и ведется их интенсивная доработка. Исходя из технологий, используемых в этих приборах, массовый выпуск сейчас тормозится лишь дороговизной необходимых цифровых матриц и немногочисленностью соответствующего программного обеспечения (например FemtoScan Online). Ориентировочно данные приборы могут появиться на рынке уже через несколько лет.

Если говорить непосредственно о самой технологии, то основной объем работ предстоит провести в области доработки соответствующего программного обеспечения и обеспечении контроля протекания эксперимента. В ходе работ должны быть решены такие задачи, как создание интеллектуальной системы поправок на температурный дрейф объектов и другие воздействия, слежением за относительным перемещением объектов, обеспечение непрерывности и автоматизации контроля хода эксперимента и др. Эти особенности особенно важны для длительных биологических экспериментов.

### Литература

1. Imaging Intracellular Fluorescent Proteins at Nanometer Resolution, Eric Betzig, George H. Patterson Science 2006, 15 September.

## Исследование спектральных свойств новых теллуридных стекол $\text{PbCl}_2(\text{Br}_2)\text{-PbO-TeO}_2$ для волоконной оптики.

Попова Н.В.<sup>6</sup>, \*\*Гришин И.А., \*Колташев В.В., \*Крюкова Е.Б.

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*

*\*Научный центр волоконной оптики Российской Академии наук*

*\*\*Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского*

Теллуридные стекла, обладающие интенсивным спонтанным спектром КР, являются перспективным материалом для волоконных ВКР лазеров. Исследованы теллуридные стекла новых составов  $\text{PbCl}_2\text{-PbO-TeO}_2$  и  $\text{PbBr}_2\text{-PbO-TeO}_2$ . Измерены и проанализированы спектры пропускания в ИК и УФ диапазонах, спектры комбинационного рассеяния (КР), проведены квантовохимическое моделирование структуры сетки стекол и расчеты спектров КР на характерных структурных группах.

1. Добавка хлоридов значительно расширяет области стеклообразования теллуридных стекол по сравнению с чисто оксидными теллуридными стеклами, такими как:  $\text{BaO-TeO}_2$ ,  $\text{PbO-TeO}_2$ ,  $\text{WO}_3\text{-TeO}_2$ ,  $\text{MoO}_3\text{-TeO}_2$ ,  $\text{ZnO-TeO}_2$ .

2. Области прозрачности  $\text{PbCl}_2(\text{Br}_2)\text{-PbO-TeO}_2$  стекол лежат в диапазоне от 400 нм до 6.5 мкм, причем эта область значительно шире, чем у чисто оксидных теллуридных стекол. При добавлении хлорида (бромид) свинца коротковолновая граница пропускания двухкомпонентных стекол  $\text{PbO-TeO}_2$  сдвигается в коротковолновую область. По сравнению с бинарными оксидными системами ( $\text{BaO-TeO}_2$ ,  $\text{PbO-TeO}_2$ ,  $\text{WO}_3\text{-TeO}_2$ ,  $\text{MoO}_3\text{-TeO}_2$ ,  $\text{ZnO-TeO}_2$ ) новые стекла более прозрачны в среднем ИК диапазоне спектра (длинноволновый край пропускания). Граница пропускания смещается с 5-6 до 6.4-6.5 мкм.

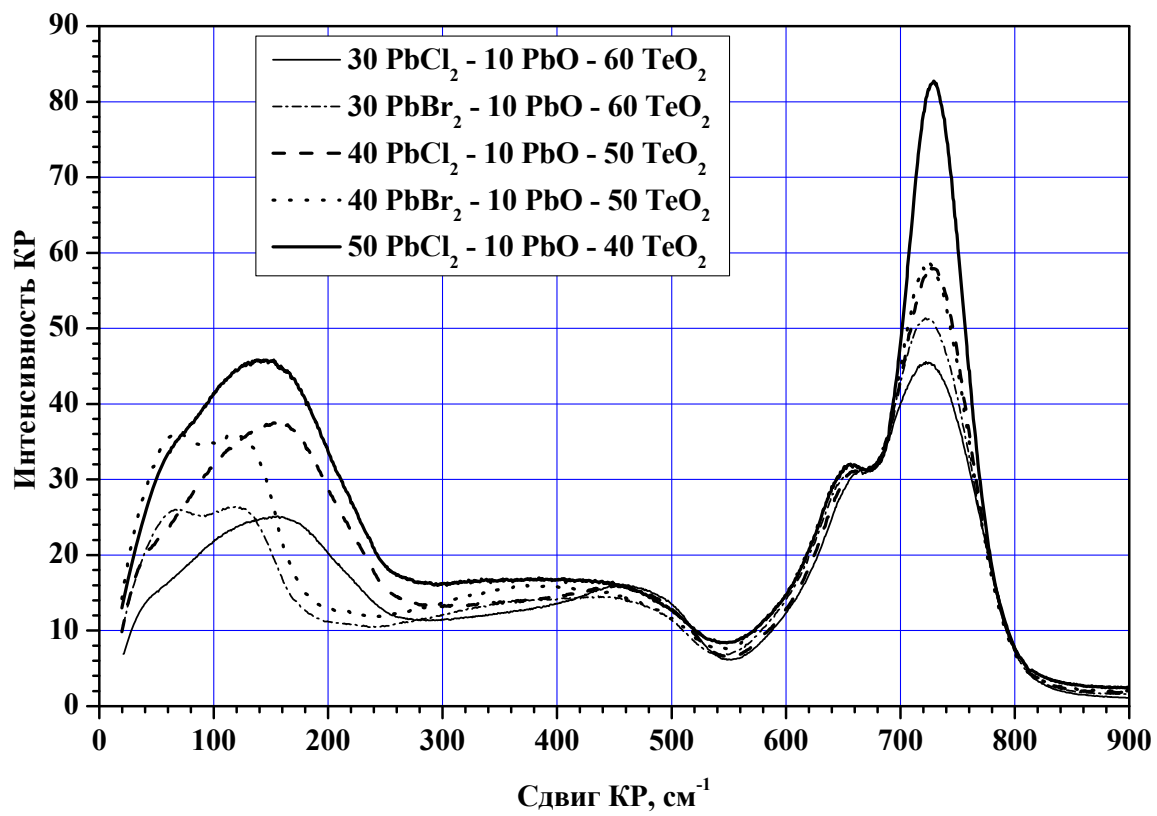
3. Спектры КР стекол с различным содержанием оксидов и хлоридов (бромидов). Было замечено, что при содержании оксида и хлорида свинца в сумме на уровне 40 мол. % в спектре КР значительно усиливается узкая компонента (с шириной 50  $\text{см}^{-1}$  на полувысоте) с максимумом вблизи 730  $\text{см}^{-1}$ , достигая интенсивности в 80 "единиц  $\text{SiO}_2$ ".

4. Для интерпретации спектров КР барий-оксид-хлорид-теллуридных стекол были проведены квантовохимическое моделирование структуры сетки стекол и расчеты КР на характерных структурных группах.

Квантовохимическое моделирование структуры свинец-оксид-хлорид(бромид)-теллуридных стекол показывает, что в данных стеклах образуются в основном центры  $\text{O}_2\text{Te=O}$ , которые дают основной вклад в полосу КР на 730  $\text{см}^{-1}$ .

---

<sup>6</sup> E-mail: tonatalya@gmail.ru



## Исследование люминесцентных свойств монокристалла $ZnMoO_4$

Савон Александр Евгеньевич

Студент

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: [savon1986@mail.ru](mailto:savon1986@mail.ru)

Кристаллы молибдатов в последнее время привлекают внимание благодаря возможности их использования в качестве детекторов двойного безнейтринного бета распада  $(0\nu) 2\beta$  [1,2]. Преимуществом  $^{100}Mo$  является высокая энергия перехода для данного процесса  $Q_{2\beta}=3035$  кэВ. Согласно теоретическим расчетам, период полураспада изотопа  $^{100}Mo$  в процессе  $(0\nu) 2\beta$  составляет более  $4.6 \cdot 10^{23}$  лет [3]. К настоящему времени наиболее исследованными с точки зрения люминесцентных свойств являются кристаллы молибдатов со структурным типом шеелита [4]. Недостатком этих кристаллов является наличие неустраняемого фона радиоактивных изотопов катиона. Этого недостатка нет у молибдатов с легкими катионами, например, у молибдата цинка. Люминесценция  $ZnMoO_4$  практически не изучена, исследования люминесценции проводились только для кристаллов небольших размеров  $\sim 1\text{мм}^3$ , полученных методом спонтанной кристаллизации [5]. В данной работе представлены результаты исследования люминесцентных свойств объемных монокристаллов  $ZnMoO_4$ , выращенных методом Чохральского. Исследование объемных кристаллов представляет практический интерес, поскольку именно сцинтилляционные элементы больших размеров требуются для их применения.

Были измерены спектры люминесценции в области 200-800 нм, а также спектры возбуждения люминесценции и отражения в области энергий фотонов 3.7 – 25 эВ на установке Superlumi (DESY, Германия) [6] Измерения проводились в температурном диапазоне 8-300 К. Также измерения спектров люминесценции при комнатной температуре проводились на лабораторной установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. Для регистрации спектров люминесценции использовался спектрограф LOT - Oriel MS-257. Полученные спектры нормировались на аппаратную функцию установки. Измерения спектра термлюминесценции были проведены на установке, расположенной в университете Клода Бернара (Леон, Франция). В качестве источника возбуждения использовалась рентгеновская трубка. Монокристаллы  $ZnMoO_4$  диаметром 10-30 мм и 15-40 мм в длину были выращены методом Чохральского в институте Общей Физики им. А. М. Прохорова РАН.

Люминесценция  $ZnMoO_4$  представляет собой широкую элементарную полосу с максимумом интенсивности на 2.12 эВ при 300 К и вызвана свечением автолокализованного экситона на  $MoO_4^{2-}$ -комплексе. Наблюдалось температурное тушение люминесценции при  $T > 110$  К с энергией активации процесса 118 мэВ (рис. 1). При понижении температуры от 110 до 10 К наблюдается уменьшение выхода люминесценции, что указывает на существование ловушек, препятствующих рекомбинации электронов и дырок на центрах свечения при низких температурах.

Роль ловушек была изучена методом термлюминесценции. Образец  $ZnMoO_4$  был охлажден до температуры  $T = 20\text{К}$ . В течение 510 секунд он облучался рентгеновским излучением (рис. 2). После окончания возбуждения наблюдалась фосфоресценция образца. При  $t=900\text{с}$  начался линейный нагрев образца со скоростью  $T = 0,172\text{К/с}$ . Был получен пик ТСЛ неэлементарной формы с максимумом при температуре 55К. В соответствии с моделью кинетики первого порядка была проведена аппроксимация пика ТСЛ в предположении существования двух типов ловушек.

С помощью модели приповерхностных потерь был рассчитан объемный квантовый выход, получена средняя длина диффузии экситонов в кристалле. Также представлена кинетическая модель, описывающая роль ловушек в процессе переноса энергии на центры свечения.

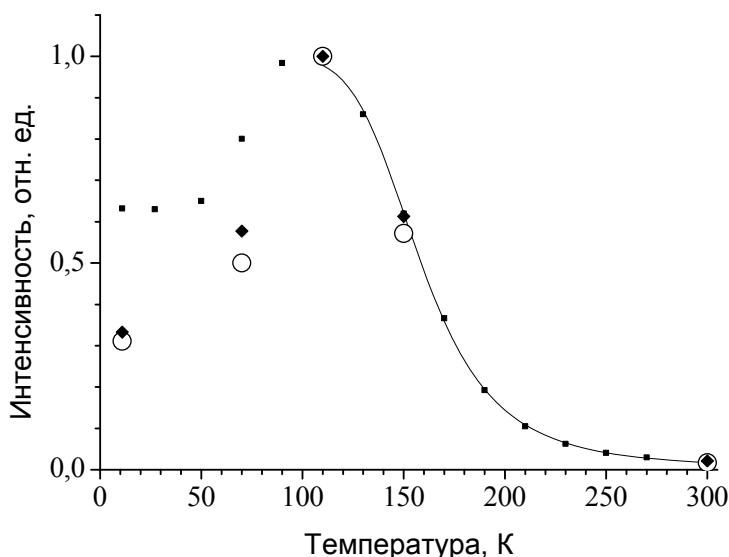


Рисунок 1. Температурная зависимость интенсивности собственной люминесценции  $ZnMoO_4$  для разных энергий возбуждения: 6.5 эВ (квадраты), 10 эВ (окружности) и 15 эВ (ромбы). Сплошная кривая представляет моделирование процесса температурного тушения люминесценции с использованием формулы Мотта.

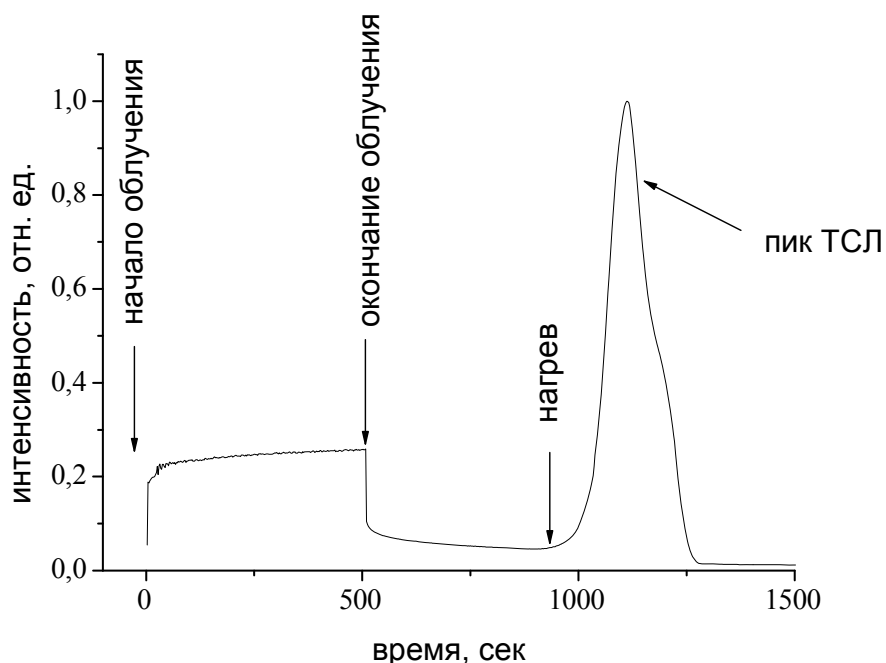


Рисунок 2. Зависимость интенсивности собственной люминесценции  $ZnMoO_4$  от времени облучения и нагрева образца.

#### Литература

- [1] A.N. Annenkov, O.A. Buzanov, F.A. Danevich et al., *NIM A* 584 (2008) 334.
- [2] S. Pirro, S. Capelli, M. Pavan et al., <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0510074v1>
- [3] R. Arnold, et al., *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 182302.
- [4] Kitaeva I.V., Kolobanov V.N., Mikhailin V.V., et al, Proc. of the 8<sup>th</sup> Int. Conf. Inorg. Scint.(SCINT 2005), September 19-23, 2005, Alushta, Ukraine, p. 44 - 47
- [5] Mikhailik, V.B., Kraus, H., Wahl D. et al., *Nucl. Instr. Meth.. A* 562 (2006) 513.
- [6] Zimmerer, G. *Radiation Measurements V.* 42, Iss. 4-5 (2007) 859

# Распространение волновых пучков в резонаторе, содержащем слой метаматериала с отрицательным показателем преломления<sup>7</sup>

Сапарина Дарья Олеговна<sup>8</sup>  
студентка

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

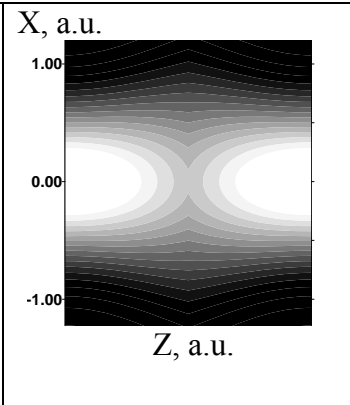
E-mail: dsaparina@gmail.com

Распространение плоских электромагнитных волн в средах с отрицательным показателем преломления впервые было теоретически описано В. Веселаго в 1967 г. [1], однако интенсивные исследования начались в начале этого века после создания таких материалов сначала в микроволновом [2,3], а затем и в оптическом [4] диапазоне волн. Такие материалы обладают рядом необычных свойств (групповая и фазовая скорости антипараллельны, плоский слой может фокусировать расходящийся волновой пучок), что делает возможным создание устройств, обладающих принципиально новыми свойствами. В частности, в слоистых структурах возможно квазиволноводное распространение пучков [5], а в резонаторах такие слои могут использоваться для управления дифракцией [6,7].

В данной работе рассматривается распространение пучка в резонаторе, заполненном слоистым материалом с модуляцией знака показателя преломления. Изменение знака показателя преломления дает возможность компенсации дифракционного расплывания и фазового набега. Получены аналитические соотношения между параметрами резонатора (толщинами слоев, их показателями преломления и радиусами кривизны зеркал), при которых возможно возбуждение локализованной пространственной моды в виде гауссова пучка:

$$\frac{l_{\text{right}}}{n_{\text{right}}} = \frac{l_{\text{left}}}{|n_{\text{left}}|}, \quad \frac{R_{1(\text{right})}}{n_{\text{right}}} = \left| \frac{R_{2(\text{left})}}{n_{\text{left}}} \right|$$

На графике изображено распределение интенсивности в резонаторе с параметрами, удовлетворяющими полученным выше условиям. Доказано, что полученное соотношение можно обобщить на случай пучков с любым поперечным распределением амплитуды, что является принципиально новым свойством, отличающим резонатор, содержащий слой среды с отрицательным показателем преломления, от других резонаторов. Проведенное численное моделирование подтвердило полученные аналитические результаты.



## Литература

1. Веселаго В.Г. УФН, 92, вып.3 (1967)
2. S.G. Parazzoli, R. B. Greegor, K. Li et al, Phys.Rev.Let. 90, No.10 (2003)
3. P.V. Parimi, W.T. Lu, P. Vodo et al, Phys.Rev.Let. 92, No.12 (2004)
4. V. Shalaev, W. Cai, U.K. Chettiar et al, *Optics Letters* **30**, No. 24 (2005)
5. Н.О. Панфилова, Д.О. Сапарина, А.П. Сухоруков, *Известия РАН сер. физ.* **70**. №

<sup>7</sup> Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных при поддержке проектов «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801 и Фонда «Династия»

<sup>8</sup> Автор выражает признательность научному руководителю профессору, д. ф.-м. н. Сухорукову А.П.

12. C. 1722 (2006)

6. P. Tassin, G. Van der Sandel, I. Veretennicoff et al, *Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter* (2005)

7. N. Engheta, IEEE, vol. 1, (2002)



## Лазерная селективная спектроскопия бесфононных линий $F_3^+$ и $N_1$ центров окраски в кристаллах LiF.

**Фёдоров Антон Владимирович**

*Студент*

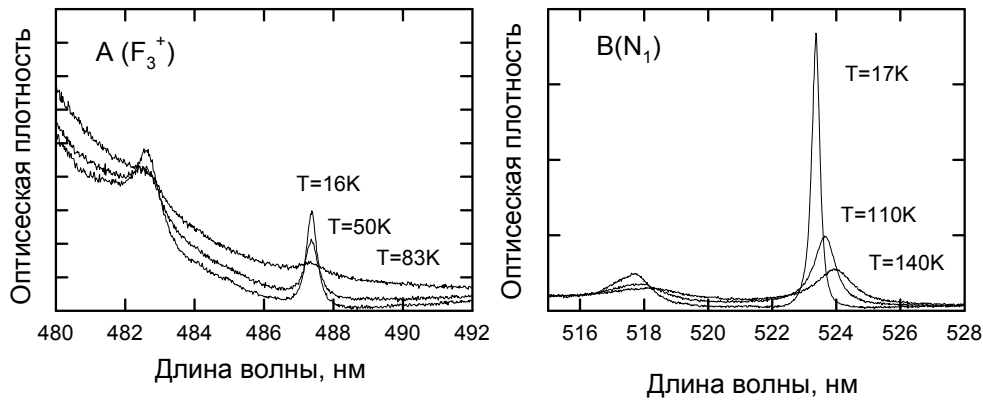
*Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, Россия*

*E-mail: [af7@list.ru](mailto:af7@list.ru)*

Спектральное выжигание провалов в неоднородно уширенном контуре поглощения является мощным спектроскопическим методом исследования примесных центров [см для примера (Rebane, 2002; Riesen, 2006) и ссылки в них]. Кроме того, этот метод имеет потенциал для практического использования в квантовой электронике. Примерами областей применения спектрального выжигания провалов в первую очередь могут являться: стабилизация частоты генерации лазерного излучения; оптическая запись и хранение информации; параллельная оптическая обработка сигналов. Несмотря на тот факт, что кристаллы LiF с Центрами Окраски (ЦО) являются одними из самых распространенных кристаллов с ЦО, используемыми в квантовой электронике (в том числе в качестве пассивных модуляторов добротности и активных элементов лазеров), существует всего три статьи по исследованию спектрального выжигания провалов в этих кристаллах. Целью данной работы было определение констант нелинейной электрон-фононной связи, определяющих спектральное уширение бесфононной линии (БФЛ) агрегатных  $F_3^+$  (488 нм) и  $N_1$  (523 нм) ЦО в кристаллах LiF, а также возможность спектрального выжигания провалов в БФЛ этих центров под действием наносекундных импульсов лазерного излучения. Кроме того, в литературе до сих пор сохраняется различие в трактовках структуры  $N_1$  ЦО, поэтому одной из целей работы было определение эффективного заряда данного центра.

Для приготовления образцов с ЦО кристаллы LiF были облучены  $\gamma$  излучением при комнатной температуре ( $T = 300$  К) от источника  $^{60}\text{Co}$  с дозой  $10^8$  рад. Данная технология приготовления кристаллов с ЦО является типичной для приготовления активных элементов перестраиваемых лазеров на  $F_2^-$  ЦО, работающих при комнатной температуре. Коэффициенты поглощения в  $F_2^-$  и  $N$  ЦО, измеренные при комнатной температуре, равнялись 0.8 и  $63 \text{ см}^{-1}$  соответственно.

Целью первоначальных экспериментов было определение температурной зависимости спектральной ширины БФЛ, для определения диапазона температур, в котором неоднородное уширение будет преобладающим. Кроме того, определение механизма поведения однородного уширения позволило прогнозировать значение однородного уширения в область более низких температур. В результате измерения спектров поглощения в диапазоне температур 14К-300К была определена неоднородное уширение ЦО в исследуемых образцах, которое равнялось 15 и  $10 \text{ см}^{-1}$  для  $F_3^+$  и  $N_1$  ЦО. Однородное уширение бесфононных линий становилось преобладающим при температурах, превышающих 40К и 50К для  $F_3^+$  и  $N_1$  ЦО. Согласно модели линейной электрон-фононной связи в колебательных системах по мере увеличения температуры интенсивность БФЛ резко падает относительно фононного крыла спектра поглощения/люминесценции. В наших измерениях БФЛ  $F_3^+$  ЦО наблюдались примерно до температуры 120К, в то время как для  $N_1$  ЦО БФЛ наблюдалась до 200К. Данное



различие обуславливается большей константой линейной связи в случае  $F_3^+$  ЦО. Кроме того, в экспериментах обнаружено аномально большой температурный сдвиг БФЛ в  $N_1$  ЦО. Для анализа температурной зависимости поведения БФЛ мы использовали динамическую теорию, учитывающую квадратичное электрон-фононное взаимодействие. Данная теория без использования метода возмущения была представлена в работах (Осадько, 2000). Согласно данной теории ширина ( $\Delta\nu$ ) и температурный сдвиг ( $\delta\nu$ ) БФЛ определяется уравнениями:

Рис.1 Спектры поглощения  $F_3^+$  (А) и  $N_1$  (В) ЦО, измеренные при разных температурах

$$\Delta\nu = W^2/\pi^2 \int d\omega \cdot n(\omega)[n(\omega) + 1] \cdot \Gamma(\omega)^2 \quad \delta\nu = W/2\pi^2 \int d\omega \cdot n(\omega) \cdot \Gamma(\omega)$$

где  $n(\omega, T)$  Бозе фактор равный  $n(\omega, T) = [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}$ ,  $W$  – безразмерная константа квадратичного взаимодействия,  $\Gamma(\omega)$  спектральная функция плотности фононных состояний. В работе проводился анализ модели как на основе взаимодействия с акустическими фононами, так и на основе модели взаимодействия с квазилокальным колебанием. В пределах экспериментальной ошибки температурное уширение бесфононных линий можно описать взаимодействием с эффективным оптическим фононом с эффективной частотой совпадающей с частотой колебания найденной из спектров поглощения, которая равнялась  $202 \text{ см}^{-1}$  и  $205 \text{ см}^{-1}$  для  $F_3^+$  и  $N_1$  ЦО соответственно. Рассчитанная константа квадратичного взаимодействия для  $N_1$  ЦО равнялась  $W=0.25$ , кроме того, в работе удалось получить значения определяющее время жизни локальных колебаний для  $N_1$  и  $F_3^+$  ЦО.

В работе также исследовалось возможность спектрального выжигания провалов в БФЛ под действием мощного перестраиваемого лазерного излучения с длительностью 6 нс со спектральной шириной  $0,2 \text{ см}^{-1}$ . Ширина спектральных провалов полученных в бесфононных линиях при воздействии лазерным излучением при  $T=15\text{K}$  равнялась  $\Delta\lambda_{\text{hole}}=0.18 \text{ нм}$  и  $0.23 \text{ нм}$  для  $F_3^+$  и  $N_1$  ЦО соответственно. Сравнение глубины спектральных провалов  $N_1$  ЦО с результатами, полученными для положительных нейтральных и отрицательно заряженных агрегатных ЦО позволило однозначно определить эффективный заряд  $N_1$  ЦО как положительный. Это позволило сделать предположение, что данный центр является изомером  $F_3^{+*}$  ЦО.

В работе методами классической и селективной лазерной спектроскопии определены константы линейного и квадратичного электрон-фононного взаимодействия

$F_3^+$  и  $N_1$  ЦО в кристалле LiF. Обнаружено аномально большое температурное смещение в  $N_1$  ЦО. Впервые продемонстрировано спектральное выжигание провалов  $F_3^+$  и  $N_1$  ЦО. В результате экспериментов по спектральному выжиганию провалов предложена модель для  $N_1$  ЦО.

### Литература

1. Karl K. Rebane (2002) Purely electronic zero-phonon line as the foundation stone for high resolution matrixspectroscopy, single impurity molecule spectroscopy, persistent spectral hole burning// Journal of Luminescence 100, 219–232
2. Hans Riesen (2006) Hole-burning spectroscopy of coordination compounds// Coordination Chemistry Reviews 250 1737–1754
3. И.С. Осадько (2000) Селективная спектроскопия одиночных молекул// Москва ФИЗМАТЛИТ

**Фурье-спектрометр**  
**Храмов Василий Александрович**  
Студент 5 курса

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: [vasilykhramov@gmail.com](mailto:vasilykhramov@gmail.com)

Со времен Ньютона оптическая спектроскопия всегда была одним из самых информативных методов исследования вещества. Принципы построения спектральных приборов до середины 20 века практически не менялись. Большинство приборов традиционно строили по одной и той же схеме: излучение фокусируется на входную щель прибора, прошедшее излучение параллельным пучком направляется на диспергирующий элемент (призма, дифракционная решетка) и после фокусировки на выходной щели излучение регистрируется каким-либо приемником излучения.

Во второй половине 20 века началось бурное развитие интерференционной спектроскопии с преобразованием Фурье. Широкое распространение этого метода определилось развитием вычислительной техники, поскольку вычислительная машина является необходимым элементом современного Фурье-спектрометра. Такие спектрометры обеспечили резкое повышение спектрального разрешения, информативности и скорости получения информации по сравнению с другими оптическими спектрометрами.

Наиболее популярной схемой спектрометра является схема с использованием интерферометра Майкельсона. Но она имеет ряд недостатков, таких как подвижные элементы, большие плечи, а значит большой размер спектрометра и высокая подверженность вибровоздействиям. Нами было разработано принципиально иное техническое решение спектрометра на основе двулучепреломляющего клина (рис. 1). Принцип работы

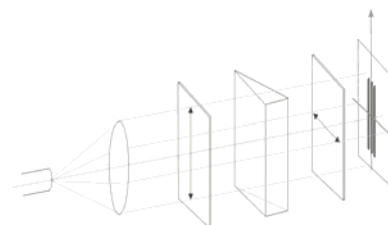


Рис.1

состоит в следующем: регистрируемое излучение с помощью линзы падает на поляризатор, а затем на клин из двулучепреломляющего кристалла, например исландского шпата. Такой клин является элементом с переменной оптической задержкой. Прошедшее через анализатор излучение создает на матрице интерференционную картину. Благодаря обработке интерферограммы с помощью быстрого преобразования Фурье (FFT) можно найти спектральные характеристики входного излучения.

Одним из практически важных применений спектроанализатора являются измерительные системы, в частности оптоволоконные. Изменением внешних параметров сигнал, прошедший или отраженный от чувствительного элемента, приобретает фазовую модуляцию. Обычно чувствительный элемент выполнен в виде интерферометра Фабри-Перо, база которого зависит от давления, температуры, деформации. Клин является ключевым элементом автокорреляционной схемы с переменной задержкой и позволяет перевести величину базы интерферометра в координаты угла. Проведенные экспериментальные исследования подтвердили работоспособность спектрометра, а также разрешающую способность порядка  $R = \delta\lambda/\lambda \sim 10^{-3}$ . Благодаря методу широкополосной интерферометрии и разработанному нами алгоритму обработки фазовых характеристик преобразованного сигнала при использовании источника с известными спектральными характеристиками достигается точность измерения оптоволоконного датчика порядка  $10^{-5}$ .

### Литература

1. М.В. Тонков «Фурье-спектроскопия – максимум информации за минимум времени»/ Соросовский образовательный ж.-л. Том 7, №1, 2001
2. А.Н. Соколов, В.А. Яцеев, Lightwave Russian Edition, №4, 42-45, (2006)

3. *Н.Я. Молотков, А.А. Егоров* «Кристаллооптические явления и их моделирование в диапазоне сверхвысоких частот»/ Тамбов, изд-во ТГТУ, 2004

# ВУФ спектроскопия кристаллов $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ активированных ионом $\text{Ce}^{3+}$ <sup>1</sup>

Шапочкин Григорий Михайлович<sup>2</sup>

Аспирант

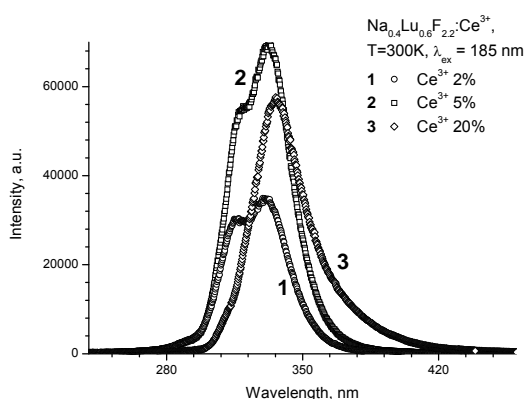
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: [shapgrim@yandex.ru](mailto:shapgrim@yandex.ru)

Соединения  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}$  активированные ионом  $\text{Ce}^{3+}$  представляют интерес в качестве перспективных люминесцентных материалов с точки зрения их возможного применения в качестве активных сред твердотельных лазеров. В связи с этим актуально исследование широкозонных фторидных матриц, активированных ионами  $\text{Ce}^{3+}$ , обеспечивающих эффективную и быструю люминесценцию.

Эксперименты по измерению спектров отражения, возбуждения люминесценции, свечения и кинетики затухания свечения кристаллов  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ ,  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}(2\%, 5\%, 20\%)$  были проведены на установке SUPERLUMI (HASYLAB, Hamburg, Germany) под воздействием возбуждающих импульсов синхротронного излучения накопителя DORIS в диапазоне 60-320 нм, при температурах 10К и 300К. Так же часть измерений по ВУФ спектроскопии данных материалов в диапазоне 155-320 нм была выполнена на установке кафедры оптики и спектроскопии физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова.

Люминесценция исследуемой серии  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}(2\%, 5\%, 20\%)$  при  $T=300\text{K}$  представлена на рисунке. Из графиков видно, что спектры имеют две линии на 315нм и



330 нм, благодаря  $5d \rightarrow 4f$  переходам в ионах  $\text{Ce}^{3+}$ . С повышением концентрации  $\text{Ce}^{3+}$  от 2% до 5% происходит возрастание выхода люминесценции длинноволновой компоненты и перераспределение интенсивности между линиями дублета в пользу длинноволновой компоненты. При повышении концентрации  $\text{Ce}^{3+}$  от 5% до 20% происходит общий спад выхода люминесценции с доминированием длинноволновой компоненты.

У  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}^{3+}(20\%)$  наблюдается концентрационное тушение, с практически полным исчезновением коротковолновой компоненты дублета. При 10К  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}^{3+}(20\%)$  светит более интенсивно. По результатам измерений спектров возбуждения люминесценции длинноволновой компоненты свечения и спектров отражения  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}^{3+}(5\%)$ , удалось оценить ширину запрещенной зоны  $E_g$  соединения  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}^{3+}$  в 10,5 eV. Поведение кинетик говорит о прямом возбуждении центров  $\text{Ce}^{3+}$  в области до 7 эВ. При более высоких энергиях как в области прозрачности, так и в области фундаментального поглощения передача энергии на центры  $\text{Ce}^{3+}$  происходит медленно. Передача энергии на  $\text{Ce}^{3+}$  через кристаллическую матрицу крайне неэффективна.

## Литература

1. D.J. Ehrlich, P.F. Moulton, and R.M. Osgood Jr., Opt. Lett. 4, 184 (1979).
2. N.Yu. Kirikova et al., J. Luminescence 110, 135 (2004).

<sup>1</sup> Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках Российско-Германского гранта (грант № 436 RUS 113/437).

<sup>2</sup> Автор выражает признательность д.ф.-м.н., профессору, заведующему кафедрой оптики и спектроскопии физического факультета МГУ Михайлину В.В. за помощь в подготовке тезисов.

**Исследование люминесценции молибдатов  $\text{AgLa}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$   
( $x=0,1; 0,2; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9$  и 1)**

**Яковлев В.Г.\*, Михайлин В.В. \*\*, Романенко А.Ю.\*\*\***

\*Аспирант, \*\*доктор физ.-мат. наук, профессор, \*\*\*научный сотрудник  
МГУ им. М.В. Ломоносова, E-mail: vadim1437@mail.ru

Двойные молибдаты, активированные ионами редкоземельных элементов, представляют большой интерес для научных исследований в связи с их дальнейшим применением в качестве высокоэффективных ярких люминофоров с высокой цветопередачей. Подобные кристаллические молибдатные люминофоры хорошо известны в качестве материалов для люминесцентных ламп, активных сред лазеров, люминесцентных экранов и др. [1]. Возможность варьирования катионного состава кристаллической решетки двойных молибдатов  $MR(\text{MoO}_4)_2$  ( $M$  – одновалентный элемент,  $R$  – РЗЭ) позволяет получать люминофоры со свечением в широкой области длин волн. Кроме того, внедрение в кристаллическую решетку редкоземельных элементов также может быть использовано для исследования строения матрицы кристалла [2]. Представляет интерес исследовать в качестве матриц для легирования ионами редкоземельных элементов порошкообразные кристаллы различных составов [3] с целью получения нового класса люминофоров, отличающихся по своим свойствам от монокристаллических люминофоров. Исследована люминесценция твердых растворов двойных молибдатов  $\text{AgLa}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$  ( $x=0,1; 0,2; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9$  и 1) при лазерном возбуждении ( $\lambda_{\text{возб.}} = 337,1$  нм). Центрами свечения во всех соединениях служили ионы  $\text{Eu}^{3+}$ , обладающие интенсивной красной люминесценцией. Во всех спектрах явно выделяются три полосы, характерных для переходов в 4f-конфигурации иона  $\text{Eu}^{3+}$  с возбужденного метастабильного состояния  ${}^5D_0$  на компоненты мультиплетов  ${}^7F_J$  ( $J = 0, 1, 2, 3, 4$ ): 588 – 600 нм ( ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ ), 610 – 630 нм ( ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ ), 681 – 710 нм ( ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_4$ ). Еще 2 полосы проявляются слабо: 579 – 581 нм ( ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_0$ ) и 640 – 662 нм ( ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_3$ ). В полосах свечения  $\text{Eu}^{3+}$  тонкая структура слабо проявляется. Наибольшей интенсивностью сопровождается электродипольный переход  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$  с максимумом при ~616 нм. Свечение, связанное с сильно запрещенными правилами отбора переходом  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_0$ , имеет низкую интенсивность, что указывает на высокую симметрию окружения ионов европия  $\text{Eu}^{3+}$  в данных образцах.

Также в ходе работы были получены спектры возбуждения данных образцов. Исследована зависимость их люминесцентных характеристик от концентрации  $\text{Eu}^{3+}$ . Проведенное исследование показало, что при замещении  $\text{La}^{3+}$  на  $\text{Eu}^{3+}$  в молибдатах симметрия центров свечения остается неизменной. Изучено влияние концентрации активатора ( $\text{Eu}^{3+}$ ) на яркость люминесценции твердых растворов  $\text{AgLa}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$ . Максимальная интегральная интенсивность свечения обнаружена у состава  $\text{AgLa}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$ :  $x=0,9$ . Определена область энергии возбуждения 2,2 - 3,5 эв, в пределах которой спектры возбуждения имеют сходный вид. Линии этого спектра связаны с f-f переходами в ионе  $\text{Eu}^{3+}$ . Получена зависимость времени затухания от концентрации твердого раствора  $\text{AgLa}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$ . Времена жизни лежат в области от 180 мкс до 380 мкс. По мере увеличения концентрации Eu (до  $x=0,9$ ) наблюдается уменьшение времени жизни.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности исследованных кристаллов для практического применения.

Каминский А.А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975. 256 с.

Гайдук М.И., Золин В.Ф., Гайгерова Л.С. Спектры люминесценции европия. М.: Наука, 1974. 195 с.

Заушицын А.В., Михайлин В.В., Романенко А.Ю. и др. Неорганические материалы, 2005, том 41, №7, с. 871- 875