

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
МОРДОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. Н. П. ОГАРЁВА»



**XIX Международный Феофиловский  
Симпозиум**  
по спектроскопии кристаллов,  
легированных ионами редкоземельных  
и переходных металлов

СБОРНИК ТЕЗИСОВ XIX МЕЖДУНАРОДНОГО  
ФЕОФИЛОВСКОГО СИМПОЗИУМА  
ПО СПЕКТРОСКОПИИ КРИСТАЛЛОВ,  
ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ  
И ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ (IFS2025)

10–14 ноября, 2025 г.  
г. Саранск, Россия

САРАНСК  
ИЗДАТЕЛЬСТВО МОРДОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
2025

УДК 538.9:535-1/-3:536.3  
ББК В3  
С 232

Редакционная коллегия:  
Попова М. Н. (отв. ред.), Волкова Т. В. (отв. секр.),  
Рябочкина П. А., Малкин Б. З.

**Сборник тезисов XIX Международного Феофиловского  
С 232 Симпозиума по спектроскопии кристаллов, легированных  
ионами редкоземельных и переходных металлов  
(IFS2025).** г. Саранск, Россия. 10–14 ноября 2025 г. / редкол.:  
М. Н. Попова (отв. ред.) [и др.]. – Саранск : Изд-во Мордов.  
ун-та, 2025. – 1 CD-ROM. – Текст : электронный.  
ISBN 978-5-7103-4998-4

В сборнике представлены материалы XIX Международного Феофиловского Симпозиума по спектроскопии кристаллов, легированных ионами редкоземельных и переходных металлов. Симпозиум проходил в период с 10 по 14 ноября 2025 г. в г. Саранске на базе МГУ им. Н. П. Огарёва. Симпозиум продолжает серию симпозиумов, начатую в 1965 г. Первые девять проводились в формате национальных совещаний. Уже более 20 лет симпозиумы собирают исследователей, работающих в области оптической спектроскопии и физики конденсированных сред, со всего мира. В последнее время IFS проводятся каждые 3 года (Казань – 2001, Екатеринбург – 2004, Озеро Байкал – 2007, Санкт-Петербург – 2010, Казань – 2013, Санкт-Петербург – 2015, Екатеринбург – 2018, Москва – 2022). Представленные приглашенные, устные и стендовые доклады охватывают все аспекты теоретических и экспериментальных исследований явлений, связанных с f- и d-ионами в конденсированных средах. Актуальные области исследований включают физику конденсированных сред, материаловедение и новые методы данных исследований.

Научное издание

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ XIX МЕЖДУНАРОДНОГО  
ФЕОФИЛОВСКОГО СИМПОЗИУМА ПО СПЕКТРОСКОПИИ КРИСТАЛЛОВ,  
ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ  
И ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ (IFS2025)**

Издательство Мордовского университета  
430005, г. Саранск, ул. Советская, 24

ISBN 978-5-7103-4998-4

© Коллектив авторов, 2025  
© ФГБОУ ВО «МГУ  
им. Н. П. Огарёва», 2025  
© Оформление. Издательство  
Мордовского университета, 2025

## СОДЕРЖАНИЕ

### *Приглашенные доклады*

#### ПОЛЯРИЗАЦИЯ КОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*Н.Н. Розанов, С.В. Федоров*

#### ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И СПИНОВЫЙ ШУМ

*В.С. Запасский*

#### ЭСР-СПЕКТРОСКОПИЯ ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ СПИНОНОВ В ЦЕПОЧКАХ С АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ ОБМЕНОМ

*А.И. Смирнов*

#### МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ГИДРИДОВ ЖЕЛЕЗА И ФАЗЫ $\epsilon$ -Fe ПО ДАННЫМ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ЭФФЕКТЫ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

*И.С. Любутин, А.Г. Гаврилюк, А.А. Миронович, А.Г. Иванова, Д.Н. Трунов, С.Н. Аксёнов, М.В. Любутина, И.А. Троян*

#### ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ С $f$ - И $d$ -ИОНАМИ. ДАТЧИКИ ТЕМПЕРАТУРЫ, МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ДЕФОРМАЦИЙ

*М.Н. Попова, С.А. Климин, Б.З. Малкин*

#### КОНЦЕПЦИЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ТГЦ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ НАНОСЕНСОРОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

*В.В. Семашко, Г.С. Шакуров, О.А. Морозов, С.Л. Кораблева, В.И. Колесникова*

#### МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ С ОТДЕЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ВОЗБУЖДЕННОГО МУЛЬТИПЛЕТА ПО ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ

*А.А. Корниенко, Е.Б. Дунина, Л.А. Фомичева*

#### ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ КРИОТЕРМОМЕТРИЯ

*С.А. Климин, М. Диаб, М.Н. Попова*

#### РЭМСИ-РЕЗОНАНСЫ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫХ КРИСТАЛЛАХ С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

*С.А. Моисеев, К.И. Герасимов, М.М. Миннегалиев, И.В. Брекоткин*

#### ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ МАГНЕТИКИ

*А.С. Москвин*

#### ЭФФЕКТ ЯНА-ТЕЛЛЕРА В ФИЗИЧЕСКОЙ АКУСТИКЕ. ДОПИРОВАННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

*В.В. Гудков, Н.С. Аверкиев, М.Н. Сарычев, И.В. Жевстовских, С. Жерлицын, Н.Ю. Таврунова*

#### ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ $Sc^{3+}$ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИТТРИЙ СКАНДИЙ АЛЮМИНИЕВЫХ ГРАНАТОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ КАТИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

*А.А. Кравцов, Е.А. Бражко, Д.П. Бедраков, В.А. Тарала*

**ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИОНОВ  $\text{Ln}^{3+}$  ЗА ПРЕДЕЛАМИ ИХ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ В АКТИВИРОВАННЫХ СТЕКЛАХ**

*Г.Е. Малашкевич, В.В. Ковгар, А.А. Суходола, В.Н. Сизаев*

**ЭФФЕКТ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕВЗАИМНОСТИ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ЭПР-СПЕКТРОСКОПИИ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ  $^{166}\text{Er}^{3+}$  В МОНОКРИСТАЛЛЕ  $^7\text{LiYF}_4$**

*М.В. Еремин, В.Ф. Тарасов*

**СУБТЕРАГЕРЦОВЫЕ СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕНИЙ В КРИСТАЛЛАХ  $\text{LiY}_x\text{Dy}_{1-x}\text{F}_4$**

*Г.С. Шакуров, А.Д. Шишкин, И.В. Романова, В.В. Семашко, О.А. Морозов, С.Л. Кораблева*

**ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ  $\text{CuV}_2\text{O}_4$**

*Р.В. Писарев*

**НЕВЗАИМНОСТЬ В ДИАГРАММАХ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА  $\text{CuV}_2\text{O}_4$**

*А.Р. Нурмухаметов, М. В. Еремин*

**ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ В ПОЛЯРНОМ АЛТЕРМАГНЕТИКЕ  $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$**

*К.В. Васин, I. Kezsmarki, S. Bordacs, V. Turkan, J. Deisenhofer*

**ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ  $\text{CaWO}_4:\text{Ho}^{3+}$**

*М.Н. Попова, М. Диаб, Н.Н. Кузьмин, К.А. Субботин, А.И. Титов, Б.З. Малкин*

**ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОЧАСТИЦ  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{HfO}_2$ , ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ**

*П.А. Рябочкина, С.А. Хрущалина, А.С. Алексеева, А.С. Бикеев, В.И. Шляпкина, О.А. Куликов, Н.Ю. Табачкова*

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОВУШЕК В ШИРОКОЗОННЫХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ МАТЕРИАЛАХ**

*М.В. Заморянская, К.Н. Орехова, Г.А. Гусев, В.А. Кравец, Е.В. Дементьева, П.А. Дементьев, А.Н. Трофимов*

**ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ФТОРИДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ  $\text{Eu}^{2+}$**

*Н.М. Хайдуков, М.Н. Бреховских, Н.Ю. Кирикова, В.А. Кондратюк, В.Н. Махов*

**МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ТЕМПЕРАТУРНОГО УШИРЕНИЯ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ**

*А.В. Наумов*

**ИЗМЕРЕНИЕ СВОЙСТВ АНСАМБЛЯ ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СРЕДЕ ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ЕГО ЕДИНИЧНЫХ ЦЕНТРОВ**

*Е.Ф. Мартынович, Я.И. Григоров, А.А. Тютрин, В.П. Дресвянский*

## Устные доклады

### СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

*В.О. Козлов*

### АНОМАЛЬНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $\text{Sm}^{2+}$ В КРИСТАЛЛАХ $\text{LaF}_3$

*Е.А. Раджабов*

### ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ $\text{CsLa}_{1-x}\text{Ce}_x\text{AB}_4$ ( $x = 0-1$ ; $A = \text{Si, Ge}$ ; $B = \text{S, Se}$ ): ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА, ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

*В.А. Пустоваров, Д.А. Таврунов, А.А. Сапов, М.С. Тарасенко*

### ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ПЕРЕПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КИНЕТИКУ ИМПУЛЬСНОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИОНА ИТТЕРБИЯ В КЕРАМИКАХ НА ОСНОВЕ ОКСИДА ИТТРИЯ

*А.С. Макарова, В.И. Соломонов, В.А. Пустоваров, В.В. Осипов*

### СВЕРХТОНКОЕ И ДЕФОРМАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛА $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$

*Т.А. Иголкина, Е.П. Чукалина*

### ИНТЕНСИВНОСТИ f-f ПЕРЕХОДОВ ИОНОВ $\text{Eu}^{3+}$ В КРИСТАЛЛАХ $\text{ZrO}_2\text{-Eu}_2\text{O}_3$

*С.А. Букарев, С.В. Гуштин, Е.Е. Ломонова, В.А. Мызина, А.А. Реу, П.А. Рябочкина*

### УСИЛЕНИЕ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ОТКЛИКА В $\text{LiMgPO}_4$ , $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$ И $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$ ПРИ ДОПИРОВАНИИ РЗЭ

*Д.А. Акулов, М.О. Калинин, Р.М. Абашев, Н.И. Медведева, А.И. Сюрдо,  
Д.Г. Келлерман*

### ИСТОЧНИК ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ И ОДНОАТОМНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ЗАТВОР НА ОСНОВЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ВОЛНОВОДЕ

*И.М. Соколов, А.С. Курапцев*

### РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В УПРУГИХ МОДУЛЯХ КРИСТАЛЛА $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2:\text{Er}$

*Н.Ю. Таврунова, М.Н. Сарычев, И.В. Жевстовских, В.Т. Суриков, Н.Ю. Табачкова, П.А. Рябочкина,  
Н.С. Аверкиев, В.В. Гудков*

### СПЕКТРОСКОПИЯ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В МУЛЬТИФЕРРОИКЕ $h\text{-YbMnO}_3$

*А.Д. Молчанова, С.А. Климин, Н.Н. Кузьмин, Л.Х. Йин, М.Н. Попова*

### ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $\text{Eu}^{3+}$ В КЕРАМИКЕ $\text{HfO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$

*Е.В. Дементьева, К.Н. Орехова, Д.А. Таврунов, А.Ф. Зацепин, М.В. Заморянская*

### КРИОГЕННАЯ РАТИОМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ БОЛЬЦМАНОВСКОГО ТИПА

*А.А. Калиничев, Е.В. Афанасьева, И.Е. Колесников*

### ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР $\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$ , АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ $\text{Nd}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СЕНСОРИКИ

*А.К. Гинкель, Р.М. Рахматуллин, С.Л. Кораблева, О.А. Морозов, А.А. Родионов, М.С. Пудовкин*

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ТЕМПЕРАТУРНОГО РАСШИРЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНУЮ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ОБРАЗЦОВ  $\text{YF}_3: \text{Nd}^{3+}, \text{Yb}^{3+}$

*Е.И. Шошева, М.С. Пудовкин*

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ СЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ ФТОРИДОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОННОЙ ПАРОЙ  $\text{Ce}^{3+}/\text{Tb}^{3+}$

*М.С. Пудовкин, Д.Я. Сафиуллина, С.И. Калиниченко*

ШИРОКОПОЛОСНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПРИМЕСНЫХ КАТИОНОВ  $\text{Cu}^{2+}$  В РЕШЕТКЕ ШПИНЕЛИ  $\text{LiAl}_5\text{O}_8$

*А.А. Капустин, А.Н. Романов, Е.В. Хаула, В.Н. Корчак*

ВЛИЯНИЕ КАТИОННОГО СОСТАВА НА ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ГРАНАТОВ

*Ф.Д. Федюнин, А.Н. Васильев, Н.С. Козлова, Е.В. Забелина, В.М. Касимова, О.А. Бузанов, А.Г. Петросян*

ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ, ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ И РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ  $\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{RE}^{3+}$

*Д.А. Таврунов, Н.Г. Наумов, Р.Е. Николаев, В.А. Трифонов, В.А. Пустоваров*

СОСТОЯНИЕ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В МЕТАЛЛОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

*Л.Н. Пунтус*

СКОРОСТЬ ЗАТУХАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ЦЕНТРА В ЗАМКНУТЫХ ДВУМЕРНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОДНОРОДНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

*К.К. Пухов, Р.А. Tanner*

ЭФФЕКТИВНАЯ НАКАЧКА АТОМНЫХ МОМЕНТОВ В УСЛОВИЯХ СПИНОВОГО ОБМЕНА В КВАНТОВОМ ОПТИЧЕСКОМ МАГНИТОМЕТРЕ БЕЛЛА – БЛУМА

*К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов*

*Постерные доклады*

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КЕРАМИК  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Tm}$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Ho}$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Tm}, \text{Ho}$

*А.О. Арискин, Е.М. Бузаева, П.А. Рябочкина, Р.Н. Максимов, В.В. Осипов, В.А. Шитов*

ШИРОКОПОЛОСНАЯ ЭПР-СПЕКТРОСКОПИЯ НЕКРАМЕРСОВЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ГРАНАТОВ И  $\text{YAlO}_3$

*Г.Р. Асатрян, Г.С. Шакуров, Б.З. Малкин, А.Г. Петросян*

ИССЛЕДОВАНИЕ F-ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В  $\text{Yb}:\text{YAG}$  КЕРАМИКЕ

*В.А. Боронин, М.Г. Иванов, М.В. Гавриляк, А.М. Гавриляк, Н.Д. Кундикова, К.В. Лопухин, Ф.В. Подгорнов*

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ДЖАДДА-ОФЕЛЬТА В  $\text{Nd}:\text{YAG}$  КЕРАМИКЕ

*В.А. Боронин, М.Г. Иванов, М.В. Гавриляк, А.М. Гавриляк, Н.Д. Кундикова, К.В. Лопухин, Ф.В. Подгорнов*

ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХФЛУОРЕСЦЕНЦИИ И СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ ЛАЗЕРНАЯ  
ГЕНЕРАЦИЯ В МОНОКРИСТАЛЛЕ  $\text{YPO}_4$ :  $\text{Er}^{3+}$  НА ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОЙ  
ДЛИНЕ ВОЛНЫ

*К.И. Герасимов, М.М. Миннегалиев, С.А. Мусеев, И.В. Брекоткин, М.Н. Попова*

СТРУКТУРА И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА  
НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ  $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$

*А.С. Алексеева, С.А. Букарев, Т.В. Волкова, В.М. Кяшкин, Е.Е. Ломонова,  
В.А. Мызина, П.А. Рябочкина, Н.Ю. Табачкова*

НОВЫЙ КЛАСС ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ ВАНАДАТОВ СТРОНЦИЯ  
 $\text{Sr}_8\text{MgR}(\text{VO}_4)_7$

*Е.С. Жуковская, А.М. Саввотин, Д.В. Дейнеко*

СТРУКТУРНЫЕ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКОЙ  
КЕРАМИКИ АЛЮМОМАГНИЕВОЙ ШПИНЕЛИ

*Е.В. Ежикова, И.А. Телегин, Н.А. Хохлов, А.В. Кулебякин, Е.Е. Ломонова,  
В.А. Мызина, А.А. Реу, Н.Ю. Табачкова, М.К. Таперо*

СТРОЕНИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ДИМЕРНЫХ ПИВАЛАТОВ ЛАНТАНИДОВ  
С ПРОИЗВОДНЫМИ 1,10-ФЕНАНТРОЛИНА

*К.П. Журавлев, В.Д. Савченко, А.В. Вологжанина, В.И. Царюк*

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ВИДИМАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ  
ИОНОВ  $\text{Tb}^{3+}$  В КРИСТАЛЛАХ  $\text{Tb/Yb:SrF}_2$

*П.Г. Зверев, А.В. Нехороших, В.А. Конюшкин*

ФОТОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КРИСТАЛЛАХ  $\text{BaY}_2\text{F}_8$  ПРИ ДВОЙНОЙ  
АКТИВАЦИИ ИОНАМИ  $\text{Tb}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$

*А.М. Зубарева, А.А. Шавельев, А.А. Шакиров, Т.М. Миннебаев, Е.И. Олейникова, И.Д. Сидоров,  
А.К. Гинкель, А.С. Низамутдинов*

КВАДРУПОЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ СО  
СТРУКТУРОЙ ПИРОХЛОРА

*В.В. Клековкина*

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОРТОФОСФАТОВ  
ИТТРИЯ И ЛЮТЕЦИЯ. ЛОВУШКИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА И ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ

*И.В. Коклюшкина, К.Н. Орехова, Т.Б. Попова, Б.Е. Бураков, М.В. Заморянская*

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СОСТАВА НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА  
НАНОКРИСТАЛЛОВ  $\alpha\text{-NaRF}_4\text{:Yb/Er/Ce/(Zn,Mg)}$  ( $R = \text{Y, Yb, Lu}$ ) В БЛИЖНЕМ  
ИК-ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНЫ И ОПТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

*А.В. Кошелев, Н.А. Архарова, Д.Н. Каримов*

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ И  
НАНОПОРОШКОВ  $\text{ZrO}_2\text{-Sc}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$

*А.С. Алексеева, В.А. Кочешкова, В.М. Кяшкин, Н.А. Ларина, Е.Е. Ломонова,  
П.А. Рябочкина, Н.Ю. Табачкова*

ИК-ЛЮМИНОФОРЫ НА ОСНОВЕ  $\text{NaYGeO}_4$ , АКТИВИРОВАННЫЕ ИОНАМИ  $\text{Tm}^{3+}$ ,  
 $\text{Tm}^{3+}/\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}/\text{Dy}^{3+}$

*А.А. Рыбникова, О.А. Липина, А.Ю. Чуфаров, А.А. Тютюнник, В.Г. Зубков*

АНАЛИЗ ЛОКАЛЬНОГО ОКРУЖЕНИЯ ИОНОВ  $\text{Ce(III)}$  В ГИДРОКСИАПАТИТЕ  
МЕТОДОМ ЭПР-СПЕКТРОСКОПИИ

*М.А. Садовникова, Д.В. Шуртакова, Г.В. Мамин, Н.В. Петракова, М.Р. Гафуров*

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ И МАГНИТОЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТЫ В  
КРИСТАЛЛЕ  $\text{HoFe}_3(\text{VO}_3)_4$  В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА  $^5I_8 \rightarrow ^5S_2$

*В.В. Соколов, А.В. Малаховский, И.А. Гудим*

НИОБИЙ-СОДЕРЖАЩИЕ ЛЮМИНОФОРЫ

*В.В. Тутков, Б.И. Лазорак*

ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ НА КРИСТАЛЛЕ  $\text{K}_3\text{F}_{10}:\text{Er}^{3+}$

*Е.П. Чукалина, Т.А. Иголкина, Н.Н. Кузьмин, М.Н. Попова*

ПРОЯВЛЕНИЕ ПАМЯТИ И БАБОЧКА В ФОТОННОМ ЭХО

*А.М. Шегада, С.Л. Кораблева, О.А. Морозов, Н.К. Соловаров, В.Ф. Тарасов*

РАСЧЁТ g-ФАКТОРА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ГИДРОКСИАПАТИТЕ

*Д.В. Шуртакова, М.А. Садовникова, Г.В. Мамин, М.Р. Гафуров*

*Invated Speakers*

POLARIZATION OF SHORT ELECTROMAGNETIC PULSES

*N.N. Rosanov, S.V. Fedorov*

OPTICAL DETECTION OF MAGNETIZATION AND A SPIN NOISE

*V.S. Zapasskii*

BRIDGING PHOTONICS AND THERMOMETRY: NEW HORIZONS  
IN LUMINESCENCE SENSING

*M.D. Dramićanin*

ESR SPECTROSCOPY OF THE FERM-LIQUID OF SPINONS  
IN ANTIFERROMAGNETIC CHAINS

*A.I. Smirnov*

MAGNETIC AND ELECTRONIC PROPERTIES OF IRON HYDRIDES AND THE  $\epsilon$ -Fe  
PHASE AT HIGH PRESSURES BASED ON MÖSSBAUER SPECTROSCOPY DATA  
AND SUPERCONDUCTIVITY EFFECTS

*I.S. Lyubutin, A.G. Gavriluk, A.A. Mironovich, A.G. Ivanova, D.N. Trunov,  
S.N. Aksenov, M.V. Lyubutina, I.A. Troyan*

HIGH-RESOLUTION FOURIER SPECTROSCOPY OF CRYSTALS WITH f-  
AND d-IONS. TEMPERATURE, MAGNETIC FIELD, AND STRAIN SENSORS

*M.N. Popova, S.A. Klimin, B.Z. Malkin*

CONCEPT OF THZ RADIATION VISUALIZATION USING RARE-EARTH DOPED  
FLUORESCENT NANOSENSORS

*V.V. Semashko, G.S. Shakurov, O.A. Morozov, S.L. Korableva, V.I. Kolesnikova*

METHOD FOR DETERMINING THE PROBABILITIES OF TRANSITIONS FROM  
INDIVIDUAL COMPONENTS OF AN EXCITED MULTIPLY BASED  
ON THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE LIFETIME

*A.A. Kornienko, E.B. Dunina, L.A. Fomicheva*

## LUMINESCENCE CRYOTHERMOMETRY

*S.A. Klimin, M. Diab, M.N. Popova*

## RAMSEY RESONANCES IN OPTICALLY DENSE CRYSTALS WITH RARE-EARTH IONS

*S.A. Moiseev, K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev, I.V. Brekotkin*

## JAHN-TELLER MAGNETS

*A.S. Moskvina*

## THE JAHN-TELLER EFFECT IN PHYSICAL ACOUSTICS. DOPED CRYSTALS

*V.V. Gudkov, N.S. Averkiev, M.N. Sarychev, I.V. Zhevstovskikh, S. Zherlitsyn, N.Yu. Tavrunkova*

## EFFECT OF $\text{Sc}^{3+}$ CONCENTRATIONS ON THE OPTICAL PROPERTIES OF YTTRIUM SCANDIUM ALUMINUM GARNETS DOPED WITH RARE EARTH CATIONS

*A.A. Kravtsov, E.A. Brazhko, D.P. Bedrakov, V.A. Tarala*

## EXCITATION OF LUMINESCENCE OF $\text{Ln}^{3+}$ IONS OUTSIDE THEIR ABSORPTION BANDS IN ACTIVATED GLASSES

*G.E. Malashkevich, V.V. Kouhar, A.A. Sukhodola, V.N. Sigarev*

## EFFECT OF MAGNETOELECTRIC NONRECIPROCITY IN SUBMILLIMETER EPR SPECTROSCOPY OF IMPURITY $^{166}\text{Er}^{3+}$ IONS IN $^7\text{LiYF}_4$ SINGLE CRYSTAL

*M.V. Eremin, V.F. Tarasov*

## SUBTERAHERTZ EXCITATION SPECTRA OF $\text{LiY}_x\text{Dy}_{1-x}\text{F}_4$ CRYSTALS

*G.S. Shakurov, A.D. Shishkin, I.V. Romanova, V.V. Semashko, O.A. Morozov, S.L. Korableva*

## OPTICAL PHENOMENA IN NON-CENTROSYMMETRIC ANTIFERROMAGNET $\text{CuB}_2\text{O}_4$

*R.V. Pisarev*

## CALCULATION OF LIGHT EMISSION NONRECIPROCITY IN THE ANTIFERROMAGNET $\text{CuB}_2\text{O}_4$

*A.R. Nurmukhametov, M.V. Eremin*

## HIGH-RESOLUTION LUMINESCENCE SPECTROSCOPY OF $\text{CaWO}_4:\text{Ho}^{3+}$

*M.N. Popova, M. Diab, N.N. Kuzmin, K.A. Subbotin, A.I. Titov, B.Z. Malkin*

## OPTICAL SPECTROSCOPY OF $\text{ZrO}_2$ AND $\text{HfO}_2$ NANOPARTICLES DOPED WITH RARE EARTH IONS

*P.A. Ryabochkina, S.A. Khrushchalina, A.S. Alekseeva, A.S. Bikeev, V.I. Shlyapkina, O.A. Kulikov, N.Yu. Tabachkova*

## INVESTIGATION OF TRAPS IN WIDE-BAND LUMINESCENT MATERIALS

*M.V. Zamoryanskaya, K.N. Orekhova, G.A. Gusev, V.A. Kravets, E.V. Dementeva, P.A. Dementev, A.N. Trofimov*

## TEMPERATURE-RESOLVED LUMINESCENCE SPECTRA OF MULTICOMPONENT FLUORIDES DOPED WITH $\text{Eu}^{2+}$ IONS

*N.M. Khaidukov, M.N. Brekhovskikh, N.Yu. Kirikova, V.A. Kondratyuk, V.N. Makhov*

## SYNCHROTRON-BASED SPECTROSCOPIC INVESTIGATIONS OF NOVEL SCINTILLATORS: RECENT WORK AT DESY AND MAX IV FACILITIES

*V. Pankratov*

## MICROSCOPIC NATURE OF THE TEMPERATURE BROADENING OF LUMINESCENCE SPECTRA OF SINGLE QUANTUM EMITTERS

*A.V. Naumov*

## MEASURING THE PROPERTIES OF AN ENSEMBLE OF LUMINESCENT CENTERS IN A CRYSTALLINE MEDIUM BY THE CHARACTERISTICS OF ITS SINGLE CENTERS

*E.F. Martynovich, Ya.I. Grigorov, A.A. Tyutrin, V.P. Dresvyansky*

## Oral Sessions

## SPECTROSCOPY OF POLARIZATION FLUCTUATIONS OF RARE-EARTH IONS IN DIELECTRIC MEDIA

*V.O. Kozlov*

## ANOMALOUS LUMINESCENCE OF $\text{Sm}^{2+}$ IN $\text{LaF}_3$ CRYSTALS

*E.A. Radzhabov*

## $\text{CsLa}_{1-x}\text{Ce}_x\text{AB}_4$ ( $x = 0-1$ ; $A = \text{Si, Ge}$ ; $B = \text{S, Se}$ ) SOLID SOLUTIONS: ELECTRONIC STRUCTURE, OPTICAL PROPERTIES

*V.A. Pustovarov, D.A. Tavrunov, A.A. Sapov, M.S. Tarasenko*

## THE RADIATION REABSORPTION EFFECT ON THE PULSED CATHODOLUMINESCENCE KINETICS OF THE YTTERBIUM ION IN YTTRIA-BASED CERAMICS

*A.S. Makarova, V.I. Solomonov, V.A. Pustovarov, V.V. Osipov*

## HYPERFINE AND DEFORMATION LINE SPLITTING IN THE LUMINESCENCE SPECTRA OF A $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$ CRYSTAL

*T.A. Igolkina, E.P. Chukalina*

## INTENSITY OF f-f TRANSITIONS OF $\text{Eu}^{3+}$ IONS IN $\text{ZrO}_2\text{-Eu}_2\text{O}_3$ CRYSTALS

*S.A. Bukarev, S.V. Gushchin, E.E. Lomonova, V.A. Myzina, A.A. Reu, P.A. Ryabochkina*

## ENHANCEMENT OF THERMOLUMINESCENT RESPONSE IN $\text{LiMgPO}_4$ , $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$ AND $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$ BY DOPING WITH RE IONS

*D.A. Akulov, M.O. Kalinkin, R.M. Abashev, N.I. Medvedeva, A.I. Syurdo, D.G. Kellerman*

## SINGLE-PHOTON SOURCE AND SINGLE-ATOM OPTICAL GATE BASED ON MAGNETO-OPTICAL EFFECTS IN A WAVEGUIDE

*I.M. Sokolov, A.S. Kuraptsev*

## RELAXATION PHENOMENA IN ELASTIC MODULI OF $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2:\text{Er}$ CRYSTAL

*N.Yu. Tavrunova, M.N. Sarychev, I.V. Zhevstovskikh, V.T. Surikov, N.Yu. Tabachkova, P.A. Ryabochkina, N.S. Averkiev, V.V. Gudkov*

## SPECTROSCOPY OF PHASE TRANSITION IN MULTIFERROIC $h\text{-YbMnO}_3$

*A.D. Molchanova, S.A. Klimin, N.N. Kuzmin, L.H. Yin, M.N. Popova*

## Eu<sup>3+</sup> LUMINESCENCE IN HfO<sub>2</sub>-Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Eu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> CERAMICS

*E.V. Dementeva, K.N. Orekhova, D.A. Tavrunov, A.F. Zatsepin, M.V. Zamoryanskaya*

## BOLTZMANN-TYPE CRYOGENIC RATIOMETRIC THERMOMETRY

*A.A. Kalinichev, E.V. Afanaseva, I.E. Kolesnikov*

## STUDY OF COMPOSITE STRUCTURES CeF<sub>3</sub>/CeO<sub>2</sub> ACTIVATED BY Nd<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup> IONS FOR TEMPERATURE SENSING

*A.K. Ginkel, P.M. Rakhmatullin, S.L. Korableva, O.A. Morozov, A.A. Rodionov, M.S. Pudovkin*

## INFLUENCE OF THERMAL EXPANSION EFFECT ON THE TEMPERATURE SENSITIVITY OF YF<sub>3</sub>: Nd<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup> SAMPLES

*E.I. Shosheva, M.S. Pudovkin*

## PHYSICAL PRINCIPLES OF FUNCTIONING OF LUMINESCENT TEMPERATURE SENSORS BASED ON CRYSTALLINE PARTICLES OF FLUORIDES ACTIVATED BY ION PAIR Ce<sup>3+</sup>/Tb<sup>3+</sup>

*M.S. Pudovkin, D.Ya. Safiullina, S.I. Kalinichenko*

## BROADBAND PHOTOLUMINESCENCE OF IMPURITY CATIONS Cu<sup>2+</sup> IN THE SPINEL LATTICE LiAl<sub>5</sub>O<sub>8</sub>

*A.A. Kapustin, A.N. Romanov, E.V. Khaula, V.N. Korchak*

## INFLUENCE OF CATIONIC COMPOSITION ON OPTICAL AND LUMINESCENT PROPERTIES OF MULTICOMPONENT GARNETS

*F.D. Fedyunin, A.N. Vasil'ev, N.S. Kozlova, E.V. Zabelina, V.M. Kasimova, O.A. Buzanov, A.G. Petrosyan*

## LUMINESCENT SPECTROSCOPY, ENERGY TRANSFER AND RADIATION RESISTANCE OF Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:RE<sup>3+</sup> SINGLE CRYSTALS

*D.A. Tavrunov, N.G. Naumov, R.E. Nikolaev, V.A. Trifonov, V.A. Pustovarov*

## CHARGE TRANSFER STATES IN LANTHANIDE ORGANOMETALLIC COMPOUNDS

*L.N. Puntus*

## THE ELECTRIC DIPOLE RADIATIVE DECAY RATE OF A LUMINESCENT CENTER IN CONFINED TWO-DIMENSIONAL CRYSTALLINE HOMOGENEOUS DIELECTRIC THIN FILMS

*K.K. Pukhov, P.A. Tanner*

## EFFICIENT PUMPING OF ATOMIC MOMENTS UNDER SPIN EXCHANGE CONDITIONS IN BELL – BLOOM QUANTUM OPTICAL MAGNETOMETER

*K.A. Barantsev, A.N. Litvinov*

## Poster Sessions

## SPECTRAL AND LUMINESCENT CHARACTERISTICS OF Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Tm, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Ho, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Tm,Ho CERAMICS

*A.O. Ariskin, E.M. Buzaeva, P.A. Ryabochkina, R.N. Maksimov, V.V. Osipov, V.A. Shitov*

## WIDEBAND EPR-SPECTROSCOPY OF NON-KRAMERS RARE-EARTH IONS IN GARNET AND $\text{YAIO}_3$ CRYSTALS

*G.R. Asatryan, G.S. Shakurov, B.Z. Malkin, A.G. Petrosyan*

## OXYGEN VACANCIES IN $\text{Yb}:\text{YAG}$ CERAMICS

*V.A. Boronin, M.G. Ivanov, M.V. Gavrilyak, A.M. Gavrilyak, N.D. Kundikova, K.V. Lopukhin, F.V. Podgornov*

## THERMAL DEPENDENCE OF JUDD-OFELT PARAMETERS IN $\text{Nd}:\text{YAG}$ CERAMICS

*V.A. Boronin, M.G. Ivanov, M.V. Gavrilyak, A.M. Gavrilyak, N.D. Kundikova, K.V. Lopukhin, F.V. Podgornov*

## SUPERFLUORESCENCE EMISSION AND SUPERRADIANCE LASER GENERATION IN $\text{YPO}_4:\text{Er}^{3+}$ SINGLE CRYSTAL AT A TELECOMMUNICATION WAVELENGTH

*K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev, S.A. Moiseev, I.V. Brekotkin, M.N. Popova*

## STRUCTURE AND SPECTRAL-LUMINESCENT PROPERTIES OF NANO-SIZED PARTICLES $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$

*A.S. Alekseeva, S.A. Bukarev, T.V. Volkova, V.M. Kyashkin, E.E. Lomonova, V.A. Myzina, P.A. Ryabochkina, N.Yu. Tabachkova*

## A NEW CLASS OF PHOSPHORS BASED ON STRONTIUM VANADATES

$\text{Sr}_8\text{MgR}(\text{VO}_4)_7$

*E.S. Zhukovskaya, A.M. Savvotin, D.V. Deyneko*

## STRUCTURAL AND PHYSICO-CHEMICAL CHARACTERISTICS OF ALUMOMAGNESIUM SPINEL OPTICAL CERAMICS

*E.V. Yezhikova, I.A. Telegin, N.A. Khokhlov, A.V. Kulebyakin, E.E. Lomonova, V.A. Myzina, A.A. Rey, N.Yu. Tabachkova, M.K. Tapero*

## STRUCTURE AND LUMINESCENCE OF DIMERIC LANTHANIDE PIVALATES WITH DERIVATIVES OF 1,10-PHENANTHROLINE

*K.P. Zhuravlev, V.D. Savchenko, A.V. Vologzhanina, V.I. Tsaryuk*

## SPECTROSCOPIC STUDY AND VISIBLE LUMINESCENCE OF $\text{Tb}^{3+}$ IONS IN $\text{Tb/Yb}:\text{SrF}_2$ CRYSTALS

*P.G. Zverev, A.V. Nekhoroshikh, V.A. Konyushkin*

## PHOTODYNAMIC PROCESSES IN $\text{BaY}_2\text{F}_8$ CRYSTALS WITH COACTIVATION BY $\text{Tb}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ IONS

*A.M. Zubareva, A.A. Shavelev, A.A. Shakirov, T.M. Minnebaev, E.I. Oleinikova, I.D. Sidorov, A.K. Ginkel, A.S. Nizamutdinov*

## LUMINESCENCE, DEFECT ENGINEERING, AND THERMAL STABILITY OF $\text{Mn}^{4+}$ -DOPED RED-EMITTING PHOSPHORS FOR LIGHTING AND OPTICAL THERMOMETRY

*Q. Shi, K.V. Ivanovskikh, X. Zhu, M. Zhai, J. Qiao, L. Wang, X. Yang, H. Guo, P. Huang, X.-J. Wang, C.E. Cui*

## QUADRUPOLE INTERACTIONS IN RARE-EARTH CRYSTALS WITH PYROCHLORE STRUCTURE

*V.V. Klekovkina*

SYNTHESIS AND STUDY OF CATHODOLUMINESCENCE IN YTTRIUM AND LUTETIUM ORTHOPHOSPHATES. CHARGE CARRIER TRAPS AND ENERGY TRANSFER

*I.V. Koklyushkina, K.N. Orekhova, T.B. Popova, B.E. Burakov, M.V. Zamoryanskaya*

STUDY OF THE INFLUENCE OF  $\alpha$ - $\text{NaRF}_4\text{:Yb/Er/Ce/(Zn,Mg)}$  ( $R = \text{Y, Yb, Lu}$ ) NANOCRYSTALS COMPOSITION ON THEIR LUMINESCENT PROPERTIES ON THE NEAR-INFRARED RANGE FOR BIOMEDICINE AND OPTICAL TECHNOLOGIES

*A.V. Koshelev, N.A. Arkharova, D.N. Karimov*

SPECTRAL-LUMINESCENT CHARACTERISTICS OF  $\text{ZrO}_2\text{-Sc}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$  CRYSTALS AND NANOPARTICLES

*A.S. Alekseeva, V.A. Kocheshkova, V.M. Kyashkin, N.A. Larina, E.E. Lomonova, P.A. Ryabochkina, N.Yu. Tabachkova*

IR PHOSPHORS BASED ON  $\text{NaYGeO}_4$ , ACTIVATED BY  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}/\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}/\text{Dy}^{3+}$  IONS

*A.A. Rybnikova, O.F. Lipina, A.Yu. Chufarov, A.P. Tyutyunnik, V.G. Zubkov*

ANALYSIS OF THE LOCAL ENVIRONMENT OF  $\text{Ce(III)}$  IONS IN HYDROXYAPATITE BY EPR SPECTROSCOPY

*M.A. Sadovnikova, D.V. Shurtakova, G.V. Mamin, N.V. Petrakova, M.R. Gafurov*

ELECTRO-OPTICAL AND MAGNETO-ELECTRO-OPTICAL EFFECTS IN THE CRYSTAL  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  IN THE REGION OF THE TRANSITION  $^5I_8 \rightarrow ^5S_2$

*V.V. Sokolov, A.V. Malakhovskii, I.A. Gudim*

NIOBIUM-CONTAINING PHOSPHORS

*V.V. Titkov, B.I. Lazoryak*

LUMINESCENCE THERMOMETRY BASED ON  $\text{KY}_3\text{F}_{10}\text{:Er}^{3+}$  CRYSTAL

*E.P. Chukalina, T.A. Igoikina, N.N. Kuzmin, M.N. Popova*

MANIFESTATION OF MEMORY AND BUTTERFLY IN THE PHOTON ECHO

*A.M. Shegeda, S.L. Korableva, O.A. Morozov, N.K. Solovarov, V.F. Tarasov*

THE g-FACTOR CALCULATION OF RARE EARTH IONS IN HYDROXYAPATITE

*D.V. Shurtakova, M.A. Sadovnikova, G.V. Mamin, M.R. Gafurov*

## Основные темы симпозиума

- оптическая, терагерцовая, ЭПР, нейтронная, Мессбауэровская спектроскопии f- и d-ионов в кристаллических и некристаллических изоляторах и полупроводниках
- когерентная, нелинейная спектроскопия, спектроскопия комбинационного рассеяния света
- динамические процессы в возбужденных состояниях, релаксация возбуждений
- передача энергии
- электрон-фононное взаимодействие
- магнитооптическая спектроскопия
- спектроскопия мультиферроиков
- кооперативные процессы и когерентные явления
- моделирование электронной структуры и спектров
- микроскопическая теория обмена и сверхтонкого взаимодействия
- явления переноса заряда и упорядочение заряда
- кристаллографические аспекты разработки оптических материалов
- квантовая обработка информации и контрольно-измерительные приборы
- применение f- и d-ионной спектроскопии (термометрия, сенсоры, терагностика)



**XIX Международный Феофиловский  
Симпозиум**  
по спектроскопии кристаллов,  
легированных ионами редкоземельных  
и переходных металлов

**Организаторы**



National  
Research  
**Mordovia  
State  
University**

**priority**

**Спонсоры и партнеры**



**КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ  
ОПТИКА**

## **Председатель симпозиума**

**А. В. Наумов**

Член-корр. РАН (ФИАН, МГПУ, Институт спектроскопии РАН; Россия)

## **Международный консультативный комитет**

**Е. Б. Александров** (Россия)  
**М. Драмычанин** (Сербия)  
**Ф. Голднер** (Франция)  
**В. В. Хижняков** (Эстония)  
**Е. Л. Ивченко** (Россия)  
**О. Мальта** (Бразилия)  
**С. И. Никитин** (Россия)

**М. Рид** (Новая Зеландия)  
**Н. Н. Розанов** (Россия)  
**А. Шривастава** (США)  
**В. Стрэнк** (Польша)  
**П. ван Лосдрехт** (Германия)  
**Б. Виана** (Франция)

## **Программный комитет**

**Б. З. Малкин** (КФУ, Казань) /  
Сопредседатель  
**А. В. Наумов** (ФИАН, МГПУ,  
Институт спектроскопии РАН;  
Троицк, Москва) / Сопредседатель  
**М. Н. Попова** (Институт  
спектроскопии РАН, Троицк,  
Москва) / Сопредседатель  
**М. В. Ерёмин** (КФУ, Казань)

**А. А. Калачёв** (Казанский научный  
центр РАН, Казань)  
**В. Н. Махов** (ФИАН, Москва)

**Е. Ф. Мартынович** (ИЛФ СО РАН,  
Иркутск)  
**С. А. Моисеев** (Казанский квантовый  
центр, Казань)

**А. С. Москвин** (УрФУ, Екатеринбург)

**Р. В. Писарев** (ФТИ им. А. Ф. Иоффе,  
Санкт-Петербург)  
**П. А. Рябочкина** (МГУ им. Н. П. Огарёва,  
Саранск)  
**В. С. Запасский** (СПбГУ, Санкт-  
Петербург)

## **Организационный комитет**

**Д. Е. Глушко** (МГУ им. Н. П. Огарёва, Саранск) / Председатель  
**П. А. Рябочкина** (МГУ им. Н. П. Огарёва, Саранск) / Заместитель председателя  
**Т. В. Волкова** (МГУ им. Н. П. Огарёва, Саранск) / Секретарь  
**Н. В. Сидорова** (МГУ им. Н. П. Огарёва, Саранск)  
**Н. В. Моисеев** (МГУ им. Н. П. Огарёва, Саранск)  
**И. Н. Евтеева** (МГУ им. Н. П. Огарёва, Саранск)  
**Е. П. Трямкина** (МГУ им. Н. П. Огарёва, Саранск)



**XIX Международный Феофиловский Симпозиум**  
**по спектроскопии кристаллов, легированных ионами редкоземельных**  
**и переходных металлов**  
**10–14 ноября 2025 г. | Саранск, Россия**

**Приглашенные доклады**

# ПОЛЯРИЗАЦИЯ КОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Н.Н. Розанов, С.В. Федоров

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,*

*Санкт-Петербург, Россия*

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

Поляризационные явления играют важную роль в оптике и спектроскопии, и поляризованная люминесценция кристаллов была предметом особого внимания П.П. Феофилова [1]. Ранее эти явления изучались преимущественно для непрерывного излучения [2]. Развитие лазерной техники и нелинейной оптике привело к появлению весьма коротких импульсов, содержащих только один или менее оптического цикла [3, 4]. Описание поляризационной структуры таких импульсов требует специального рассмотрения.

Поляризация излучения строго определена для монохроматического излучения. В этом случае поляризация в фиксированной точке пространства  $\mathbf{r}$  задается годографом электрической напряженности поля  $\mathbf{E}$  – траекторией конца вектора  $\mathbf{E}$ , начало которого закреплено, при изменении времени [2]. Эта траектория плоская и является эллипсом, а в вырожденных случаях кругом (круговая поляризация) или отрезком прямой (линейная поляризация). Конец вектора  $\mathbf{E}$  проходит по ней бесконечное число раз.

Для полихроматического излучения, состоящего из волн с несколькими специально подобранными частотами, годограф уже не плоский и может являться замкнутой петлей, в том числе узлом, топологически не эквивалентным кругу [5, 6]. И в этом случае конец вектора  $\mathbf{E}$  проходит по годографу бесконечное число раз. Топологическая характеристика – число пересечений проекций годографа на плоскость – для них конечна. Такие «ручные узлы» служат трехмерным обобщением фигур Лиссажу.

В этом докладе основное внимание уделяется поляризационной структуре коротких в указанном смысле импульсов электромагнитного поля [7]. Принципиальной особенностью годографов в этом случае служит их замкнутость, поскольку до и после прихода импульса в рассматриваемую точку поле отсутствует. Мы приводим общее решение обратной задачи классической электродинамики – определение источников, формирующих заданное поле, исходя из общих уравнений электродинамики Максвелла. Конкретизируя материальные соотношения, для вакуума с зарядами (плазма) мы представляем примеры годографов электрической напряженности не только в виде ручных узлов, но и узлов с бесконечной топологической сложностью (числом пересечений). Приведены также поляризационные ленты – двумерные поверхности, образуемые при помещении начала вектора  $\mathbf{E}$  в каждую точку годографа; они могут

быть как двухсторонними, так и односторонними (ленты Мебиуса). Кроме того, даются примеры годографов магнитной напряженности и вектора Пойнтинга (потока электромагнитной энергии). Указанные структуры могут быть созданы в плазме структурами плотности заряда и тока в виде импульсных распределенных осциллирующих и вращающихся диполей.

Представляется, что приведенные результаты могут быть использованы для полного, пространственно-временного структурирования коротких электромагнитных импульсов [8].

*Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 23-12-00012.*

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. П.П. Феофилов, *Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов*, М.: Гос. изд. физ.-мат. лит-ры, 1959.
2. М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*, М.: Гос. изд. физ.-мат. лит-ры, 1970.
3. N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov et al., *Contemp. Phys.* **64**, 224–243 (2023).
4. H. Dang, J. Gao, H. Wu et al., *Phys. Rev. A* **112**, 013510 (2025).
5. D. Sugic, M.R. Dennis, F. Nori et al., *Phys. Rev. Res.* **2**, 042045(R) (2020).
6. M.F. Ferrer-Garcia, A. D’Errico, H. Larocque et al., *Phys. Rev. Res.* **3**, 033226 (2021).
7. N.N. Rosanov, S.V. Fedorov (submitted).
8. A. Forbes, M. de Oliveira, M.R. Dennis, *Nat. Photonics* **15**, 253–262 (2021).

# ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И СПИНОВЫЙ ШУМ

В.С. Запасский

*Санкт-Петербургский государственный университет,  
Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербург, Россия*

*E-mail: [v.zapasskii@spbu.ru](mailto:v.zapasskii@spbu.ru)*

Магнитооптические исследования кристаллов, активированных РЗ ионами, были инициированы в Государственном оптическом институте им. С.И. Вавилова Петром Петровичем Феофиловым в конце 1960-х годов. Исследования, которыми мне предлагалось заняться, первоначально были нацелены на наблюдение эффектов воздействия магнитного поля на спектры активированных кристаллов. Из-за относительно большой ширины полос оптических переходов в кристаллах по сравнению с атомными системами, эффекты магнитного поля проявляются более выразительно как индуцированная полем анизотропия, а не индуцированные полем сдвиги оптических переходов. В ходе этой работы нам удалось достичь предельной (ограниченной дробовым шумом фототока приемника) поляриметрической чувствительности измерений [1, 2], что применительно к магнитооптическим эффектам в парамагнитных средах указывало на высочайшую чувствительность метода к намагниченности спин-системы и к ее изменениям. Эти результаты, в сочетании со значительным прогрессом в области лазерных технологий позволили открыть новые замечательные пути исследований в области магнитооптики и спектроскопии магнитного резонанса. Одним из наиболее впечатляющих результатов упомянутых достижений лазерной поляриметрии явилось обнаружение эффекта магнитного резонанса в шумах фарадеевского вращения [3]. Эффект был впервые зарегистрирован на атомной системе (пары щелочного металла), где намагниченность спиновой системы наиболее эффективно преобразуется в фарадеевское вращение [3, 4]. В дальнейшем эта методика была перенесена на твердотельные парамагнетики, породив новое направление спектроскопии ЭПР – спектроскопию спиновых шумов [5].

Новый подход характеризовался рядом специфических особенностей, делавших его в определенных отношениях уникальным. Среди них можно упомянуть невозмущающий характер измерительной процедуры, отсутствие требования магнитное поляризации спин-системы, высокое пространственное разрешение и ряд других. Кроме того, спектроскопия спиновых шумов оказалась способной решать некоторые задачи, обычно доступные только для нелинейной оптики.

В докладе предполагается дать общее представление о методе спектроскопии спиновых шумов, косвенным образом инициированном

П.П. Феофиловым более 50 лет назад, и привести примеры экспериментальных результатов, полученных с применением этой уникальной методики. До недавнего времени спектроскопия спиновых шумов использовалась только для изучения атомных и полупроводниковых систем. В настоящее время она, однако продемонстрировала свою эффективность и по отношению к кристаллам с редкоземельными ионами и поэтому заслуживает своего упоминания на этом Симпозиуме.

*Презентация подготовлена при поддержке гранта СПбГУ No. 125022803069-4.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Е.Б. Александров и В.С. Запасский, *Опт. и спектр.* **41**, 855 (1976).
2. В.С. Запасский, *ЖПС*, **37**, 184 (1982).
3. Е.Б. Александров и В.С. Запасский, *ЖЭТФ*, **81**, 132 (1981).
4. S.A. Crooker, D.G. Rickiel, A.V. Balarsky, and D.L. Smith, *Nature* **431**, 49 (2004).
5. V.S. Zapasskii, *Adv. Opt. Photonics* **5**, 131 (2013).

# ЭСР-СПЕКТРОСКОПИЯ ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ СПИНОНОВ В ЦЕПОЧКАХ С АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ ОБМЕНОМ

А.И. Смирнов

*Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН,  
Москва, Россия*

*E-mail: [smirnov@kapitza.ras.ru](mailto:smirnov@kapitza.ras.ru)*

Одномерные цепочки спинов  $S = 1/2$  с антиферромагнитным обменом обладают необычным основным состоянием в виде квантовой спиновой жидкости, в котором нет классического магнитного порядка. Однако, это состояние сильно коррелировано и описывается как ансамбль делокализованных квазичастиц со спином  $S = 1/2$ . Указанные квазичастицы являются фермионами и получили название спинов. Возбуждения, наблюдаемые в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов или электронному спиновому резонансу, представляют собой парные образования типа «квазичастица – дырка», возникающие при переносе спина из-под уровня Ферми наружу. Спектр значений переданной энергии при фиксированном переданном импульсе оказывается при этом широким и имеет вид так называемого двухспионного континуума, радикального отличающегося от спектра магнонов в обычном антиферромагнетике. От обычных фермиевских систем типа электронов в металлах спиновые цепочки отличаются тем, что фермионы в них не являются микрочастицами материи, а представляют собой коллективные динамические структуры макроскопической спиновой системы диэлектрического кристалла.

Мы изучаем спектры поглощения электромагнитных волн миллиметрового диапазона в кристаллах  $K_2CuSO_4Br_2$ , содержащих цепочки ионов  $Cu^{2+}$  ( $S = 1/2$ ), и  $Cs_2CoCl_4$  с цепочками ионов  $Co^{2+}$  ( $S = 3/2$ ) и получаем экспериментальные свидетельства как самого существования спинов, так и их ферми-жидкостного взаимодействия. Взаимодействие спинов типа «рассеяние назад», наряду с взаимодействием Дзялошинского – Мории приводит к добавочному сдвигу границ спионного континуума в магнитном поле. На основе экспериментального определения границ спектра и их зависимости от магнитного поля была определена вероятность рассеяния спинов друг на друге и перенормировка спектра за счет взаимодействия ферми-жидкостного типа в  $K_2CuSO_4Br_2$  [1].

Для кристаллов  $Cs_2CoCl_4$  с цепочками ионов  $Co^{2+}$  ( $S = 3/2$ ), обладающих сильной анизотропией, возможно представление на основе псевдоспинов  $s = 1/2$  вследствие того, что состояния с  $S_z = \pm 3/2$  отделены большой щелью в кристаллическом поле и не заселяются при низкой температуре. Цепочки обладают анизотропией ХХZ-типа, их спектр сохраняет в общих чертах вид двухспионного континуума, однако имеет по сравнению с гейзенберговской цепочкой

расщепление уже в нулевом поле, которое развивается по мере установления внутрицепочечных корреляций при понижении температуры [2]. Мы наблюдаем образование спектра, соответствующего коллективному движению спинов в XXZ-цепочке при охлаждении образца в интервале от 2 до 0.2 К, после чего происходит магнитное упорядочение с еще одной радикальной перестройкой спектра. Смещение частоты магнитного резонанса в результате развития спин-жидкостных корреляций соответствует теоретическому спектру XXZ-цепочки псевдоспинов  $s = 1/2$ , полученному методом DMRG [3].

Полученные результаты указывают на ферми-жидкостное (то есть не ферми-газовое) поведение спинов, а также на существование хорошо определенных квазичастиц в спин-жидкостной фазе XXZ-цепочечного антиферромагнетика.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00259-П.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. K.Yu. Povarov et al., Phys. Rev. Lett. **128**, 187202 (2022).
2. T.A. Soldatov, V.S. Edelman, A.I. Smirnov, Appl. Magn. Resonance **55**, 1137 (2024).
3. P. Laurell et al., Phys. Rev. Lett. **127**, 037201 (2021).

# МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ГИДРИДОВ ЖЕЛЕЗА И ФАЗЫ $\epsilon$ -Fe ПО ДАННЫМ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ЭФФЕКТЫ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

И.С. Любутин<sup>1</sup>, А.Г. Гаврилюк<sup>1,2</sup>, А.А. Миронович<sup>2</sup>, А.Г. Иванова<sup>1</sup>,  
Д.Н. Трунов<sup>2</sup>, С.Н. Аксёнов<sup>2</sup>, М.В. Любутина<sup>1</sup>, И.А. Троян<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский  
комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский  
институт», Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт ядерных исследований РАН, Троицк, Москва, Россия*  
E-mail: [lyubutinig@mal.ru](mailto:lyubutinig@mal.ru)

При высоких давлениях и низких температурах исследованы электронные, магнитные, колебательные и структурные свойства чистого  $\epsilon$ -Fe железа и его соединений с водородом  $\text{FeH}_x$  (поли-, или супер-гидриды железа) [1–3]. Использованы методы синхротронной мёссбауэровской спектроскопии NFS (Nuclear Forward Scattering), рамановской спектроскопии, микро-контактной (андреевской) спектроскопии, электро-резистивные исследования, а также рентгеновская синхротронная дифракция. Чистое атомарное железо в фазе  $\epsilon$ -Fe исследовалось в диапазоне  $P$ - $T$  условий ( $P = 15$ – $241$  ГПа,  $T = 4.2$ – $300$  К). Выявлена аномалия в электронных свойствах в области давлений  $150$  ГПа. Во всём исследованном диапазоне  $P$ - $T$  условий фаза  $\epsilon$ -Fe проявляет диамагнитные свойства и сохраняет ГПУ кристаллическую структуру [2].

Полигидриды железа синтезировались при высоком давлении методом лазерного нагрева исходного  $\epsilon$ -Fe железа в среде борана аммиака ( $\text{BH}_3\text{NH}_3$ ) в камерах высокого давления с алмазными наковальнями. Атомарный водород  $\text{H}_2$  выделялся в результате термического разложения  $\text{BH}_3\text{NH}_3$  в процессе нагрева мощным лазерным излучением и вступал в реакцию с железом. В результате такого синтеза, как правило, синтезируется многообразие различных фаз  $\text{FeH}_x$  с насыщенностью железа водородом в диапазоне  $x = 1$ – $6$ . Показано, что содержание водорода зависит от величины приложенного давления, температуры и времени синтеза, а также, и от равномерности распределения мощности в лазерном пучке. Из эволюции мессбауэровских спектров установлено, что в диапазоне давлений до  $130$  ГПа синтезируются как магнитные, так и немагнитные (или слабомагнитные) фазы  $\text{FeH}_x$  [1]. При давлениях выше  $150$  ГПа начинают появляться немагнитные фазы, но с существенно другими электронными свойствами. Это следует из величины изомерного сдвига, который отличается от его значения в  $\epsilon$ -Fe. Выше  $P \sim 160$  ГПа, синтезируются фазы  $\text{FeH}_x$ , проявляющие сверхпроводящие свойства с

критической температурой перехода в сверхпроводимость в диапазоне  $T_c \sim 12\text{--}30$  К [3]. Значение  $T_c$  зависит от давлений и условий синтеза.

При подготовке образцов использовалось оборудование ЦКП «Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины» ИЯИ РАН. Рентгеноструктурные и мессбауэровские исследования выполнены в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. А.Г. Гаврилюк, В.В. Стружкин, С.Н. Аксёнов, А.Г. Иванова, А.А. Миронович, И.А. Троян, А. Пахомова, И.С. Любутин, Письма в ЖЭТФ **116**, 779 (2022).
2. А.Г. Гаврилюк, В.В. Стружкин, С.Н. Аксёнов, А.А. Миронович, И.А. Троян, А.Г. Иванова, И.С. Любутин, Письма в ЖЭТФ **117**, 132 (2023).
3. А.Г. Гаврилюк, И.А. Троян, В.В. Стружкин, Д.Н. Трунов, С.Н. Аксёнов, А.А. Миронович, А.Г. Иванова, И.С. Любутин, Письма в ЖЭТФ **118**, 735 (2023).

# ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ С *f*- И *d*- ИОНАМИ. ДАТЧИКИ ТЕМПЕРАТУРЫ, МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ДЕФОРМАЦИЙ

М.Н. Попова<sup>1</sup>, С.А. Климин<sup>1</sup>, Б.З. Малкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Казанский (Приволжский) федеральный университет,  
Казань, Россия*

*E-mail: [popova@isan.troitsk.ru](mailto:popova@isan.troitsk.ru)*

В Государственном Оптическом Институте им. С.И. Вавилова, где работал Пётр Петрович Феофилов, велись исследования в области различных видов спектроскопии, включая фурье-спектроскопию. Широкодиапазонная фурье-спектроскопия высокого разрешения – мощный метод исследования богатых узкими линиями протяженных спектров. Он применяется в атомной и молекулярной спектроскопии, а в ИСАН был впервые применен к твердотельным задачам, в частности, для исследования спектров кристаллов, активированных редкоземельными (РЗ) ионами и ионами переходных металлов.

В докладе будут кратко даны особенности метода и его история, затем рассмотрены примеры исследований, выполненных в Лаборатории фурье-спектроскопии ИСАН в сотрудничестве с теоретиками Казанского федерального университета и многими экспериментальными группами из разных научных учреждений, как занимающимися синтезом кристаллов, так и их исследованием с помощью других методов (ЭПР, рентгеновские и нейтронные методы, магнитные, магнитоэлектрические, диэлектрические, термодинамические измерения). Мы показали, что метод фурье-спектроскопии высокого разрешения обеспечивает рекордную чувствительность в обнаружении примесей, дефектов и напряжений в кристаллах, что может быть использовано для контроля качества и совершенствования технологии роста кристаллов. Метод позволяет исследовать структурные и магнитные фазовые переходы, определять типы магнитных структур, в том числе в случаях, когда это невозможно или затруднительно сделать нейтронными методами. Были исследованы различные функциональные материалы: мультиферроики, люминофоры, кристаллы для квантовой электроники, квантовой информатики. Многие виды оптической квантовой памяти используют сверхтонкие уровни РЗ ионов в кристаллах, и мы исследовали сверхтонкую и изотопическую структуру в спектрах. Была развита микроскопическая теория изотопической структуры в спектрах РЗ ионов, индуцированной как изотопическим беспорядком в кристаллической матрице, так и различием масс ядер РЗ изотопов. Обнаружены спектральные линии со специфическим провалом в центре, соответствующие переходам с

участием орбитально вырожденных электронных состояний. Для объяснения контура таких линий была построена теория деформационного уширения и расщепления спектральных линий, включающая вывод обобщенной функции распределения компонент тензора случайных деформаций, индуцированных точечными дефектами или границами доменов в упруго анизотропном континууме.

Недавнее усовершенствование экспериментальной установки на базе фурье-спектрометра Bruker 125HR позволяет нам регистрировать спектры не только поглощения и отражения, но и люминесценции с разрешением до  $0.0006 \text{ см}^{-1}$  [1]. Это открыло возможности исследований в области дистанционного люминесцентного мониторинга низких температур, магнитных полей, деформаций [1–3].

*Доклад подготовлен при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00047).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. K.N. Boldyrev, B.Z. Malkin, M.N. Popova, Light: Sci. & Appl. **11**, 245 (2022).
2. M. Diab, K.N. Boldyrev, M.N. Popova, Opt. Mater. **160**, 116676 (2025).
3. M.N. Popova et al., Phys. Rev. Materials (under review).

# КОНЦЕПЦИЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ТГЦ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФЛЮОРЕСЦЕНТНЫХ НАНОСЕНСОРОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

В.В. Семашко<sup>1,2</sup>, Г.С. Шакуров<sup>1</sup>, О.А. Морозов<sup>1,2</sup>, С.Л. Кораблева<sup>2</sup>,  
В.И. Колесникова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
(КФТИ), Казань, Россия*

<sup>2</sup>*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань,  
Россия*

*E-mail: [ua4psy@mail.ru](mailto:ua4psy@mail.ru)*

Терагерцовый диапазон (0,1–10 ТГц, 3 мм – 30 мкм) расположен между микроволновой и дальней ИК-областями спектра и до сих пор слабо освоен человечеством. ТГц излучение взаимодействует с низкочастотными колебательными модами молекул и позволяет получать уникальную функциональную информацию об объектах и явлениях, недоступную при использовании других излучений электромагнитного спектра. В частности, ТГц излучение способно проникать сквозь различные материалы, что позволяет проводить их контрастную дифференциацию по молекулярному составу и выявлять скрытые объекты. Кроме того, оно не является ионизирующим и совершенно безвредно для живой материи. Поэтому детектирование и визуализация ТГц излучения представляется перспективным мощным инструментом для исследований в области биологии, медицинской тераностики [1], применений в области обеспечения безопасности жизнедеятельности [2], материаловедения, дефектоскопии [3], современных систем связи [4] и т. д. Разработка физических принципов построения высокочувствительных быстродействующих детекторов и визуализаторов в реальном масштабе времени КВЧ и терагерцового излучения является актуальной и неотложной задачей.

В настоящем докладе предлагается парадигма визуализации ТГц-излучения, которая является результатом синтеза ранее предложенных идей, касающихся визуализации микроволнового излучения («радиовизора») [5] и металлических наночастиц – преобразователей ТГц-излучения в тепло для тепловизионных систем [6]. Обсуждается и развивается возможность реализации детекторов и визуализаторов на основе активированных фторидных наночастиц, которые одновременно являются эффективными поглотителями ТГц-излучения и высокочувствительными люминесцентными датчиками температуры. Перспективным материалом для таких датчиков являются легированные редкоземельными элементами фторидные нанокристаллы, обладающие низкими значениями теплоемкости, теплопроводности, плотности и эффективной флуоресценцией [7]. Возможно создавать объемные и/или композитные наночастицы типа «ядро-оболочка», в которых для поглощения ТГц-излучения могут

использоваться межштарковские переходы ионов редкоземельных ионов в основном состоянии, кластеры воды или металлические включения, а последующий нагрев может детектироваться по спектрально-люминесцентным свойствам, зависящим от температуры. Проанализированы преимущества и недостатки данного подхода, а также дана оценка различным подходам к созданию таких датчиков-визуализаторов.

Представлены особенности синтеза фторидных наночастиц, легированных редкоземельными ионами, различного состава и морфологии, проанализированы и рассмотрены их абсорбционные и флуоресцентные спектрально-кинетические характеристики в ТГц и оптическом спектральном и температурном диапазонах, в которых реализуется их максимальная температурная чувствительность. Оценены пороги обнаружения ТГц излучения и инерционные свойства температурных сенсоров/визуализаторов на основе фторидных наночастиц. Приведены результаты первых экспериментов. Обсуждаются дальнейшие перспективы использования ТГц флуоресцентных нановизуализаторов.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. T. Amini, F. Jahangiri, Z. Ameri, et.al., J. Lasers Med Sci. **12**, 1 (2021).
2. A. Gong, Appl. Spectr. Rev. **55**(5), 418 (2019).
3. D. Woolard, J. Jensen, R. Hwu, M. Shur, *Terahertz Science and Technology for Military and Security Applications*, 2007.
4. Y. Huang, Y-Ch. Shen, J. Wang, Engineering **22**(7), 106 (2022).
5. A.P. Bazhulin, N.A. Irisova, V.A. Sarosov et.al. Vestnik AN SSSR. **12**, 122 (1973).
6. K.A. Moldosanov, V.M. Lelevkin, P.V. Kozlov, et.al., J. of Nanophotonics **6**, 061716-1 (2012).
7. V.V. Semashko, The 30th Int. Conf. on Adv. Laser Tech. N-I-3 (2023).

# МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ С ОТДЕЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ВОЗБУЖДЕННОГО МУЛЬТИПЛЕТА ПО ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ

А.А. Корниенко<sup>1</sup>, Е.Б. Дунина<sup>1</sup>, Л.А. Фомичева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Витебский государственный технологический университет,  
Витебск, Беларусь*

<sup>2</sup>*Белорусский государственный университет информатики  
и радиоэлектроники, Минск, Беларусь*

*E-mail: [a\\_a\\_kornienko@mail.ru](mailto:a_a_kornienko@mail.ru)*

Время жизни возбужденного мультиплета – важная характеристика, которая учитывается при конструировании лазеров. Измерения времени жизни иногда дополняются измерениями ее температурной зависимости. Первые измерения температурной зависимости были выполнены более 50 лет назад и продолжают выполняться и в настоящее время. Однако, последовательное теоретическое описание экспериментальной температурной зависимости выполнено недавно в работе [1]. В этой работе для корректного описания излучательных и абсорбционных переходов с учетом температурной зависимости предложена следующая формула для силы осцилляторов:

$$f_{JJ'} = \frac{f_{JJ'}^{J-O}}{(2J+1)} \sum_j \sum_i \frac{Kc(\Gamma_i)SR(\Gamma_i, \Gamma_j')g(\Gamma_i)g(\Gamma_j') \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{\Gamma_i}}{kT}\right)}{Z} \quad (1)$$

Здесь в качестве  $f_{JJ'}^{J-O}$  можно использовать силы осцилляторов, определенные по теории Джадда – Офельта,  $Kc$  – корректирующие коэффициенты,  $SR(\Gamma_i, \Gamma_j')$  – матрица правил отбора излучательных переходов,  $\Delta E_{\Gamma_i} = E_{\Gamma_i} - E_{\Gamma_1}$  – энергия компоненты с неприводимым представлением  $\Gamma_i$  мультиплета  $J$  относительно компоненты с наименьшей энергией этого мультиплета,  $k$  – постоянная Больцмана, через  $Z$  обозначена статистическая сумма.

Результаты описания экспериментальной температурной зависимости [2] времени жизни мультиплета  $^4F_{3/2}$  иона  $Nd^{3+}$  в  $LiYF_4$  с использованием формулы (1) представлены на рисунке.

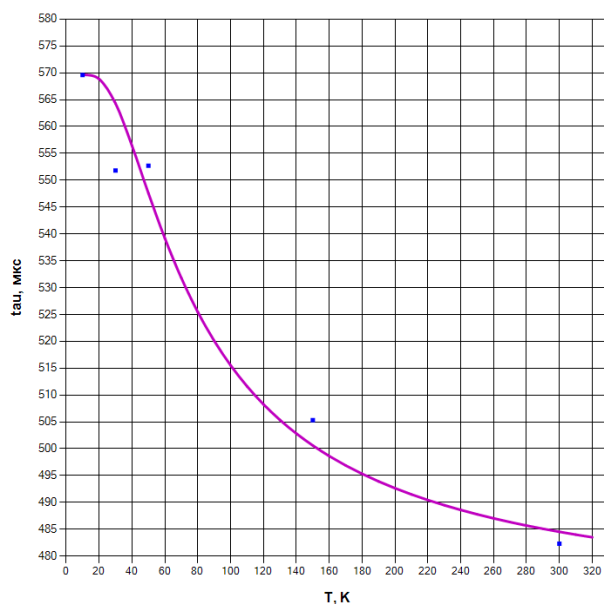


Рис. Точками обозначены экспериментальные значения

В качестве варьируемых параметров выбраны  $K_c[\Gamma_{7,8}] = 1$ ,  $K_c[\Gamma_{5,6}] = 1.4$ . Им соответствуют следующие вероятности переходов  $W(\Gamma_{7,8}) = 1755 \text{ с}^{-1}$ ;  $W(\Gamma_{5,6}) = 2457 \text{ с}^{-1}$ .

Таким образом, получено хорошее описание экспериментальной зависимости и вероятности переходов с компонент возбужденного мультиплета.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Ant. Kornienko, P. Loiko, E. Dunina, L. Fomicheva, A. Kornienko, Opt. Mat. **148**, 114808 (2024).
2. Demirbas, J. Thesinga, M. Kellert et al., Opt. Mat. Expr. **12**, 4712–4730 (2022).

# ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ КРИОТЕРМОМЕТРИЯ

С.А. Климин<sup>1</sup>, М. Диаб<sup>1,2</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская область, Россия*

E-mail: [klimin@isan.troitsk.ru](mailto:klimin@isan.troitsk.ru)

Дистанционное измерение температуры на основании температурно-зависимых характеристик люминесценции объектов (время затухания, положение, ширина и интенсивность линий) широко применяется в различных областях науки и техники. Оно позволяет отслеживать ход химических реакций и различных технологических процессов и получать карты распределения температуры с хорошим пространственным разрешением, что особенно ценно для биомедицинских приложений. Названные применения требуют измерений вблизи комнатной температуры и выше, и именно этот диапазон температур хорошо освоен. Используется люминесценция кристаллов с *f*- и *d*-ионами, органических молекул, квантовых точек, центров окраски в алмазах. Область криогенных температур почти не освоена, тогда как такие измерения необходимы, например, при проведении низкотемпературных экспериментов, в космических исследованиях, в современных квантовых технологиях.

Для люминесцентных измерений температур в диапазоне 3–150 К мы предложили использовать измерения относительных интенсивностей  $L/R$  (line intensity ratio) и ширин  $\Delta\nu$  линий переходов между штарковскими уровнями ионов лантаноидов и хрома в кристаллах [1–6], а для еще более низких температур – измерение распределения интенсивностей компонент сверхтонкой структуры (СТС) в спектре иона  $\text{Ho}^{3+}$  в кристаллической позиции с достаточно высокой симметрией [7]. Были предложены люминесцентные больцмановские ратиометрические термометры на кристаллах  $\text{K}_2\text{YF}_5:\text{Er}^{3+}$  [1],  $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$  [2],  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  [4],  $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4:\text{Cr}^{3+}$  [5] с максимальными абсолютными чувствительностями вблизи температур от 3 до 60 К. При этом люминесценция иона  $\text{Er}^{3+}$  регистрировалась в области около 1.5 мкм на переходе  $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ , попадающая в окно прозрачности оптических волокон. В работе [6] по люминесценции эрбия, введенного в кристалл мультиферроика  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  в качестве зонда, зарегистрированы магнитные фазовые переходы в этом соединении (при 37 и 9 К), с одновременным контролем температуры.

Для измерения сверхнизких температур выбрана линия с частотой 6089.3  $\text{см}^{-1}$  в спектре люминесценции моноизотопного кристалла  $^7\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$  в переходе  $^5\text{I}_5 \rightarrow ^5\text{I}_7$ , обладающая хорошо разрешенной СТС и попадающая в стандартный U-диапазон для

оптоволоконной связи. Проведен расчет распределения интенсивностей сверхтонких компонент с учетом смешивания волновых функций штарковских уровней сверхтонкими взаимодействиями и в предположении больцмановского распределения населенностей сверхтонких подуровней. Разработана методика регистрации температуры с использованием всех компонент СТС.

Благодарим соавторов работ [1–7] К.Н. Болдырева, А.Д. Молчанову, Е.П. Чукалину, Т.А. Иголкину, М. Bettinelli, Н.М. Хайдукова.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00047).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. К.Н. Болдырев и др., Оптика и спектроскопия, **131**(10), 1335 (2023).
2. K.N. Boldyrev et al., J. Lumin. **271**, 120591 (2024).
3. S.A. Klimin et al., Optical Materials **149**, 115086 (2024).
4. M. Diab, K.N. Boldyrev, M.N. Popova, Opt. Mater. **160**, 116676 (2025).
5. А.Д. Молчанова и др., Оптика и спектроскопия, **132**(4), 406 (2024).
6. M.N. Popova, M. Diab, K.N. Boldyrev, Magn. Reson. Solids **26**, 24210 (2024).
7. М.Н. Попова, М. Диаб, К.Н. Болдырев, УФН, **194** (11), 1177 (2024).

## РЭМСИ-РЕЗОНАНСЫ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫХ КРИСТАЛЛАХ С РЕДОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

С.А. Моисеев, К.И. Герасимов, М.М. Миннегалиев, И.В. Брекоткин  
*Казанский квантовый центр, Казанский национальный  
исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева –  
КАИ, Казань, Россия*  
E-mail: [s.a.moiseev@kazanqc.org](mailto:s.a.moiseev@kazanqc.org)

Оптические и электронные спиновые переходы в ионах редкоземельных элементов (РЗИ) обладают большим временем жизни квантовой когерентности, благодаря чему эти ионы привлекают большое внимание в разработки современных квантовых технологий [1], среди которых заметное место занимает разработка квантовой памяти (КП) на фотонном эхе [2] как одного из базовых элементов оптического квантового повторителя. КП на фотонном эхе в кристаллах с РЗИ интересна своими возможностями к сохранению большого числа световых импульсов, как это было, например, продемонстрировано в сохранении более 1000 таких импульсов на в одном из протоколов оптической КП на фотонном эхе [3]. Многоимпульсные схемы возбуждения когерентных атомных ансамблей также используются в формировании линий Рэмси резонанса, обладающих узкой спектральной шириной  $\delta\omega_R$ , которые активно используются в спектроскопии высокого разрешения, а также в создании оптических часов и стандартов частоты [4]. Узкие линии Рамсея всегда формируются возбуждением оптически тонкой атомной среде последовательностью лазерных импульсов со специально подготовленными временными формами. В настоящей работе мы показываем возможность использования многократных сигналов фотонного эха, возникающих в оптически плотных кристаллах с РЗИ, для создания сверхузких линии Рэмси резонанса [5], ширина которых может быть сильно уменьшена по сравнению с  $\delta\omega_R$ .

Было рассмотрено возбуждение двухуровневой неоднородной уширенной оптически плотной резонансной среды последовательностью из двух и трех параллельно распространяющихся лазерных импульсов, разделенных заданными временными интервалами. Суммарная импульсная лазерных импульсов выбиралась близкой к  $\pi$ . Эти импульсы быстро поглощаются в среде, вызывая появление сигналов фотонного эха в ее глубине. Показано, что в глубине среды возникает уже последовательность многократных сигналов фотонного эха, приводящих к формированию группы возбужденных атомов, обладающих сверхузкими линиями Рэмси резонансов, спектральная ширина которых уменьшается в глубине среды как  $\delta\omega_{R,od} \sim \delta\omega_R e^{-\alpha L/2}$  (где  $\alpha L$  – оптическая плотность резонансного перехода,

$\alpha$  – коэффициент резонансного поглощения среды,  $L$  – ее длина). Было изучено поведение формы линии этих резонансов в зависимости от параметров лазерных параметров и способов зондирования. Показано, что сверхузкие линии Рэмси можно возбуждать при  $\alpha L \gg 1$  и их зондировании пробным импульсом, распространяющимся параллельно (антипараллельно) возбуждающими лазерными импульсами, так и в ортогональной геометрии.

Был проведен эксперимент по обнаружению предсказываемого сужения линий Рэмси при двухимпульсном возбуждении оптического перехода ионов эрбия в кристалле  $^{167}\text{Er}^{3+} \text{Y}_2\text{SiO}_5$  с оптической плотностью  $\alpha L = 3.8$ . Обнаруженное сужение линии  $\approx 2.5$  раза, их форма и параметры хорошо описываются представленной теорией.

*Данное исследование было проведено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (регистрационный номер NIOKTR 121020400113-1).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. P. Goldner, A. Ferrier, O. Guillot-Noel, Chapter 267, *Rare earth-doped crystals for quantum information processing*, Elsevier, pp. 1–78, 2015.
2. S.A. Moiseev, M.M. Minnegaliev, K.I. Gerasimov, E.S. Moiseev, A.D. Deev, Y.Y. Balega, *Physics-Uspekhi* **68** (5), 431–451, (2025).
3. M. Bonarota et al *New J. Phys.* **13** (1), 013013 (2011).
4. N. F. Ramsey, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 541 (1990).
5. S.A. Moiseev, K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev et al., arXiv:2505.13146.

# ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ МАГНЕТИКИ

А.С. Москвин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов им. М.Н. Мухеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: [alexander.moskvin@urfu.ru](mailto:alexander.moskvin@urfu.ru)

К ян-теллеровским (ЯТ) магнетикам мы относим соединения на основе ян-теллеровских  $3d$ - и  $4d$ -ионов с конфигурациями типа  $t_{2g}^{n_1}e_g^{n_2}$  в высокосимметричном октаэдрическом, кубическом или тетраэдрическом окружении и с основным орбитальным  $E$ -дублетом [1, 2]. Это соединения на основе тетра-комплексов с конфигурацией  $d^1$  ( $Ti^{3+}$ ,  $V^{4+}$ ,  $Cr^{5+}$ ), низкоспиновой (LS) конфигурацией  $d^3$  ( $V^{2+}$ ,  $Cr^{3+}$ ,  $Mn^{4+}$ ), высокоспиновой (HS) конфигурацией  $d^6$  ( $Fe^{2+}$ ,  $Co^{3+}$ ), окта-комплексы с HS-конфигурацией  $d^4$  ( $Cr^{2+}$ ,  $Mn^{3+}$ ,  $Fe^{4+}$ ,  $Ru^{4+}$ ), LS-конфигурацией  $d^7$  ( $Co^{2+}$ ,  $Ni^{3+}$ ,  $Pd^{3+}$ ), а также окта-комплексы с конфигурацией  $d^9$  ( $Cu^{2+}$ ,  $Ni^{1+}$ ,  $Pd^{1+}$ ,  $Ag^{2+}$ ). Все ЯТ-конфигурации  $d$ -ионов включают один  $e_g$ -электрон или одну  $e_g$ -дырку сверх устойчивых, полностью или наполовину заполненных, оболочек, что делает их неустойчивыми относительно реакции анти-ЯТ-диспропорционирования, приводящим к формированию системы электронных и дырочных центров  $S$ -типа с орбитально невырожденным основным состоянием [2], эквивалентной системе эффективных композитных спин-синглетных или спин-триплетных бозонов в немагнитной, или магнитной решетке [2]. В класс ЯТ-магнетиков попадает большое число перспективных материалов с конкуренцией орбитальных, спиновых и зарядовых степеней свободы, находящихся в центре внимания современной физики конденсированного состояния, таких как манганиты  $RMnO_3$ , ферраты  $(Ca,Sr)FeO_3$ , рутенаты  $RuO_2$ ,  $(Ca,Sr)RuO_3$ ,  $(Ca,Sr)_2RuO_4$ , широкий ряд ферропниктидов ( $FePn$ ) и феррохалькогенидов ( $FeCh$ ), 3D-никелаты  $RNiO_3$ , 3D-купрат  $KCuF_3$ , 2D-купраты  $(La_2CuO_4, \dots)$  и никелаты  $RNiO_2$ , соединения на основе серебра ( $AgO$ ,  $AgF_2$ ). Эти материалы обладают богатым спектром уникальных свойств от различных типов орбитального [1], спинового, зарядового, спин-зарядового упорядочения, необычного квази-металлического поведения, до переходов металл-изолятор и спин-триплетной сверхпроводимости [2]. В докладе рассматривается классификация ЯТ-магнетиков, оригинальный метод зарядовых триплетов и эффективных гамильтонианов, позволяющий дать адекватное описание электронной структуры ЯТ-магнетиков, возможные фазовые состояния, фазовые диаграммы, магнитные и оптические свойства актуальных ЯТ-магнетиков без использования так называемых «*ab initio*» методов, основанных на теории функционала плотности (DFT).

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. К.И. Кугель, Д.И. Хомский, УФН, **136**, 621 (1982).
2. A.S. Moskvina, Magnetochemistry **9**, 224 (2023).

## ЭФФЕКТ ЯНА – ТЕЛЛЕРА В ФИЗИЧЕСКОЙ АКУСТИКЕ. ДОПИРОВАННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

В.В. Гудков<sup>1</sup>, Н.С. Аверкиев<sup>2</sup>, М.Н. Сарычев<sup>1</sup>, И.В. Жевстовских<sup>1,3</sup>,  
С. Жерлицын<sup>4</sup>, Н.Ю. Таврунова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Уральский федеральный университет имени первого Президента  
России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия*

<sup>2</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия*

<sup>4</sup>*Лаборатория сильных магнитных полей, Россендорф-Дрезден,  
Германия*

E-mail: [v.v.gudkov@urfu.ru](mailto:v.v.gudkov@urfu.ru)

К эффекту Яна – Теллера (ЭЯТ) в настоящее время относят круг явлений, связанный с теоремой Яна и Теллера [1], которая утверждает, что «все вырожденные электронные состояния нелинейных молекул неустойчивы, если вырождение обусловлено электронными орбитами или спином». Напрямую к кристаллам эта теорема отношения не имеет, однако для описания кристаллов с малой концентрацией примесей замещения применяется молекулярная модель, в которой рассматриваются ян-теллеровские (ЯТ) комплексы, каждый из которых состоит из иона, обладающего орбитальным вырождением (часто это 3d ионы), и его ближайшего окружения. До замещения ион металла находится в высокосимметричном окружении (тетраэдрическом, кубическом или октаэдрическом), а после замещения комплекс претерпевает тетрагональные, тригональные или орторомбические искажения, что приводит к изменениям энергетических состояний, возбужденных и основного, и проявлению связанных с ними особенностей в магниторезонансных и оптических спектрах (см., например, [2]), а также упругих характеристиках [3]. Таким образом, если использовать более общий подход, можно рассматривать проявление ЭЯТ в магнетизме (магнитостатике и магнитодинамике), электромагнетизме и физической акустике. Для полноты следует упомянуть и теплофизику, но экспериментов в этой области, мягко говоря, немного [4]. Теплофизические и магнитостатические эксперименты дают информацию, связанную с переходами между основным и близлежащими возбужденными энергетическими уровнями, магниторезонансные – между расщепленными магнитным полем, оптические – между основным и более высокоэнергетическими уровнями, а акустические – информацию, связанную с основным состоянием. Следовательно, для наиболее полного описания ЯТ комплексов следует использовать все эти экспериментальные средства.

В данном сообщении мы остановимся на экспериментальных возможностях физической акустики в плане изучения ЭЯТ в примесных кристаллах, причем с малой концентрацией примеси, такой, чтобы ЯТ комплексы можно было считать термодинамическим ансамблем с невзаимодействующими друг с другом структурными элементами. При этом примеси являются примесями замещения и располагаются в узлах решетки с высокосимметричным окружением. В эксперименте, как правило, измеряются изменения амплитуды  $A$  и фазы  $\varphi$  сигнала, прошедшего через исследуемый образец, от внешнего параметра (температуры  $T$ , магнитного поля  $B$ ) при фиксированной частоте ( $\omega$ ). Эти изменения связаны с изменением поглощения  $\alpha$  и фазовой скорости  $v$  следующим образом:

$$\Delta\alpha = -\frac{1}{l} \ln \frac{A}{A_0}, \quad \frac{\Delta v}{v_0} = \frac{\Delta\varphi}{\varphi_0}, \quad (1)$$

где  $k = \omega/v$  – волновое число,  $l$  – расстояние, пройденное волной, а величины с индексом 0 соответствуют значениям, определенным при некотором фиксированном параметре, например,  $T_0$ , если это температура. Измерения поглощения и фазовой скорости фактически являются измерением комплексного волнового числа:

$$\frac{\Delta k}{k_0} = -\frac{\Delta v}{v_0} - i \frac{\Delta\alpha}{k_0}, \quad (2)$$

которое является решением волнового уравнения, в которое входят компоненты тензора упругих модулей  $c_{ijkl}$ . Упругие модули определяют напряжения  $\sigma_{kl}$ , которые являются термодинамическими силами, сопряженными с относительными деформациями  $\varepsilon_{kl}$  в качестве термодинамических координат и определяют свободную энергию Гельмгольца. Именно упругие модули вычисляют при интерпретации результатов экспериментов, поэтому естественным будет представлять экспериментальные результаты, пересчитанные в компоненты динамических (зависящих от частоты) комплексных модулей упругости. Если в эксперименте изменение фазы сигнала определяется по изменению частоты, то

$$\frac{\Delta c}{c_0} = 2 \left( \frac{\Delta\omega}{\omega_0} + i \frac{1}{k_0 l} \ln \frac{A}{A_0} \right). \quad (3)$$

Здесь и далее, где нет необходимости, тензорные индексы опущены.

Первые эксперименты, выполненные группой М. Стуржа, показали: (i) ЭЯТ в ультразвуковом эксперименте имеет анизотропную природу (он проявляется лишь в модах, создающих упругие смещения, соответствующие поляризации активных вибронных мод, (ii) максимум поглощения, связанный с ЭЯТ, имеет релаксационную, а не резонансную природу, как это ранее предсказывалось [5], (iii) на основе экспериментально определенной температурной зависимости времени релаксации можно установить механизмы релаксации, которыми оказались термическая активация и туннелирование через

потенциальный барьер, сопровождающееся поглощением и испусканием тепловых фононов (см. ссылки в [3]).

Выражение для вклада ЯТ подсистемы  $\alpha^{JT}$  в поглощение ультразвуковой волны (т.е., в мнимую часть упругого модуля) было получено для интерпретации результатов экспериментов в кристалле  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ni}^{3+}$  [3]. Это выражение было обобщено для ЯТ вкладов обеих составляющих комплексного динамического модуля упругости в [6]:

$$\frac{c^{JT}}{c_0} = \frac{(c^{JT})^T}{c_0} \frac{1}{1 + i\omega\tau}, \quad (4)$$

где  $(c^{JT})^T$  – изотермический вклад ЯТ подсистемы в модуль упругости кристалла,  $\tau$  – конфигурационное время релаксации (время распределения ЯТ комплексов по состояниям, характеризующимся различными деформациями комплексов). Выражение для компонент  $(c_{ijkl}^{JT})^T$  определяется производной ЯТ вклада в плотность свободной энергии  $F^{JT}$  по компонентам тензора относительных деформаций  $\varepsilon_{ij}$  [7]:

$$(c_{ijkl}^{JT})^T = \left( \frac{\partial^2 F^{JT}}{\partial \varepsilon_{ij} \partial \varepsilon_{kl}} \right)_{\varepsilon \rightarrow 0}, \quad (5)$$

а  $F^{JT}$  выражается через статистическую сумму  $Z$  [8]:

$$F^{JT} = -nk_B T \ln Z, \quad (6)$$

$$Z = \sum_{i=1}^m \exp \left( -\frac{\Delta E_i^S}{k_B T} \right), \quad (7)$$

где  $n$  – концентрация ЯТ комплексов,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\Delta E_i^S$  – изменения энергии основного состояния за счет вибронного взаимодействия, индекс « $S$ » указывает симметричные свойства глобальных минимумов адиабатического потенциала (АП), тетрагональных  $E$ , тригональных  $T$  или орторомбических  $OR$ ,  $m = 3, 4, 6$  – число минимумов для случаев симметрии  $E$ ,  $T$ ,  $OR$ :

$$(c_{ijkl}^{JT})^T = -nk_B T \left( \frac{\partial^2 \ln Z}{\partial \varepsilon_{ij} \partial \varepsilon_{kl}} \right)_{\varepsilon \rightarrow 0}. \quad (8)$$

Явный вид модулей  $(c_{ijkl}^{JT})^T$  в случае кристаллов со структурой вюрцита были получены в [9], а для кристаллов со структурой сфалерита и флюорита – в [10]. Из приведенных в этих работах выражений ясно, в каких модах следует ожидать аномалии в температурных зависимостях поглощения и скорости ультразвука в зависимости от того, какими симметричными свойствами обладают глобальные минимумы АП, формирующие основное состояние.

Таким образом, **утверждение об анизотропии проявления ЭЯТ в ультразвуковом эксперименте с использованием**

**кристалла  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ni}^{3+}$ , сформулированное в [3], получило не только обобщение на кристаллы другой симметрии, но была показана возможность экспериментального определения симметричных свойств экстремумов адиабатического потенциала ЯТ комплексов.** Эти симметричные свойства зависят от соотношения величин силовых констант и констант вибронной связи, линейных и квадратичных, и *a priori* неизвестны. Отметим, что данная возможность отсутствует при проведении другого типа экспериментов без использования модельных представлений, и обусловлена тем, что уравнения движения в физической акустике содержат тензоры четвертого ранга  $(c_{ijkl}^{JT})$ , а не второго  $(\varepsilon_{ij}^{JT}, \chi_{ij}^{JT})$ , как в электромагнетизме. Выполнив вычисления по формулам (5–8), можно заметить, что явный вид выражений для ЯТ вклада в изотермические модули имеет вид

$$(c_{ijkl}^{JT})^T = A_{ijkl} \frac{na_0^2 F_S^2}{k_B T}, \quad (9)$$

где  $a_0$  – расстояние от ЯТ центра до ближайшего аниона,  $A_{ijkl}$  – константа, а  $F_S$  – линейная константа вибронной связи (в данном случае индекс указывает на то, энергию каких искажений комплекса она характеризует: тетрагональных  $S = E$ , либо тригональных  $S = T$ ). Расчеты констант  $A_{ijkl}$  довольно трудоемкая работа, которая выполняется для матриц разной симметрии и ЯТ комплексов разной конфигурации индивидуально. Можно показать, что, если ввести обозначение некоторой температуры  $T_1$ , такой что  $\omega T_1 = 1$  (не путать с временем спин-решеточной релаксации), то выражение (4) можно записать в виде

$$\frac{c^{JT}}{c_0} = 2 \frac{\text{Re } c^{JT}(T_1) \cdot T_1}{c_0 T} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} + i 2 \frac{\text{Im } c^{JT}(T_1) \cdot T_1}{c_0 T} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (10)$$

Значение  $T_1$  можно определить экспериментально по максимуму кривой  $\alpha(T) \cdot T$ , таким образом,  $\text{Re } c^{JT}(T_1)$  и  $\text{Im } c^{JT}(T_1)$  также становятся известны из эксперимента. В результате, совместное решение уравнений (9) и (10) для  $T = T_1$  приводит к двум уравнениям, в одно из которых входят данные, полученные из измерений поглощения, во второе – из измерений скорости, а кроме других известных параметров эксперимента, содержится  $F_S^2$ , что дает возможность количественного определения линейных констант вибронной связи двумя независимыми методами. Если из другого типа экспериментов известны силовые константы, то полученные значения  $F_S^2$  позволят определить энергии ЯТ стабилизации и ЯТ деформации комплексов.

Таким образом, **методы физической акустики дают возможность определить статические свойства ЯТ комплексов, а именно, значения экстремумов адиабатического**

**потенциала и их положения в общем случае в пятимерной системе координат симметризованных смещений.**

Если в левую часть (10) подставить экспериментально определенные зависимости  $Re\ c^{JT}(T)/c_0$  и  $Im\ c^{JT}(T)/c_0$ , то можно получить два независимых уравнения для определения температурной зависимости конфигурационного времени релаксации  $\tau(T)$ :

$$\tau(T) = \frac{1}{\omega} \left\{ \frac{Im\ c^{JT}(T_1) \cdot T_1}{Im\ c^{JT}(T) \cdot T} \pm \sqrt{\left[ \frac{Im\ c^{JT}(T_1) \cdot T_1}{Im\ c^{JT}(T) \cdot T} \right]^2 - 1} \right\}, \quad (11)$$

$$\tau(T) = \frac{1}{\omega} \sqrt{2 \frac{Re\ c^{JT}(T_1) \cdot T_1}{Re\ c^{JT}(T) \cdot T} - 1}. \quad (12)$$

В ур. (11) знак «+» берется для  $T < T_1$  и знак «–» – для  $T \geq T_1$ . Выражение (11) отличается от использованного ранее группой Стуржа [11] тем, что используется значение  $T_1$ , а не положение максимума поглощения  $T_m$ . Действительно,  $T_m \cong T_1$ , но это приближение не учитывает гиперболическое изменение изотермического модуля с температурой. Оно справедливо для пиков шириной  $\Delta T \ll T_1$ . Исследование температурных зависимостей времени релаксации [12] показало, что предложенные Стуржем механизмы [3] хорошо описывают процессы релаксации, а при низких температурах доминирующими являются процессы туннелирования через потенциальный барьер, что позволяет отнести ультразвуковые исследования ЭЯТ в допированных кристаллах к области квантовой акустики [13]. Механизм туннелирования с излучением одного фонона, обеспечивает скорость релаксации, пропорциональную температуре, и приводит к ненулевому поглощению ультразвука даже в пределе нулевой температуры, что является весьма впечатляющим результатом. Таким образом, **методы физической акустики позволяют изучать также динамические свойства ЯТ подсистем, а именно, механизмы релаксации, которые напрямую связаны со свойствами отдельных ЯТ комплексов: их адиабатическим потенциалом и вероятностями перехода из одного состояния в другое с помощью квантового туннелирования.**

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (базовая часть государственного задания, проект № FEUZ-2023-0013).

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. H.A. Jahn and E. Teller, Proc. Roy. Soc. **A161**, 220 (1937).
2. I.B. Bersuker, *The Jahn-Teller effect*, Cambridge: Cambridge University Press, 2006.
3. M.D. Sturge, *Solid State Physics*, Eds: F. Seitz, D. Turnbull, H. Ehrenreich, New York: Academic Press, vol. 20, pp. 92-213, 1967.
4. W. Mac et al. Phys. Rev. B **50**, 14144 (1994).
5. I.B. Bersuker, JETP **17**, 1060 (1963).
6. V.V. Gudkov, in *The Jahn-Teller effect*, Eds: H. Koppel, D.R. Yarkony, H. Barentzen, Heidelberg: Springer, pp. 743-766, 2009.
7. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics*, Vol. 7: *Theory of Elasticity*, Moscow: Fizmatlit, 2003; New York: Pergamon, 1986.
8. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics*, Vol. 5: *Statistical Physics*, Moscow: Fizmatlit, 2002; Oxford: Pergamon, 1980.
9. N.S. Averkiev et al., JETP **129**, 72 (2019).
10. M.N. Sarychev et al., JETP **135**, 473 (2022)
11. M.D. Sturge et al., Phys. Rev. **155**, 218 (1967).
12. M.N. Sarychev et al., JETP Letters **113**, 47 (2021).
13. M.N. Sarychev et al., Phys. Rev. B **109**, 214104 (2024).

# ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ $\text{Sc}^{3+}$ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИТТРИЙ СКАНДИЙ АЛЮМИНИЕВЫХ ГРАНАТОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ КАТИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А.А. Кравцов, Е.А. Бражко, Д.П. Бедраков, В.А. Тарала

Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия

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

Материалы со структурой граната благодаря высокой теплопроводности, механической прочности и термической стабильности широко используются в качестве матриц для редкоземельных ионов (Re). Среди многообразия гранатов особого внимания заслуживает иттрий скандий алюминиевый гранат (YSAG), у которого кристаллическая решетка проявляет толерантность к частичному замещению иттрия ( $\text{Y}^{3+}$ ) в додекаэдрической и алюминия ( $\text{Al}^{3+}$ ) в октаэдрической позициях на скандий ( $\text{Sc}^{3+}$ ). При выборе материала с заданными свойствами, важно знать, как изменения в кристаллическом окружении редкоземельного иона влияют на свойства YSAG:Re.

Целью исследования являлось выявление эффектов влияния концентраций  $\text{Sc}^{3+}$  в додекаэдрической и октаэдрической позициях на оптические свойства керамики на основе YSAG:Re (где Re= Sm и Nd).

Оптическая керамика YSAG:Re, была получена методом нереактивного спекания нанокристаллических порошков, представляющих собой твердые растворы со структурой граната. Состав образцов описывался общей формулой  $\{\text{Y}_{3-x-y}\text{Sc}_x\text{Re}_y\}[\text{Al}_{2-z}\text{Sc}_z]\text{Al}_3\text{O}_{12}$ , где  $0 < x < 1.5$ ;  $y = 0.03$  (Nd) и  $y = 0.15$  (Sm),  $0 < z < 1.0$ . Об оптическом качестве полученной керамики можно судить по спектрам представленным на рис.

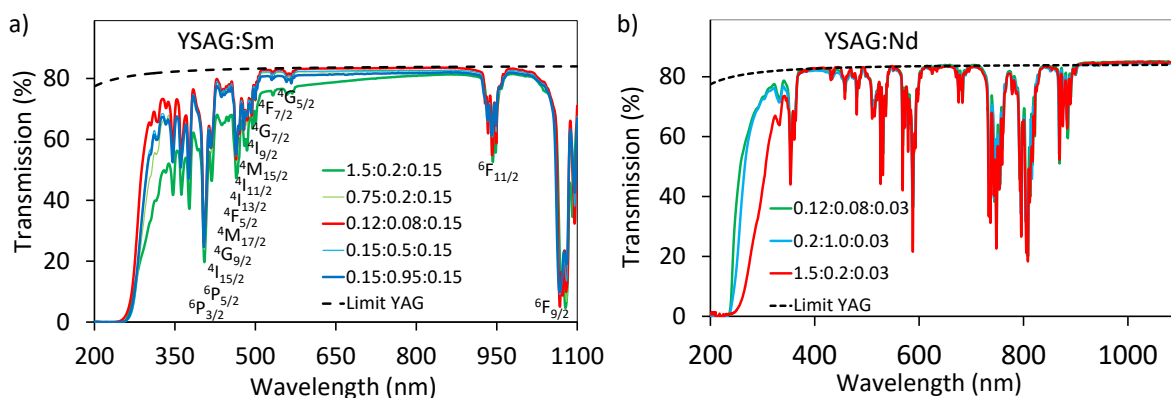


Рис. Спектры пропускания образцов керамики YSAG:Sm (a) и YSAG:Nd (b), шифр составов x:y:z

Для исследованных составов YSAG:Re зафиксированы эффекты неоднородного уширения и смещения штарковских полос люминесценции и поглощения. Сделано предположение, что причиной неоднородного уширения полос люминесценции является

существованием неэквивалентных центров  $\text{Re}^{3+}$ . Так, в ближайшем окружении  $\text{Re}^{3+}$  может находиться от 0 до 4  $\text{Sc}^{3+}$  в октаэдрической позиции ( $4\text{Al}^{3+}-0\text{Sc}^{3+}$ ;  $3\text{Al}^{3+}-1\text{Sc}^{3+}$ ;  $2\text{Al}^{3+}-2\text{Sc}^{3+}$ ;  $1\text{Al}^{3+}-3\text{Sc}^{3+}$ ;  $0\text{Al}^{3+}-4\text{Sc}^{3+}$ ) и от 0 до 4 в додекаэдрической сайте ( $4\text{Y}^{3+}-0\text{Sc}^{3+}$ ;  $3\text{Y}^{3+}-1\text{Sc}^{3+}$ ;  $2\text{Y}^{3+}-2\text{Sc}^{3+}$ ;  $1\text{Y}^{3+}-3\text{Sc}^{3+}$ ;  $0\text{Y}^{3+}-4\text{Sc}^{3+}$ ). Иными словами, количество возможных неэквивалентных центров в  $\text{YSAG:Re}$  должно составлять не менее 25. Все эти центры образуются с вероятностями, которые зависят от состава скандий содержащего граната. При повышении концентрации  $\text{Sc}^{3+}$  до 50 ат.% разнообразие неэквивалентных центров становится максимальным. Кроме того, выявлено влияние концентраций  $\text{Sc}^{3+}$  на нефелауксетический эффект.

*Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FSRN-2025-0001).*

# ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИОНОВ $\text{Ln}^{3+}$ ЗА ПРЕДЕЛАМИ ИХ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ В АКТИВИРОВАННЫХ СТЕКЛАХ

Г.Е. Малашкевич<sup>1</sup>, В.В. Ковгар<sup>1</sup>, А.А. Суходола<sup>2</sup>, В.Н. Сигаев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

<sup>2</sup>*Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь*

<sup>3</sup>*Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия*

*E-mail: [g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by](mailto:g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by)*

Первое сообщение о наблюдении люминесценции редкоземельных ионов при лазерном возбуждении за пределами их полос поглощения в оксидных стёклах было сделано более 10 лет назад [1]. Однако предложенная в нём интерпретация природы наблюдаемого эффекта, базирующаяся на гипотезе формирования в стекле континуума дефектных центров [2] и передачи от них возбуждений на активатор, представляется маловероятной. Поэтому в настоящей работе предпринята попытка добиться большей ясности в понимании причин данного эффекта на примере ряда оксидных стекол, активированных ионами  $\text{Tb}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$ .

Установлено, что люминесценция используемых активаторов при указанном возбуждении имеет место лишь при генерации в матрице суперконтинуума и осуществляется путём безызлучательного переноса возбуждений от уширенных фазовой само- и кросс-модуляцией спутников комбинационного рассеяния. Необходимым условием реализации данного процесса является наличие у активатора энергетических состояний, резонансных генерируемым суперконтинуумом спутникам комбинационного рассеяния и оптическим фононам. При этом сканирование по спектру матрицы длины волны лазерного излучения может сопровождаться возбуждением различных оптических центров. Обращает на себя внимание активная роль в процессе переноса возбуждений колебательных осцилляторов не только матрицы, но и примеси, в частности,  $\text{OH}^-$ -групп, причём вклад последних зависит от силы их связи со структурной сеткой стекла. Следует также отметить, что несмотря на перекрытие спектра суперконтинуума с полосами поглощения используемых активаторов, вклад излучательной передачи в возбуждение их люминесценции практически отсутствует; не обнаружено возбуждения этих активаторов и в результате двухфотонного поглощения.

Описанный эффект может использоваться для получения равномерной по объёму вещества населённости метастабильного состояния активаторов, в качестве нового инструмента для исследования взаимодействия последних с матрицей и примесными

колебательными осцилляторами, а также изучения микроструктуры оптических материалов.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. A.S. Pinheiro, A.M. Freitas, G.H. Silva et al., Chem. Phys. Letters, **592**, 164–169 (2014).
2. W. Stambouli, H. Elhouichet, B. Gelloz et al., J. Lumin., **132**, 205–209 (2012).

# ЭФФЕКТ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕВЗАИМНОСТИ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ЭПР-СПЕКТРОСКОПИИ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ $^{166}\text{Er}^{3+}$ В МОНОКРИСТАЛЛЕ $^7\text{LiYF}_4$

М.В. Еремин<sup>1</sup>, В.Ф. Тарасов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань,  
Россия

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт ФИЦ КазНЦ РАН, Казань,  
Россия

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

В работе [1] при исследовании влияния магнитного поля на сигналы фотонного эхо примесных ионов  $^{166}\text{Er}^{3+}$  в монокристаллах  $\text{LiYF}_4$  и  $\text{LiLuF}_4$  были обнаружены эффект магнитоэлектрической невзаимности и гистерезис в форме бабочки в зависимости интенсивности фотонного эха от направления магнитного поля и от направления его сканирования. Эхо наблюдалось на переходе между уровнями мультиплетов  $^4\text{I}_{15/2}$  и  $^4\text{F}_{9/2}$ . В данной работе сообщается об обнаружении магнитоэлектрической невзаимности при исследовании резонансных переходов между уровнями основного и первого возбужденного дублетов основного мультиплета  $^4\text{I}_{15/2}$  ионов  $^{166}\text{Er}^{3+}$  в изотопически чистом монокристалле  $^7\text{LiYF}_4$ . Эффект невзаимности проявляется в зависимости амплитуды резонансных сигналов от направления магнитного поля и ориентации образца в магнитном поле. Это демонстрируют спектры, приведенные на рис.

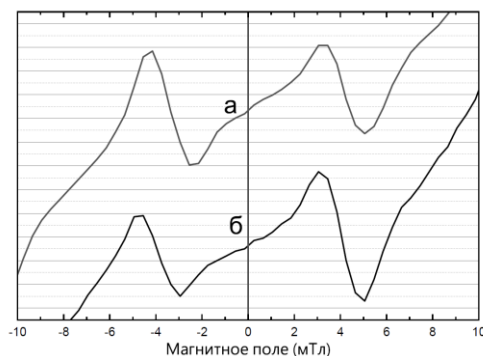


Рис. Спектры ЭПР междублетных переходов ионов  $^{166}\text{Er}^{3+}$  в  $\text{LiYF}_4$ . Спектры (а) и (б) записаны при повороте образца на  $180^\circ$ .

Квантово-механический расчет вероятности магнитных и электрических дипольных переходов показал, что при некоторых ориентациях образца в магнитном поле вероятности этих переходов сравнимы. Эффект невзаимности объясняется интерференцией амплитуд вероятностей магнитных и электрических дипольных переходов, характер которой зависит от ориентации образца в магнитном поле. Подробности в работе [2].

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. А.М. Шегеда, С.Л. Кораблева, О.А. Морозов at al., Письма в ЖЭТФ **117**, 264 (2023).
2. М.В. Еремин, В.Ф. Тарасов, Письма в ЖЭТФ **121**, 455 (2025).

# СУБТЕРАГЕРЦОВЫЕ СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕНИЙ В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiY}_x\text{Dy}_{1-x}\text{F}_4$

Г.С. Шакуров<sup>1</sup>, А.Д. Шишкин<sup>1</sup>, И.В. Романова<sup>2</sup>, В.В. Семашко<sup>1,2</sup>,  
О.А. Морозов<sup>1,2</sup>, С.Л. Кораблева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт ФИЦ КазНЦ РАН, Казань,  
Россия

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань,  
Россия

E-mail: [shakurov@kfti.knc.ru](mailto:shakurov@kfti.knc.ru)

Кристаллы двойных фторидов содержащие редкоземельные примеси интенсивно изучаются уже в течение многих лет. Интерес к этим соединениям связан с многочисленными приложениями в различных областях физики. Они используются как эффективные лазеры и как модельные системы для изучения процессов туннелирования в молекулярных магнитах. Множество работ посвящено изучению в них процессов магнитооптики и оптоакустики. Одной из интересных особенностей этих соединений является достаточно близкое расположение возбужденных состояний в пределах основного мультиплета. В частности, у  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$  штарковские уровни: 0, 6.8, 23  $\text{см}^{-1}$ , у  $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$ : 0, 17  $\text{см}^{-1}$ , у  $\text{LiYF}_4:\text{Dy}^{3+}$ : 0, 14.4  $\text{см}^{-1}$ , у  $\text{LiYF}_4:\text{Tm}^{3+}$ : 0, 31  $\text{см}^{-1}$ . Это обстоятельство делает их весьма привлекательными системами для применений в технике терагерцового диапазона, одной из актуальных задач которой является создание чувствительных приемников. Недавно было предложено регистрировать терагерцовое излучение по изменению спектров люминесценции. Для этого необходимо, чтобы детектор интенсивно поглощал терагерцовые волны, что приведет к увеличению температуры детектора и изменению спектра люминесценции. Кристаллы двойных фторидов, допускающие вхождение редкоземельных ионов от долей процента до концентрированных систем, обладают необходимыми свойствами. Более того, наличие близкорасположенных штарковских уровней позволяет увеличить поглощение терагерцовых волн, а зависимость электронных состояний редкоземельного иона от магнитного поля изменять области полос резонансного поглощения. Поэтому подробное спектроскопическое исследование является необходимым условием для применения двойных фторидов в технике терагерцового диапазона. Мы представляем результаты изучения кристаллов  $\text{LiY}_x\text{Dy}_{1-x}\text{F}_4$  в субтерагерцовой (50–600 ГГц) области частот с использованием методов ЭПР-спектроскопии.

Ранее разбавленная система ( $\text{LiYF}_4:\text{Dy}$  0.05%) была изучена нами методом ЭПР спектроскопии в субтерагерцовом диапазоне [1]. Была измерена величина штарковского расщепления между основным и первым возбужденным дублетом основного мультиплета  $^6\text{H}_{15/2}$ , а

также построена частотно-полевая зависимость резонансных переходов между дублетами. В настоящей работе установлено, что увеличение концентрации ионов диспрозия приводит к заметному уменьшению штарковского расщепления и сильному увеличению эффективного  $g$ -фактора при наблюдении междублетных переходов. В концентрированном образце эффективный  $g$ -фактор более чем в два раза превышает значение, полученное для разбавленного кристалла в ориентации, когда магнитное поле перпендикулярно оси симметрии. Кроме того, обнаружена анизотропия интенсивностей сигналов ЭПР при вращении кристалла вокруг оси симметрии. В докладе обсуждаются возможные причины наблюдаемых особенностей изученной концентрационной серии.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. G.S. Shakurov et al., Phys. of the Solid St. **50**, 1619 (2008).

# ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ $\text{CuB}_2\text{O}_4$

Р.В. Писарев

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: [Pisarev@mail.ioffe.ru](mailto:Pisarev@mail.ioffe.ru)*

Метаборат меди  $\text{CuB}_2\text{O}_4$  кристаллизуется в уникальной нецентросимметричной тетрагональной структуре  $-42m$  [1], в которой магнитные ионы меди  $\text{Cu}^{2+}$  с электронной оболочкой  $3d^9$  и спином  $S = 1/2$  занимают в элементарной ячейке две структурно неэквивалентные  $4b$  и  $8d$  позиции (рис. 1). Эти структурные особенности находят проявления в богатой магнитной фазовой диаграмме [2] и в оптических спектрах поглощения, связанных с электронными переходами в кристаллическом поле (рис. 2) [3]. На протяжении двух десятилетий  $\text{CuB}_2\text{O}_4$  остается предметом активных исследований, что связано с наблюдением необычных магнитных и оптических свойств. В докладе будут рассмотрены особенности линейных и нелинейных спектров генерации второй гармоники и спектров фотолюминесценции.

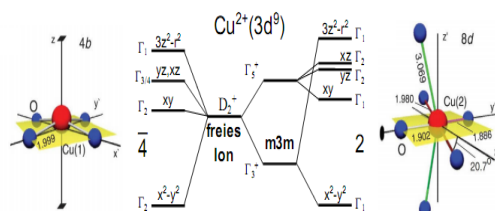


Рис. 1. Схема экситонных состояний иона меди в  $4b$  и  $8d$  позициях

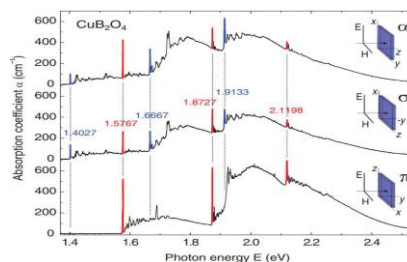


Рис. 2. Оптический спектр поглощения в трех основных поляризациях,  $T = 9$  К

На рис. 2 показаны спектры поглощения в поляризациях  $\alpha$  ( $E||x$ ),  $\sigma$  ( $E||x$ ) and  $\pi$  ( $E||z$ ). Они характеризуются богатой тонкой структурой с высокой поляризационной зависимостью, что, как правило, нетипично для оксидных магнетиков. Такая структура спектров позволяет однозначно выделить электродипольные (ED) и магнитодипольные (MD) переходы. В спектрах можно надежно выделить безфононные линии (экситоны), которые сопровождаются магнотонами и фононными сателлитами. Особенностью спектров является то, что фононные сателлиты наблюдаются на всех экситонах. Экситоны при 1.405, 1.667 и 1.913 эВ можно однозначно отнести к  $4b$  подсистеме, и они наблюдаются преимущественно в  $\alpha$ - и  $\sigma$ -поляризациях. Экситоны при 1.577, 1.873 и 2.120 эВ переходах следует отнести к  $8d$  подсистеме, и они наблюдаются в основном в  $\pi$ -поляризации. Кроме того, эти две группы экситонов характеризуются различным температурным

поведением, а именно, в фактическом исчезновении  $4b$  экситонов выше  $T_N = 20$  К, в то время как  $8d$  экситоны наблюдаются вплоть до температур  $\sim 150$  К.

В докладе будут рассмотрены спектроскопические особенности генерации второй оптической гармоники на экситонных переходах и особенности ее поведения в магнитном поле до 10 Т [4]. В заключение будут приведены результаты по богатым спектрам фотолюминесценции ниже 1.405 эВ на первом экситонном переходе.

*Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 24-12-00348.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. M. Martinez-Ripoll, S. Martínez-Carrera and S. García-Blanco, Act.Crys. **B27**, 677 (1971).
2. A.E. Petrova and A.I. Pankraz, J. Exp. Theor. Phys. **126**, 506 (2018).
3. R.V. Pisarev and R.M. Dubrovin, J. Exp. Theor. Phys. **137**, 582 (2023).
4. N.E. Kopteva, D. Kudlacik, D.R. Yakovlev, M.V. Eremin, A.R. Nurmukhametov, M. Bayer, and R.V. Pisarev, Phys. Rev. B **105**, 024421 (2022).

## НЕВЗАИМНОСТЬ В ДИАГРАММАХ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $\text{CuB}_2\text{O}_4$

А.Р. Нурмухаметов, М. В. Еремин

*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

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

Явление оптической невязимности, при котором поглощение или люминесценция зависит от направления распространения света, в последние годы привлекает значительное внимание. В материалах с нарушением временной и пространственной инверсией оно может возникать из-за интерференции электрических (ED) и магнитных (MD) дипольных переходов [1].

Первые квантово-механические расчеты вероятностей магнитных и электрических дипольных переходов с учетом их интерференции в  $\text{CuB}_2\text{O}_4$  были проведены в работах [2, 3]. Параллельно с микроскопическими расчетами матричных элементов использовался теоретико-групповой метод определения инвариантных компонент тензора магнитоэлектрической связи. В настоящем сообщении мы обобщаем полученные ранее результаты и анализируем применимость сценария интерференции магнитных и электрических дипольных переходов для моделирования новых экспериментальных результатов, полученных недавно в работе [4], по спектрам люминесценции в области 1.4 эВ в  $\text{CuB}_2\text{O}_4$ .

В элементарной ячейке  $\text{CuB}_2\text{O}_4$  имеются 2 типа ионов меди в 4b-позиции, локальные оси которых развёрнуты относительно друг друга (геометрическая фрустрация). Эффект фрустрации существенно сказывается на суммарной интенсивности люминесценции. Для расчета волновых функций и матричных элементов для ED и MD переходов использована кристаллографическая система координат, что позволило упростить расчет обменных полей, действующих на возбужденные состояния ионов меди.

Уровни энергии и волновые функции ионов  $\text{Cu}^{2+}$ , занимающих 4b-позиции, рассчитаны путем численной диагонализации эффективного гамильтониана:

$$H = H_{CF} + H_{SO} + H_Z + H_{ex}^{gg} + H_{ex}^{ge} \quad (1)$$

Здесь первые три члена соответствуют кристаллическому полю, спин-орбитальному и зеемановскому взаимодействию соответственно. Последние два члена описывают обменные поля, действующие на основное и возбужденное состояния ионов меди.

Для описания электрических дипольных переходов использовался эффективный оператор, учитывающий перемешивание состояний основной конфигурации  $3d^9$  с возбужденными  $3d^84p$  и состояниями с переносом заряда:

$$H_E = \sum_{k,p,t} \{E^{(1)} U^{(k)}\}_t^{(p)} D_t^{(1k)p} \quad (2)$$

Значения  $D_t^{(1k)p}$  оценивались по формулам работы [5], а затем абсолютное значение уточнялось по экспериментальным данным.

Относительные интенсивности переходов с возбужденных состояний  $\langle e_i |$  на основное  $|g\rangle$  рассчитывались по формуле ( $Z$  – статистическая сумма):

$$I_{eg} \propto \sum_i \left| \langle e_i | H_M + H_E | g \rangle \right|^2 e^{-\beta E_i} / Z \quad (3)$$

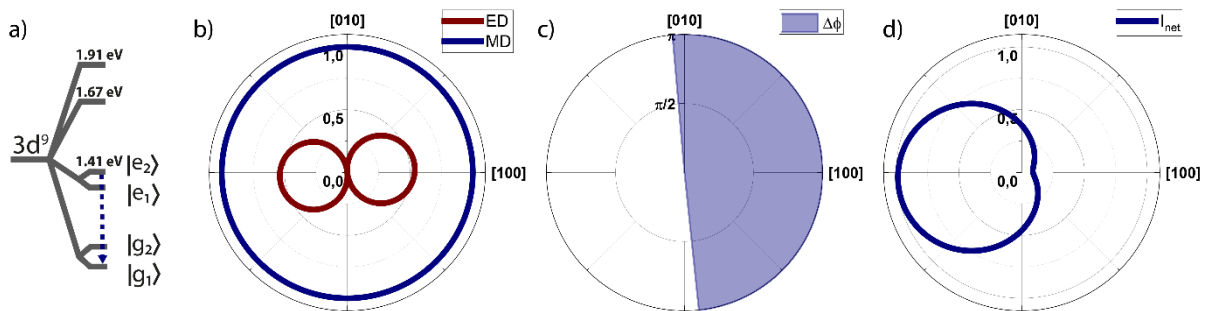


Рис. а) Схема уровней  $\text{Cu}^{2+}$ , стрелкой отмечен анализируемый переход. Диаграммы (b-d) рассчитаны для позиции A1, световая волна  $\mathbf{k}^\omega \parallel \mathbf{a}$ ,  $\mathbf{E}^\omega \parallel \mathbf{b}$ ,  $\mathbf{B}^\omega \parallel \mathbf{c}$ , внешнее магнитное поле  $B = 0.5$  Тл вращается в  $ab$ -плоскости кристалла. Полярный угол указывает направление внешнего магнитного поля, начиная от оси  $\mathbf{a}$ . Радиальные значения представляют: b) нормированные модули матричных элементов, c) разность фаз между ED и MD матричными элементами, d) нормированные полные интенсивности переходов. В зависимости от фазового соотношения между ED и MD вкладками, полные интенсивности переходов усиливаются (конструктивная интерференция) или подавляются (деструктивная интерференция)

Наши расчеты воспроизводят основные особенности экспериментальных данных, прилученных в работе [4] и позволяют построить диаграммы пространственного распределения излучения для различных комбинаций векторов. Объясняется отсутствие эффекта для геометрий  $\mathbf{k}^\omega \parallel \mathbf{c}$ . Рассчитаны конкретные направления и относительные величины векторов, соответствующих максимальному эффекту невзаимности.

*Авторы благодарны Р.В. Писареву и Д.Р. Яковлеву за полезное обсуждение экспериментальных данных и ценные замечания.*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. S. Toyoda, N. Abe, S. Kimura, Y. H. Matsuda, T. Nomura, A. Ikeda, S. Takeyama, and T. Arima, Phys. Rev, Lett., 115, 267207 (2015).

2. A.R. Nurmukhametov, M.V. Eremin, JETP **135** (3), 339–346 (2022).
3. K.N. Boldyrev et al., Magnetochemistry **9**, 95 (2023).
4. A.R. Nurmukhametov, D.R. Yakovlev, M.V. Eremin, R.V. Pisarev et al., *готовится к публикации*.
5. M. V. Eremin, J. Exp. Theor. Phys. **129**, 990 (2019).

# ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ В ПОЛЯРНОМ АЛЬТЕРМАГНЕТИКЕ $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$

К.В. Васин<sup>1,2</sup>, I. Kezsmarki<sup>2</sup>, S. Bordacs<sup>3</sup>, V. Turkan<sup>4</sup>, J. Deisenhofer<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань,  
Россия

<sup>2</sup>Institute for Physics, University of Augsburg, D-86135 Augsburg, Germany

<sup>3</sup>Budapest University of Technology and Economics, Budapest, Hungary

<sup>4</sup>Institute of Applied Physics, Chisinau, Moldova

E-mail: [kirill.vasin@uni-a.de](mailto:kirill.vasin@uni-a.de)

Мы исследовали циркулярный дихроизм (MCD) и эффект Фарадея в полярном альтермагнетике [1]  $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$  с использованием линейной ТГц спектроскопии с временным разрешением. Обычно в антиферромагнетиках эффект Фарадея является слабым, однако в случае  $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$  гибридные магنون-полярон моды [2, 3] демонстрируют неожиданно большую величину вращения электромагнитной волны при приложении магнитного поля.

Антиферромагнитный порядок  $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$  устанавливается ниже 60K. В этом состоянии два подрешёточных магнитных момента железа, расположенных в неэквивалентных позициях, ориентированы антипараллельно вдоль оси z (оси c кристалла), что приводит к нулевой суммарной намагниченности, но с сохранением макроскопической симметрии в магнитном пространственно-групповом смысле. Такая конфигурация относится к классу симметрии  $6m'm'$ . При приложении магнитного поля вдоль оси z симметрия понижается до  $3m'$ , что разрешает магнитоэлектрические эффекты, а также циркулярный дихроизм.

Анализ спектра при нулевом поле позволило точно определить параметры ТГц возбуждений, учитывая сдвиг фазы, который часто игнорируется в стандартных методах анализа время-разрешенных спектров. При приложении магнитного поля симметрия понижается до  $3m'$  и линии поглощения расщепляется на V-образно расходящиеся моды, каждая из которых соответствует своей магнитной подрешетке [4]. Измерения в линейно поляризованном свете при согласовании углов детектора и источника THz излучения  $\pm 45^\circ$  позволило оценить угол поворота электрического поля, а также эллиптичность приведенные на рис.

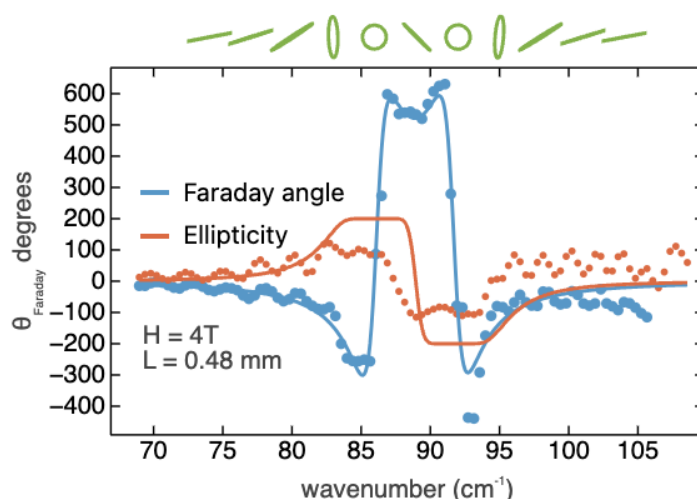


Рис. 1. Частотная зависимость угла поворота и эллиптичности поляризации проходящего света через кристалл толщиной  $L$  в магнитном поле  $H$  приложенном вдоль оси  $c$

Непрерывные линии на рис. были получены путём моделирования спектра с использованием двух лоренцевых осцилляторов и параметров, определённых при нулевом магнитном поле. В рамках этой модели предполагается, что столь сильное вращение плоскости поляризации света обусловлено сочетанием малой величины диэлектрической проницаемости с большим матричным элементом перехода между уровнями нижележащего мультиплета  $Fe^{2+}$ .

Кроме того, магнитоэлектрические свойства альтермагнетика  $Fe_2Mo_3O_8$  предполагают наличие в наблюдаемой спектральной линии переходов обоих типов — электрических и магнитодипольных. Как показано в работе [4], они могут положительно интерферировать, тем самым значительно увеличивая силу осциллятора.

Другим возможным источником наблюдаемого эффекта может быть двойственная природа линии возбуждения. Согласно данным нейтронного рассеяния и измерениям рассеяния Рамана [2, 3], эта линия также обладает фоновым характером, то есть наблюдаемая мода представляет собой гибридное возбуждение, сочетающее электронные и фононные компоненты. Это особенно перспективно для дальнейших исследований в свете недавних достижений в области исследования хиральных фононов.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. S.-W. Cheong, F.-T. Huang, npj Quantum Mater. **9**, 13 (2024).
2. F. Wu, S. Bao, J. Zhou, Y. Wang, J. Sun, J. Wen, Y. Wan, Q. Zhang, Nat. Phys. **19**, 1868 (2023).
3. S. Bao et al., Nat. Commun. **14**, 6093 (2023).
4. K.V. Vasin et al., Phys. Rev. B **110**, 054401 (2024).

# ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ $\text{CaWO}_4:\text{Ho}^{3+}$

М.Н. Попова<sup>1</sup>, М. Диаб<sup>1,2</sup>, Н.Н. Кузьмин<sup>1</sup>, К.А. Субботин<sup>3</sup>, А.И. Титов<sup>3</sup>,  
Б.З. Малкин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия*

<sup>3</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

<sup>4</sup>*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

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

Вольфрамат кальция ( $\text{CaWO}_4$ ) имеет структуру шеелита и обладает высокой механической прочностью, химической стойкостью и превосходными оптическими свойствами. Как чистый, так и легированный редкоземельными элементами (РЗЭ),  $\text{CaWO}_4$  широко применяется в различных областях фотоники и оптоэлектроники. Вследствие низкой плотности ядерных спинов в  $\text{CaWO}_4$  возбуждения сверхтонких подуровней, легирующих ионов РЗЭ в этом кристалле, имеют большие времена когерентности, что представляет интерес для современных квантовых технологий. В этом случае существенно знание сверхтонкой структуры (СТС) уровней ионов РЗЭ. СТС в спектрах люминесценции также может быть использована для реализации чувствительных датчиков магнитного поля, температуры и деформаций.

В данной работе представлены результаты исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) кристалла  $\text{CaWO}_4:\text{Ho}^{3+}$  (0,01 ат.%) с высоким разрешением ( $0.02 \text{ см}^{-1}$ ), в том числе в магнитных полях (до 270 мТ), при возбуждении излучением диодного лазера с длиной волны 641,6 нм. Все линии ФЛ были идентифицированы как связанные с ионами  $\text{Ho}^{3+}$ , замещающими ионы  $\text{Ca}^{2+}$  в узлах тетрагональной симметрии  $S_4$  с нелокальной компенсацией заряда. Впервые наблюдалась хорошо разрешенная СТС в спектрах люминесценции  $\text{CaWO}_4:\text{Ho}^{3+}$ . Ранее СТС была зарегистрирована в спектрах поглощения этого кристалла [1]. В спектрах поглощения  $\text{CaWO}_4:\text{Ho}^{3+}$  деформационное расщепление, вызванное взаимодействием вырожденных электронных уровней со случайными деформациями в кристалле и проявляющееся в увеличении центрального интервала СТС, отсутствовало при концентрациях гольмия менее 0,5 ат.% [1]. В спектре ФЛ  $\text{CaWO}_4:\text{Ho}^{3+}$  (0,01 ат.%) обнаружено выраженное увеличение центрального интервала СТС для линии  $6740,3 \text{ см}^{-1}$  в переходе между возбужденными мультиплетами  $^5\text{F}_5$  и  $^5\text{I}_6$ , который нельзя наблюдать в поглощении. Эта линия ФЛ, попадающая в S-окно прозрачности оптических волокон, может служить чувствительным индикатором внутренних напряжений

для контроля качества кристаллов. Используя линии 8640,3 и 8582,7 см<sup>-1</sup> в спектрах ФЛ CaWO<sub>4</sub>:Ho<sup>3+</sup> (0,5 ат.%), мы реализовали люминесцентный больцмановский ратиометрический термометр. Он имеет максимальную абсолютную чувствительность при температуре  $T_m = 21,5$  К, относительная чувствительность при этой температуре – 10 % К<sup>-1</sup>. По зависящим от направленного вдоль оси с магнитного поля (0–270 мТл) спектрам были определены *g*-факторы. Мы показали, что с помощью линии ФЛ 5160,5 см<sup>-1</sup> с *g* = 25 можно обнаружить изменения магнитного поля ~0,3 мТл. Выполнены расчеты параметров кристаллического поля и смоделирована форма спектральных линий с учетом сверхтонких взаимодействий и случайных деформаций решетки, с использованием функции распределения случайных деформаций, вызванных точечными дефектами в упругоанизотропном кристалле CaWO<sub>4</sub>.

*Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ № FFUU-2024-0004 для Института спектроскопии РАН. М.Н.П. благодарит Российский научный фонд за поддержку (грант № 23-12-00047).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. G.S. Shakurov et al., Phys. Chem. Chem. Phys. **16**, 24727 (2014).

## ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОЧАСТИЦ $ZrO_2$ , $HfO_2$ , ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

П.А. Рябоchkина<sup>1</sup>, С.А. Хрущалина<sup>1</sup>, А.С. Алексеева<sup>1</sup>, А.С. Бикеев<sup>1</sup>,  
В.И. Шляпкина<sup>1</sup>, О.А. Куликов<sup>1</sup>, Н.Ю. Табачкова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский Мордовский государственный  
университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия*

<sup>2</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*  
E-mail: [ryabochkina@freemail.mrsu.ru](mailto:ryabochkina@freemail.mrsu.ru)

В работе [1] представлены результаты, свидетельствующие о том, что при возбуждении нанопорошков  $YPO_4$  с высокой концентрацией ионов  $Yb^{3+}$  лазерным излучением с длиной волны 970 нм и высокой плотностью мощности, возникает широкополосное «белое» излучение в видимой области спектра, имеющее тепловую природу. В [2] предложен механизм возникновения данного излучения в результате нагрева нанопорошков  $YPO_4:Yb$  при воздействии на них интенсивным лазерным излучением. Он заключается в нелинейном взаимодействии ионов  $Yb^{3+}$  друг с другом и с дефектами кристаллической решетки. В результате этого взаимодействия происходит заселение уровней дефектов структуры, расположенных вблизи дна зоны проводимости. С ростом температуры электроны с этих уровней могут переходить в зону проводимости и взаимодействовать с фононами кристаллической решетки, что приводит к значительному нагреву диэлектрических наночастиц, сопровождающимся возникновением широкополосного «белого» излучения.

В настоящем докладе представлены результаты исследований спектрально-люминесцентных характеристик наночастиц  $ZrO_2$ ,  $HfO_2$ , легированных редкоземельными (РЗ) ионами ( $Er^{3+}$ ,  $Yb^{3+}$ ) с различной концентрацией, при их возбуждении лазерным излучением в ближнем ИК-диапазоне ( $\lambda_{возб.} \sim 980$  нм,  $\lambda_{возб.} \sim 1500$  нм).

Выполнен сравнительный анализ характеристик теплового излучения, возникающего при возбуждении наночастиц  $ZrO_2-30\text{мол.}\%Yb_2O_3$  и  $HfO_2-30\text{мол.}\%Yb_2O_3$  лазерным излучением с  $\lambda_{exc} \sim 980$  нм и высокой плотностью мощности.

Приведены результаты исследования цитотоксичности наночастиц  $ZrO_2 - 30 \text{ мол.}\% Yb_2O_3$  и  $HfO_2 - 30\text{мол.}\% Yb_2O_3$ , а также результаты экспериментов in-vivo (на мышах), свидетельствующие о том, что терапия с использованием суспензии наночастиц  $ZrO_2$ ,  $HfO_2$  с высоким содержанием  $Yb_2O_3$  оказывает противоопухолевое действие в отношении злокачественной опухоли меланомы B16.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ (грант № 25-22-00281).*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. S.A. Khrushalina, P.A. Ryabochkina, V.M. Kyashkin, A.S. Vanetsev, O.M. Gaitko, N.Yu. Tabachkova, JETP Letters. **103**, 342 (2016).
2. P.A. Ryabochkina, S.A. Khrushalina, V.M. Kyashkin, A.S. Vanetsev, O.M. Gaitko, N.Yu. Tabachkova, JETP Letters. **103**, 836 (2016).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОВУШЕК В ШИРОКОЗОННЫХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

М.В. Заморянская, К.Н. Орехова, Г.А. Гусев, В.А. Кравец,  
Е.В. Дементьева, П.А. Дементьев, А.Н. Трофимов  
*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: [zam@mail.ioffe.ru](mailto:zam@mail.ioffe.ru)*

Ловушки носителей заряда могут существенно влиять на люминесцентные и сцинтилляционные свойства широкозонных материалов, светодиодов на основе полупроводниковых наногетероструктур и других люминесцентных функциональных материалов. Наличие ловушек в некоторых случаях приводит к ухудшению свойств (уменьшение выхода люминесценции для люминофоров, сцинтилляторов и светодиодов). Однако в ряде случаев они могут играть положительную роль, например, при разработке устройств памяти (прыжковая проводимость в тонких диэлектрических слоях). На захвате носителей заряда глубокими ловушечными уровнями основано явление термолюминесценции, которое используется при создании термолюминесцентных датчиков ионизирующего излучения. Таким образом, исследование ловушечных состояний является актуальным и имеет не только фундаментальное, но и практическое значение. Основным методом исследования ловушечных состояний в настоящее время является метод термолюминесценции. Данный метод позволяет определить энергию активации ловушек и частотный фактор, но не дает информации о скорости захвата носителей заряда ловушками (локализации заряда на ловушках), типе ловушек и их количестве. Эти задачи могут быть решены при исследовании динамики интенсивности катодолюминесценции и поглощенного тока при длительном облучении образцов электронным пучком. Такие исследования могут быть выполнены на базе электронного микроскопа. Во многих случаях медленное изменение интенсивности катодолюминесценции и поглощенного тока при непрерывном облучении электронным пучком связано с ловушечными состояниями, которые, в свою очередь, могут являться центрами люминесценции или влияют на возбуждение центров люминесценции в результате передачи энергии возбуждения от электронов первичного электронного пучка. Характер динамики поглощенного тока позволяет определить тип ловушки (захват электронов или дырок, или возможны оба процесса одновременно). Зависимость времени изменения поглощенного тока и интенсивности катодолюминесценции от плотности возбуждения (плотности тока электронного пучка) дает информацию о скорости захвата носителей заряда ловушками, зависимость динамики интенсивности катодолюминесценции от температуры позволяет оценить энергию

активации ловушки. Относительное изменение интенсивности полос катодолюминесценции и поглощенного тока связано с содержанием ловушек в области, облучаемой электронным пучком. Исследование кинетики полос катодолюминесценции на облученных и не облученных областях образца позволяет определить взаимодействие ловушек с центрами люминесценции. Исследование природы ловушечных состояний, их взаимодействия с центрами люминесценции и определение энергии их активации методом локальной катодолюминесценции открывает новые возможности при применении методов растровой электронной микроскопии для изучения широкозонных материалов.

Этот метод применялся при исследовании иттрий алюминиевых гранатов, оксидов циркония и гафния, ортофосфатов, активированных ионами редкоземельных элементов.

# ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ФТОРИДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ $\text{Eu}^{2+}$

Н.М. Хайдуков<sup>1</sup>, М.Н. Бреховских<sup>1</sup>, Н.Ю. Кирикова<sup>2</sup>, В.А. Кондратюк<sup>2</sup>,  
В.Н. Махов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН,  
Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия  
E-mail: [makhovvn@lebedev.ru](mailto:makhovvn@lebedev.ru)*

Среди люминесцентных технологий термометрии наиболее перспективным считается метод, называемый «Отношение интенсивностей люминесценции» (LIR), который основан на измерении температурной зависимости отношения интегральных интенсивностей двух полос люминесценции, регистрируемых в одном спектре, в частности, двух полос люминесценции, обусловленных переходами с двух энергетических уровней, находящихся в тепловом равновесии, в некоторых оптически активных ионах. Одним из вариантов метода LIR является использование люминофоров, легированных ионом  $\text{Eu}^{2+}$ , который имеет близкие энергии нижайшего уровня электронной конфигурации  $4f^65d$  (далее  $5d$ ) и нижайшего возбужденного уровня  ${}^6P_{7/2}$  электронной конфигурации  $4f^7$  (далее  $4f$ ). Такие люминофоры могут демонстрировать одновременно как широкополосную межконфигурационную люминесценцию  $5d-4f$ , так и узкополосную внутриконфигурационную люминесценцию  $4f-4f$  ( ${}^6P_{7/2} - {}^8S_{7/2}$ ) ионов  $\text{Eu}^{2+}$ . Эти два типа люминесценции имеют очень разные вероятности излучательных переходов, что приводит к сильной зависимости их относительной интенсивности от температуры. Эта особенность создает предпосылки для разработки высокочувствительных датчиков температуры на основе люминесцентных материалов, содержащих ионы  $\text{Eu}^{2+}$ .

Твердофазным синтезом получены керамические образцы многокомпонентных фторидных соединений, имеющих кубические структуры:  $\text{Na}_2\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{F}_{14}$ ,  $\text{NaCaMg}_2\text{F}_7$ ,  $\text{Na}_3\text{CaMg}_3\text{AlF}_{14}$  и  $\text{Na}_4\text{Ca}_4\text{Al}_7\text{F}_{33}$ , легированных ионами  $\text{Eu}^{2+}$ . В данных фторидах легирующие ионы  $\text{Eu}^{2+}$  имеют существенно разное локальное окружение и, как результат, разные спектральные и температурные свойства  $5d-4f$  и  $4f-4f$  полос люминесценции. В частности, в  $\text{Na}_3\text{CaMg}_3\text{AlF}_{14}$  и  $\text{NaCaMg}_2\text{F}_7$ , имеющих структуру кубического пирохлора, полоса  $4f-4f$  люминесценции  $\text{Eu}^{2+}$  наблюдается только при низкой температуре [1, 2]; в  $\text{Na}_4\text{Ca}_4\text{Al}_7\text{F}_{33}$  полоса  $4f-4f$  люминесценции с интенсивностью в пике, сравнимой с интенсивностью полосы  $5d-4f$  люминесценции  $\text{Eu}^{2+}$ , наблюдается в спектре вплоть до достаточно высоких температур  $\sim 650$  К, тогда как в  $\text{Na}_2\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{F}_{14}$   $4f-4f$  люминесценция  $\text{Eu}^{2+}$  отсутствует в спектре во всем исследованном температурном диапазоне 77–670 К. Наблюдаемые

отличия свойств люминесценции  $\text{Eu}^{2+}$  в синтезированных фторидах обусловлены различным относительным энергетическим положением излучающих  $4f^7(^6P_{7/2})$  и  $5d$  состояний  $\text{Eu}^{2+}$  в этих фторидах, в структурах которых ионы  $\text{Na}^+$  и  $\text{Ca}^{2+}$  занимают различные координационные полиэдры, а также наличием в некоторых фторидах двух или более европиевых центров. Температурная зависимость интенсивности люминесценции  $\text{Eu}^{2+}$  в синтезированных фторидах в области сильного температурного тушения в диапазоне 400–500 К потенциально может быть использована для люминесцентной термометрии с максимальной относительной чувствительностью до 3 %.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. N.M. Khaidukov, M.N. Brekhovskikh, N.Yu. Kirikova, V.A. Kondratyuk, V.N. Makhov, J. Lumin. **272**, 120646 (2024).
2. Н.М. Хайдуков, М.Н. Бреховских, Н.Ю. Кирикова, В.А. Кондратюк, В.Н. Махов, Журнал неорганической химии **69**(9), 125 (2024).

# МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ТЕМПЕРАТУРНОГО УШИРЕНИЯ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

А.В. Наумов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,*

*Троицкое обособленное подразделение, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Московский педагогический государственный университет,  
Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия*

*E-mail: [a\\_v\\_naumov@mail.ru](mailto:a_v_naumov@mail.ru)*

В докладе приводится обзор результатов работ по спектроскопии и флуоресцентной наноскопии одиночных органических молекул, коллоидных полупроводниковых квантовых точек, центров окраски в алмазе, внедренных в твердые матрицы (полимеры, молекулярные кристаллы), в т. ч. при криогенных температурах [1].

Обсуждается микроскопическая природа неоднородного уширения оптических спектров поглощения и люминесценции, а также механизмы температурного (в диапазоне от нескольких единиц до нескольких десятков градусов Кельвина) однородного уширения бесфононных спектральных линий (БФЛ) одиночных квантовых излучателей различной природы (рис.): органических люминесцирующих молекул [2, 3], полупроводниковых квантовых точек [4, 5], центров окраски в алмазе [6, 7].

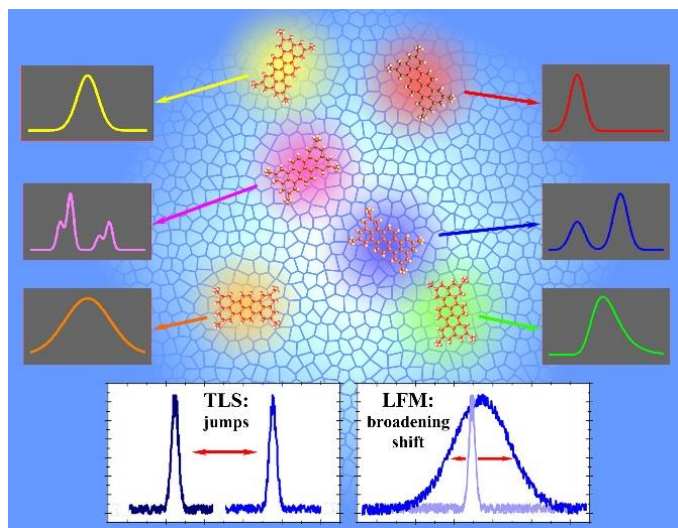


Рис. 1. Иллюстрация возможности измерения локальных параметров твердой матрицы (по БФЛ) одиночных примесных квантовых излучателей.

Продемонстрирована возможность прямого зондирования локальных полей [8] и релаксационной динамики на нанометровой шкале, измерения параметров низкоэнергетических элементарных возбуждений туннельного и фононного типа [9], установления влияния

примесных центров на релаксационную динамику и роли резонансных фононных мод матрицы [2, 3].

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. А.В. Наумов. УФН. **183**, 633 (2013).
2. А.О. Савостьянов, А.В. Наумов, Письма в ЖЭТФ. **120**, 333 (2024).
3. А.О. Savostianov, I.Y. Eremchev, T. Plakhotnik, A.V. Naumov, Phys. Rev. B. **110**, 045430 (2024).
4. K.R. Karimullin, A.I. Arzhanov, I.Y. Eremchev, B.A. Kulnitskiy, N.V. Surovtsev, A.V. Naumov, Laser Phys. **29**, 124009 (2019).
5. А.И. Аржанов, А.О. Савостьянов, К.А. Магарян, К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов, Фотоника. **15**, 622 (2021).
6. A.Yu. Neliubov, I.Yu. Eremchev, V.P. Drachev, S.S. Kosolobov, E.A. Ekimov, A.I. Arzhanov, A.O. Tarasevich, A.V. Naumov, Phys. Rev. B. **107**, L081406 (2023).
7. I.Yu. Eremchev, A.Yu. Neliubov, K.N. Boldyrev, V.G. Ralchenko, V.S. Sedov, L. Kador, A.V. Naumov, J. Phys. Chem. C. **125**, 17774 (2021).
8. A.V. Naumov, A.A. Gorshelev, M.G. Gladush, T.A. Anikushina, A.V. Golovanova, J. Köhler, L. Kador, Nano Lett. **18**, 6129 (2018).
9. С.В. Орлов, А.В. Наумов. Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 280 (2014).

# ИЗМЕРЕНИЕ СВОЙСТВ АНСАМБЛЯ ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СРЕДЕ ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ЕГО ЕДИНИЧНЫХ ЦЕНТРОВ

Е.Ф. Мартынович, Я.И. Григоров, А.А. Тютрин, В.П. Дресвянский  
*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, Иркутск,  
Россия*

*E-mail: [femto@bk.ru](mailto:femto@bk.ru)*

Реальные люминесцирующие или лазерные среды часто содержат не один ансамбль люминесцирующих квантовых систем (центров люминесценции), а смесь нескольких ансамблей. Взаимодействие оптического излучения с такими средами принято описывать методом матрицы плотности, эволюция которой описывается уравнением Неймана [1, 2]. Для полноты описания полезно иметь информацию о количестве и свойствах всех ансамблей, принимающих участие в процессах взаимодействия света и вещества в данном эксперименте. При прямом экспериментальном измерении, например, спектральных или временных характеристик люминесценции какого-либо ансамбля необходимо, тем или иным способом, отделить люминесценцию этого ансамбля, от люминесценции сопутствующих ансамблей. Однако, если имеется существенное перекрытие спектральных полос разных ансамблей, или реализуются малоразличимые значения их постоянных времени затухания, то такое разделение затруднительно. Это повышает погрешность измерений.

В данной работе экспериментально исследован метод измерения люминесцентных характеристик ансамбля, в котором эти характеристики измеряются на единичных центрах [3], а итоговый результат для ансамбля получают путём статистического усреднения результатов, полученных для единичных центров, входящих в данный ансамбль. Для этого предварительно измеряются также другие возможные характеристики, включая характеристики временных траекторий интенсивности люминесценции, для всех единичных центров, которые возбуждаются в данном эксперименте. Затем по всей совокупности своих характеристик все зарегистрированные люминесцирующие центры сравниваются между собой и распределяются по отдельным ансамблям. Уже после этого вычисляются статистически усреднённые значения различных характеристик каждого отдельного ансамбля.

Экспериментальную апробацию описанного метода измерений удобно было провести на примере измерения времени жизни ансамблей квантовых систем (центров окраски), образуемых в монокристалле фторида лития под действием ионизирующей радиации. Люминесценцию возбуждали пикосекундным лазерным излучением с длиной волны 532 нм и регистрировали её в

спектральной области от 655 до 725 нм, выделяемой полосовым интерференционным светофильтром. Исследования проводили с помощью конфокального люминесцентного сканирующего микроскопа MicroTime 200 с временным разрешением, работающего в режиме время-коррелированного счета одиночных люминесцентных фотонов. В первый ансамбль были выделены наиболее часто встречающиеся центры. Измеренное среднее время жизни центров первого ансамбля в возбужденном состоянии составило  $17,49 \pm 0,072$  нс. Для второго по частоте регистрации центров ансамбля время жизни в возбужденном состоянии составило  $16,47 \pm 0,040$  нс. Всего в указанных выше условиях возбуждения и регистрации было зарегистрировано 11 различных ансамблей.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М.: Физматгиз, 1963.
2. Р. Пантел, Г. Путхоф, *Основы квантовой электроники*, М.: Мир, 1972.
3. S.A. Zilov, N.D. Krivosheev, E.F. Martynovich, V.P. Dresvyanskiy, *J. of Lumin.* **286**, 121430 (2025).



**XIX Международный Феофиловский Симпозиум**  
**по спектроскопии кристаллов, легированных ионами редкоземельных**  
**и переходных металлов**  
**10–14 ноября 2025 г. | Саранск, Россия**

## **Устные доклады**

# СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

В.О. Козлов

*Санкт-Петербургский государственный университет,*

*Санкт-Петербург, Россия*

*E-mail: [v.o.kozlov@spbu.ru](mailto:v.o.kozlov@spbu.ru)*

В последние годы техника спектроскопии спинового шума (ССШ) стала важным инструментом [1] для исследования магнитного резонанса, обладая при этом, способностями нелинейных оптических методов [2], и в ряде случаев одновременно и невозмущающим характером [3]. При этом тот факт, что ССШ является поляриметрической методикой, позволило расширить область применения ССШ на ряд «немагнитных» физических систем, свойства которых также проявляются в флуктуирующим по поляризации свете, поэтому целесообразно было ввести обобщение методики в виде спектроскопии поляризационных флуктуаций (СПФ). Подходящими объектами для СПФ могут быть как системы, которые излучают свет с флуктуирующей поляризацией, например, как в случае излучения поляритонного конденсата [4]. Так и среды, которые преобразуют поляризационное состояние света, прошедшего через среду, например, шумы двойного лучепреломления в стёклах с примесями редкоземельных ионов (РЗИ) [5].

Настоящий обзорный доклад посвящен применению СПФ – обобщенной поляриметрической методики, развитой на основе спектроскопии спинового шума – к исследованию РЗИ в диэлектрических матрицах. Основное внимание уделено изучению РЗИ в неупорядоченных средах, в частности, в стёклах, а также в ряде изотропных и анизотропных кристаллов. Успешное применение ССШ к кристаллам с РЗИ [6] привело к идее его применения к легированным стеклам с огромным преобладанием неоднородной ширины внутриконфигурационных оптических переходов над однородной при температурах жидкого гелия. После серии экспериментов был обнаружен шум в стекле, который не может объясняться ССШ. Флуктуации наблюдались в стеклах, легированных  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$ , как поляризационный шум лазерного луча, проходящего через образец в области поглощения РЗЭ ионов. Шум характеризовался плоским (“белым”) спектром в диапазоне частот до 1 ГГц и не проявлял никакой зависимости от магнитного поля. Обнаруженный поляризационный шум интерпретируется в терминах структурной динамики стекол, выявляемой при низких температурах и обычно описываемой в модели туннельных двухуровневых систем.

*Работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках исследовательского гранта № 125022803069-4.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Г.Г. Козлов, И.И. Рыжов, А.В. Кавокин, В.С. Запасский, УФН **194**, 268–290 (2024).
2. M.M. Glazov, V.S. Zapasskii, Opt. Express, **23**, 11713 (2015).
3. G. Muller et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 206601 (2008).
4. I.I. Ryzhov et al., Phys. Rev. B **93**, 241307 (2016).
5. V.O. Kozlov, I.I. Ryzhov et al., J. Non-Cryst. **621**, 122610 (2023)
6. A.N. Kamenskii et al., Phys. Rev. Res. **2**, 023317 (2020).

## АНОМАЛЬНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $\text{Sm}^{2+}$ В КРИСТАЛЛАХ $\text{LaF}_3$

Е.А. Раджабов

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

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

В кристаллах  $\text{LaF}_3\text{-Sm}^{2+}$  обнаружена широкополосная бесструктурная полоса люминесценции с максимумом около 1230 нм при возбуждении в область 4f-5d переходов в ионах самария. По близкой аналогии с оптическими спектрами красного свечения в  $\text{LaF}_3\text{-Eu}^{2+}$  наблюдаемое свечение отнесено к аномальной люминесценции.

Помимо нормальной 5d-4f-люминесценции в большинстве материалов,  $\text{Eu}^{2+}$ ,  $\text{Yb}^{2+}$  в некоторых кристаллах демонстрируют «аномальную» широкополосную люминесценцию с большим стоксовым сдвигом [1]. Для таких лантаноидов возбужденный 5d-уровень попадает в зону проводимости. Люминесценция возникает после перехода из состояний зоны проводимости, имеющих меньшую энергию, чем 5d-уровень, на 4f-уровень примесного иона лантаноида. Широкополосная люминесценция  $\text{Eu}^{2+}$  в  $\text{LaF}_3$  с максимумом при 600 нм также представляет собой излучение из релаксированных состояний зоны проводимости на основной уровень Eu 4f (аномальная люминесценция) [2]. Красная 5d-4f люминесценция двухвалентного самария в кристаллах активно исследуется в последнее время в связи с поиском новых сцинтилляционных и дозиметрических материалов. В настоящей работе широкополосная аномальная люминесценция  $\text{Sm}^{2+}$  обнаружена в кристаллах  $\text{LaF}_3$ .

В спектре поглощения  $\text{LaF}_3\text{-Sm}^{2+}$  наблюдались широкая бесструктурная полоса с максимумом около 600 нм и ряд полос при длинах волн менее 500 нм. Оптические переходы электронов с 4f оболочки ионов самария на 1s-уровень вакансии обуславливают длинноволновую полосу поглощения с максимумом около 580–600 нм, а переходы на уровни 5d-оболочки самария обуславливают коротковолновые полосы поглощения (200–500 нм).

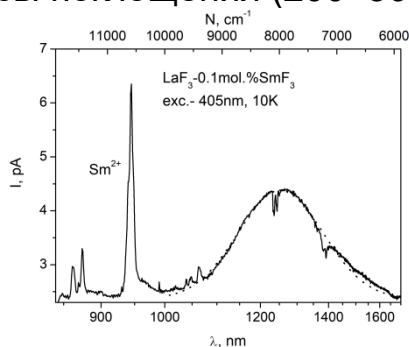


Рис. Спектр свечения  $\text{LaF}_3\text{-0.01\% SmF}_3$  при 80K. Небольшие провалы в спектре свечения около 1240 и 1380 нм связаны с поглощением паров воды (гидроксила) в воздухе

При возбуждении в области 4f-5d переходов  $\text{Sm}^{2+}$  наблюдался линейчатый спектр свечения 560-960 нм обусловленный переходами 4f-4f в ионах  $\text{Sm}^{2+}$  ( $^5\text{D}_{0,1,2}$ - $^7\text{F}_j$ ). Помимо этого, при низких температурах появляется широкая бесструктурная полоса люминесценции с максимумом около 1230 нм. Форма инфракрасной полосы в кристаллах  $\text{LaF}_3$  с примесью 0.01, 0.1 и 0.3 моль.%  $\text{SmF}_3$  одинакова. Инфракрасная полоса наблюдалась при освещении лазерами с длинами волн 405, 450, 536 нм (область 4f-5d переходов в  $\text{Sm}^{2+}$ ). Излучением более длинноволновых лазеров (650, 808, 980 нм) инфракрасная полоса не возбуждалась. Спектры возбуждения широкополосного инфракрасного свечения и линейчатого 4f-4f свечения  $\text{Sm}^{2+}$  близки. Интенсивность широкополосного свечения 1230 нм растет до температур около 130 К. При дальнейшем увеличении температуры интенсивность полосы 1230 нм начинает уменьшаться и свечение тушится выше 240 К.

По ряду таких свойств, как возбуждение в области 4f-5d переходов, большой стоксовый сдвиг (около 1.6 эВ), широкая бесструктурная полоса, затухание в микросекундном диапазоне времени, наблюдаемая нами в  $\text{LaF}_3\text{-Sm}^{2+}$  люминесценция похожа на аномальную люминесценцию  $\text{Eu}^{2+}$ ,  $\text{Yb}^{2+}$  в кристаллах. Инфракрасная полоса свечения при 1230 нм в кристаллах  $\text{LaF}_3\text{-Sm}^{2+}$  обусловлена аномальной люминесценцией, переходами с локальных релаксированных зонных состояний ближайших ионов лантана на основное 4f состояние ионов самария  $\text{Sm}^{2+}$ . Впервые аномальная люминесценция обнаружена для лантаноида  $\text{Sm}^{2+}$ , для которого одновременно наблюдаются излучательные f-f переходы и переходы с уровней в зоне проводимости на 4f основной уровень  $\text{Sm}^{2+}$ .

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. P. Dorenbos, Journal of Physics: Condensed Matter, **15**(17), 2645–2665, (2003).
2. E.A. Radzhabov, R.Yu. Shendrik, Radiation Measurements, **90**, 80-83, (2016).

# ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ $\text{CsLa}_{1-x}\text{Ce}_x\text{AB}_4$ ( $x = 0-1$ ; $A = \text{Si, Ge}$ ; $B = \text{S, Se}$ ): ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА, ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В.А. Пустоваров<sup>1</sup>, Д.А. Таврунов<sup>1</sup>, А.А. Сапов<sup>2</sup>, М.С. Тарасенко<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск, Россия  
E-mail: [v.a.pustovarov@urfu.ru](mailto:v.a.pustovarov@urfu.ru)

Однофазные кристаллы твердых растворов  $\text{CsLa}_{1-x}\text{Ce}_x\text{AB}_4$  ( $x = 0-1$ ;  $A = \text{Si, Ge}$ ;  $B = \text{S, Se}$ ) были получены методом высокотемпературного ампульного синтеза в расплаве хлорида цезия и исследовались методами абсорбционной и низкотемпературной (от 5 К) люминесцентной спектроскопии, с расчетами зонной структуры с применением теории функционала плотности. Замена  $\text{La} \rightarrow \text{Ce}$ ,  $\text{S} \rightarrow \text{Se}$  или  $\text{Si} \rightarrow \text{Ge}$  приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны, определенной в модели Тауца:  $E_g = 3.76$  ( $\text{CsLaSiS}_4$ ),  $3.50$  ( $\text{CsLaGeS}_4$ ),  $3.18$  эВ ( $\text{CsLaSiSe}_4$ ).  $4f5d$  возбужденные состояния  $\text{Ce}^{3+}$  лежат в запрещенной зоне, поэтому в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) при любом значении параметра  $x$  наблюдается неэлементарная полоса  $d \rightarrow f$  излучения ионов  $\text{Ce}^{3+}$  в области 520–600 нм. Кинетика затухания люминесценции  $\text{Ce}^{3+}$  при возбуждении импульсным электронным пучком или рентгеновским синхротронным излучением характеризуется доминирующей  $ns$ -составляющей. С увеличением параметра  $x$  время затухания сокращается [1].

При  $T = 5$  К в спектрах ФЛ всех нелегированных или слабелегированных ионами  $\text{Ce}^{3+}$  матрицах появляются новые интенсивные полосы в видимой области и  $\sim 700-760$  нм. Они обусловлены свечением автолокализованных экситонов (АЛЭ) и дефектов. С увеличением концентрации  $\text{Ce}^{3+}$  излучение АЛЭ реабсорбируется за счет поглощения ионами  $\text{Ce}^{3+}$  и тушится в результате переноса энергии  $\text{АЛЭ} \rightarrow \text{Ce}^{3+}$ . ФЛ АЛЭ возбуждается исключительно в области края фундаментального поглощения и межзонных переходов. При низких температурах ФЛ  $\text{Ce}^{3+}$  ионов и дефектов эффективно возбуждаются как внутрицентровым или рекомбинационным путем, так и за счет создания экситонов, связанных на дефекте. Стоксов сдвиг полосы ФЛ АЛЭ, энергия связи экситонов, область температурного тушения эмиссии АЛЭ зависят от состава матрицы. При температурах выше  $\sim 25$  К люминесценция АЛЭ тушится по закону Мотта за счет автоионизации экситонов. Монокристаллы  $\text{CsLaSiB}_4$ ,  $B = \text{S, Se}$  легированные ионами  $\text{Ce}^{3+}$ , перспективны в качестве эффективных преобразователей ионизирующих излучений.

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проекты № FEUZ-2023-0013 и 121031700315-2).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. V.A. Pustovarov, D.A. Tavrunov, M.R. Ryzhikov at al., J. of Lumin. **273**, 120677 (2024).

# ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ПЕРЕПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КИНЕТИКУ ИМПУЛЬСНОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИОНА ИТТЕРБИЯ В КЕРАМИКАХ НА ОСНОВЕ ОКСИДА ИТТРИЯ

А.С. Макарова<sup>1</sup>, В.И. Соломонов<sup>1</sup>, В.А. Пустоваров<sup>2</sup>, В.В. Осипов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени первого Президента  
России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

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

Исследована импульсная катодолюминесценция иона иттербия в керамических образцах кубического оксида иттрия с содержанием оксида иттербия 5 мол.%, при синтезе которых использовался оксид циркония содержанием 5 мол.% в качестве спекающей добавки ( $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3 + \text{ZrO}_2$ ). Эти образцы облучались в воздухе при комнатной температуре электронным пучком длительностью 2 нс со средней энергией электронов 170 кэВ и плотностью тока 130 А/см<sup>2</sup>. Для регистрации кинетических кривых поток люминесценции выводился в монохроматор МДР-41, посредством которого выделялся спектральный участок шириной 5 нм. В качестве приемника использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-62. Сигнал с ФЭУ передавался на осциллограф Keysight DSOX 2014A.

Люминесценция иона  $\text{Yb}^{3+}$  наблюдалась на широкой сложноструктурированной полосе 900–1150 нм, соответствующей оптическим переходам между штарковскими компонентами верхнего  $^2\text{F}_{5/2}$  и нижнего  $^2\text{F}_{7/2}$  энергетических уровней [1]. Во временном диапазоне 0–19 мс для отдельных линий импульсной катодолюминесценции наблюдается существенное различие характерных времен затухания люминесценции  $\tau$  (рис. 1а). Причиной этому может являться эффект перепоглощения излучения [2], особенно проявляющийся в области перехода  $^2\text{F}_{5/2}(v_0) \leftrightarrow ^2\text{F}_{7/2}(v_0)$  при 976,6 нм.

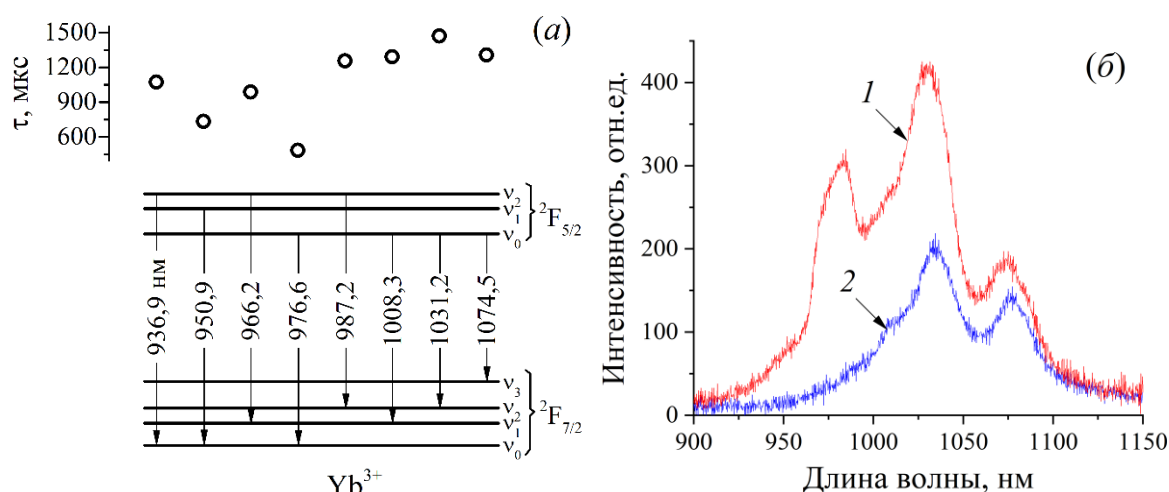


Рис. 1. (а) – Оптические переходы иона  $\text{Yb}^{3+}$  в решетке кубического оксида иттрия и измеренные на соответствующих им длинах волн времена затухания люминесценции в керамиках  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3 + \text{ZrO}_2$ ;  
 (б) – Спектры люминесценции керамики  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3 + \text{ZrO}_2$ , зарегистрированные непосредственно после облучения электронами (1) и спустя 1 мин после прекращения внешнего воздействия (2)

Кроме того, обнаружено увеличение времени послесвечения ионов  $\text{Yb}^{3+}$  с полным затуханием фосфоресценции через  $\sim 20$  мин после прекращения внешнего воздействия. Спектры послесвечения облученных образцов, зарегистрированные при использовании монохроматора SOL Instruments MS3504i и цифровой камеры HLS 190IR, показали исчезновение линии при 976,6 нм и сохранение излучения на линиях при 1031,2 и 1074,5 нм (рис. 1б). Обсуждаются механизмы возникновения наблюдаемых явлений.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-20074, <https://rscf.ru/project/24-19-20074/>, при финансовой поддержке со стороны Правительства Свердловской области.*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. В.И. Соломонов и др., Опт. и спектр. **117** (6), 934 (2014).
2. С.В. Курильчик и др., Приборы и методы измерений **1** (2), 59 (2011).

# СВЕРХТОНКОЕ И ДЕФОРМАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛА $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$

Т.А. Иголкина<sup>1,2</sup>, Е.П. Чукалина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (национальный  
исследовательский университет), Долгопрудный, Московская  
область, Россия

E-mail: [igolkinata@isan.troitsk.ru](mailto:igolkinata@isan.troitsk.ru)

Монокристаллы сложных фторидов  $\text{KY}_3\text{F}_{10}$  (пространственная группа симметрии  $Fm\bar{3}m$ ) прозрачны в широкой области спектра, термически и химически устойчивы. Легированные редкими землями они представляют интерес в качестве лазерных сред, излучателей белого света, материалов для лазерного охлаждения.

Настоящая работа посвящена исследованию кристаллов  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$ . Ионы  $\text{Ho}^{3+}$  замещают ионы  $\text{Y}^{3+}$  в позициях с точечной группой симметрии  $C_{4v}$ . В работе [1] сообщалось о первом наблюдении хорошо разрешенной сверхтонкой структуры (СТС) в спектрах поглощения кристалла  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  с концентрацией ионов гольмия 0.4 и 1 ат. %. Наблюдаемые в спектрах поглощения особенности сверхтонкой структуры были успешно промоделированы в рамках расчета по теории кристаллического поля [1]. Показана перспективность СТС в  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  для квантовой памяти [2]. В квантовых технологиях, как правило, используется люминесценция. В данной работе мы зарегистрировали спектры люминесценции кристалла  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  (1 ат.%) с высоким разрешением.

Спектры люминесценции с разрешением до  $0.02 \text{ см}^{-1}$  измерялись в широком спектральном ( $5800\text{--}11000 \text{ см}^{-1}$ ) и температурном (5–300 K) диапазонах с использованием Фурье-спектрометра Bruker IFS 125HR и криостата замкнутого цикла Sumitomo RP-082. Контроль и стабилизация температуры осуществлялись с помощью двухканального термоконтроллера Lake Shore Model 335. Люминесценция возбуждалась излучением диодного лазера с длиной волны 635 нм.

В спектрах люминесценции  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  мы впервые наблюдали сверхтонкое и деформационное расщепление линий. Линии переходов с участием штарковских уровней основного мультиплета  $^5\text{I}_8$  имеют одинаковую структуру в спектрах люминесценции и поглощения. Отметим, что в работе [1] деформационное расщепление линий в спектрах поглощения не наблюдалось. Для линий с СТС деформационное расщепление, обусловленное взаимодействием вырожденных электронных уровней со случайными деформациями кристаллической решетки, проявляется в увеличении центрального интервала СТС. В спектрах люминесценции кристалла  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  наблюдаются переходы между возбужденными мультиплетами,

которые невозможно наблюдать в спектрах поглощения. Для некоторых из линий переходов между штарковскими уровнями возбужденных мультиплетов  $^5I_5$  и  $^5I_7$  иона  $\text{Ho}^{3+}$  мы обнаружили выраженное увеличение центрального интервала СТС. Таким образом, спектры люминесценции высокого разрешения более чувствительны к деформациям, чем спектры поглощения, и могут быть использованы для контроля качества выращенных кристаллов.

*Авторы выражают благодарность К.Н. Болдыреву за регистрацию спектров люминесценции. Работа выполнена в рамках государственных заданий Минобрнауки РФ для Института спектроскопии Российской Академии Наук №FFUU-2024-0004 (Т.А. Иголкина) и №FFUU-2025-0004 (Е.П. Чукалина).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. D.S. Pytalev, E.P. Chukalina, M.N. Popova, G.S. Shakurov, B.Z. Malkin, S.L. Korableva, Phys Rev B **86** 115124 (2012).
2. M.N. Popova, Optical Materials **35** 1842 (2013).

# ИНТЕНСИВНОСТИ f-f ПЕРЕХОДОВ ИОНОВ $\text{Eu}^{3+}$ В КРИСТАЛЛАХ $\text{ZrO}_2\text{-Eu}_2\text{O}_3$

С.А. Букарев<sup>1</sup>, С.В. Гущин<sup>1</sup>, Е.Е. Ломонова<sup>1,2</sup>, В.А. Мызина<sup>1,2</sup>, А.А. Рев<sup>2</sup>,  
П.А. Рябочкина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия  
E-mail: [bukarevsa@yandex.ru](mailto:bukarevsa@yandex.ru)

Ионы  $\text{Eu}^{3+}$  ( $4f^6$ ) обладают одной из самых простых схем энергетических уровней и оптических переходов, что привлекает исследователей для их использования в качестве спектроскопического зонда для изучения особенностей локальной структуры кристаллов.

С точки зрения практических применений материалы, легированные ионами  $\text{Eu}^{3+}$ , представляют значительный интерес для их использования в качестве люминофоров, излучающих в красной области спектра.

Важнейшей характеристикой люминесцентных материалов является вероятность излучательных переходов между мультиплетами редкоземельных (РЗ) ионов. Для ее определения широко используется метод Джадда – Офелта [1, 2]. Метод Джадда – Офелта основан на результатах измерений параметров спектров поглощения, а именно, интегрального сечения поглощения оптических переходов между основным и возбужденным мультиплетами РЗ-иона. При этом ионы европия обладает свойствами, позволяющими рассчитывать параметры Джадда – Офелта только с помощью спектров люминесценции.

В настоящей работе были вычислены параметры интенсивности Джадда – Офелта  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) ионов  $\text{Eu}^{3+}$  в кристаллах  $\text{ZrO}_2\text{-}x$  мол.%  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  ( $x = 15, 20$ ), полученных методом направленной кристаллизацией расплава в холодном тигле и нанопорошков аналогичного состава, полученных методом соосаждения. Следует заметить, что кристаллы и нанопорошки данных составов характеризуются кубической фазой.

Значения параметров интенсивности  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) ионов  $\text{Eu}^{3+}$  для кристаллов и нанопорошков  $\text{ZrO}_2 - \text{Eu}_2\text{O}_3$  представлены в таблицах 1, 2.

Таблица 1. Значения  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) ионов  $\text{Eu}^{3+}$  для кристаллов  $\text{ZrO}_2 - \text{Eu}_2\text{O}_3$ .

Кристалл	$\Omega_2$	$\Omega_4$	$\Omega_6$
$\text{ZrO}_2 - 15$ мол.% $\text{Eu}_2\text{O}_3$	2.81	1.57	2.12
$\text{ZrO}_2 - 20$ мол.% $\text{Eu}_2\text{O}_3$	3.36	1.77	2.21

Таблица 2. Значения  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) ионов  $\text{Eu}^{3+}$  для нанопорошков  $\text{ZrO}_2 - \text{Eu}_2\text{O}_3$ .

Нанопорошок	$\Omega_2$	$\Omega_4$	$\Omega_6$
$\text{ZrO}_2 - 15 \text{ мол. \% } \text{Eu}_2\text{O}_3$	3.02	1.73	1.9
$\text{ZrO}_2 - 20 \text{ мол. \% } \text{Eu}_2\text{O}_3$	2.91	1.58	1.8

Из таблиц 1, 2 видно, что параметры интенсивности  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) для кристаллов и нанопорошков  $\text{ZrO}_2 - \text{Eu}_2\text{O}_3$  характеризуются близкими значениями.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (код научной темы FZRS-2025-0001) в рамках государственного задания ФГБОУ ВО «МГУ им. Н. П. Огарёва».*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. B.R. Judd, Phys. Rev. 127, 750 (1961).
2. G. S. Ofelt, J. Chem. Phys. 37, 511 (1962).

## УСИЛЕНИЕ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ОТКЛИКА В $\text{LiMgPO}_4$ , $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$ И $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$ ПРИ ДОПИРОВАНИИ РЗЭ

Д.А. Акулов<sup>1</sup>, М.О. Калинин<sup>1</sup>, Р.М. Абашев<sup>1,2</sup>, Н.И. Медведева<sup>1</sup>,  
А.И. Сюрдо<sup>1,2</sup>, Д.Г. Келлерман<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: [akulov@ihim.uran.ru](mailto:akulov@ihim.uran.ru)

Методы люминесцентной дозиметрии (термически- и оптически стимулированная люминесценция) являются эффективными и востребованными инструментами для контроля доз ионизирующих излучений. В устройствах дозиметрического контроля ключевую роль играет материал детектора, который должен обеспечить интенсивный оптический отклик на воздействие ионизирующего излучения. В качестве материалов детекторов для люминесцентной дозиметрии в работе рассмотрены соединения  $\text{LiMgPO}_4$ ,  $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$  и  $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$ . Показано, что благодаря удачному сочетанию функциональных характеристик, таких как низкий эффективный атомный номер, линейная дозовая зависимость, малая потеря дозиметрического сигнала при хранении, эти матрицы могут быть использованы для персональной дозиметрии. Следует отметить, что фторфосфаты  $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$  и  $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$  рассмотрены в качестве дозиметрических материалов впервые.

Введение РЗЭ позволяет многократно повысить интенсивность ТЛ сигнала каждого из соединений, однако механизм воздействия конкретного РЗЭ на дозиметрические характеристики различных соединений может разительно отличаться, что хорошо видно из рис. для иона  $\text{Er}^{3+}$ . В работе впервые обнаружено, что в  $\text{LiMgPO}_4$ ,  $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$  и  $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$ , допированных РЗЭ, возможны два механизма увеличения выхода термолюминесценции. В первом случае усиление достигается за счет высвечивания самого редкоземельного элемента, такой механизм наблюдается для Dy, Tb, Gd, Sm, Tm и Eu. В этом случае основной компонентой спектров являются  $f-f$  линии, связанные с переходами в РЗЭ. Второй механизм характерен для Ho, Nd, Ce, Pr, Yb и Er. В данном случае на спектре отсутствуют эмиссионные полосы, характерные для данного РЗЭ, а высвечиваются только многократно усиленные сигналы матрицы. Впервые предложена схема, объясняющая наличие двух механизмов высвечивания.

В работе при помощи совокупности теоретических и экспериментальных методов предложено объяснение различия эффективности каждого из механизмов усиления термолюминесценции в зависимости от материала оптической матрицы.

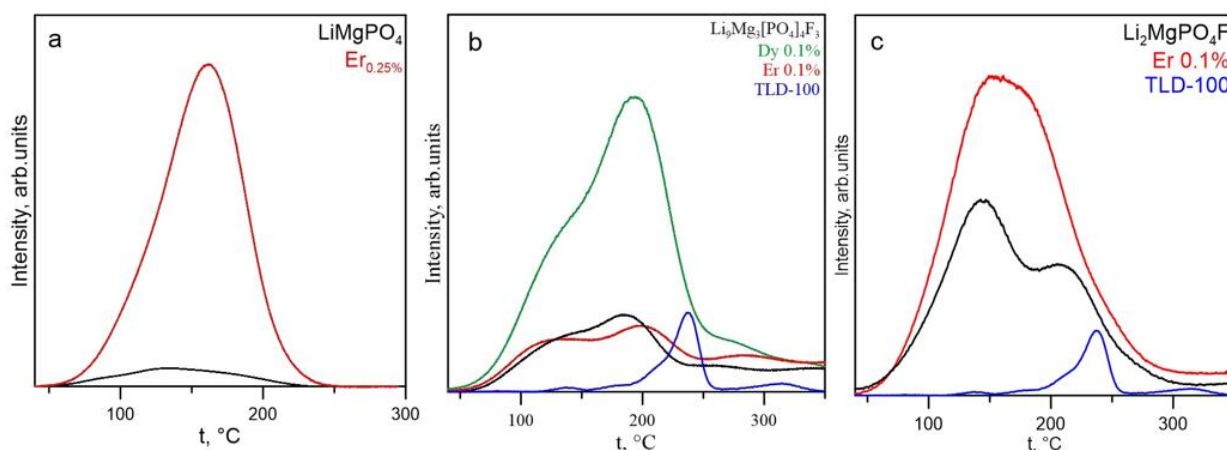


Рис. Кривые термолюминесценции  $\text{LiMgPO}_4$  (a),  $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$  (b) и  $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$  (c), допированных РЗЭ, в сравнении с серийно-выпускаемым дозиметрическим материалом ТЛД-100 ( $\text{LiF:Mg, Ti}$ )

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-13-00068, <https://rscf.ru/project/25-13-00068/>.

# ИСТОЧНИК ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ И ОДНОАТОМНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ЗАТВОР НА ОСНОВЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ВОЛНОВОДЕ

И.М. Соколов<sup>1</sup>, А.С. Курапцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

Быстрое развитие квантовой информатики требует компактных и эффективных источников одиночных фотонов, нанодетекторов и оптических вентилей на уровне одиночных фотонов. В связи с этим, большие усилия направлены на проектирование квантовых систем с заданными оптическими свойствами и на управление этими свойствами в режиме реального времени [1, 2]. Волноводная квантовая электродинамика предоставляет хорошую платформу для решения этих задач, в частности, с точки зрения квантово-информационных протоколов [3].

В ситуации, когда атомы связаны с волноводом, запутанность между различными атомами в ансамбле значительно увеличивается благодаря направляемым модам электромагнитного поля в волноводе. Осознание этого факта привело к ряду экспериментов с холодными атомами, приготовленными в нановолоконной ловушке [4–6]. Впоследствии это позволило продемонстрировать эффективное брэгговское зеркало с использованием  $\sim 10^3$  атомов, отражательная способность которого достигает 75 % [7, 8].

Мы изучили магнитооптические эффекты в ансамбле атомов, расположенных *внутри* волновода, как показано на рис.

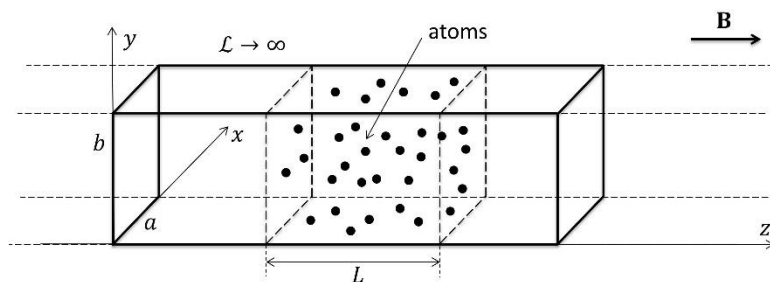


Рис. Эскиз волновода, атомного ансамбля внутри него и постоянного магнитного поля

На основе расчета коэффициента пропускания атомного ансамбля в волноводе при наличии внешнего магнитного поля мы показываем, что можно создать эффективное и управляемое брэгговское зеркало, позволяющее изменять отражательную способность от 0 до 1. Более того, сравнение результатов,

полученных для ансамбля и для одного атома, показало, что перестройки светопропускания в указанном диапазоне можно достичь, используя всего один атом [9].

На основе проведенных исследований мы также предлагаем новую схему источника одиночных фотонов. Как было показано ранее, внутри волновода атом может быть приготовлен в определенном нераспадающемся возбужденном темном состоянии [10]. Мы демонстрируем, что включение магнитного поля позволяет разрушить это состояние. Таким образом, мы можем индуцировать испускание фотона в требуемый момент времени.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. C.K. Law and H.J. Kimble, J. Mod. Opt. **44**, 2067 (1997).
2. A.I. Galimov, M.V. Rakhlin, G.V. Klimko et al., JETP Lett. **113**, 252 (2021).
3. A.S. Sheremet, M.I. Petrov, I.V. Iorsh et al., Rev. Mod. Phys. **95**, 015002 (2023).
4. Fam Le Kien, V.I. Balykin, and K. Hakuta, Phys. Rev. A **70**, 063403 (2004).
5. E. Vetsch, D. Reitz, G. Sague et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 203603 (2010).
6. A. Goban, K.S. Choi, D.J. Alton et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 033603 (2012).
7. H.L. Sørensen, J.-B. Beguin, K.W. Kluge et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 133604 (2016).
8. N.V. Corzo, B. Gouraud, A. Chandra et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 133603 (2016).
9. A.S. Kuraptsev and I.M. Sokolov, Phys. Rev. A **112**, 013702 (2025).
10. A.S. Kuraptsev and I.M. Sokolov, Phys. Rev. A **101**, 053852 (2020).

# РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В УПРУГИХ МОДУЛЯХ КРИСТАЛЛА $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2:\text{Er}$

Н.Ю. Таврунова<sup>1</sup>, М.Н. Сарычев<sup>1</sup>, И.В. Жевстовских<sup>1,2</sup>, В.Т. Суриков<sup>3</sup>,  
Н.Ю. Табачкова<sup>4,5</sup>, П.А. Рябочкина<sup>6</sup>, Н.С. Аверкиев<sup>7</sup>, В.В. Гудков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени первого Президента  
России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>4</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

<sup>5</sup>Национальный исследовательский технологический университет  
«МИСИС», Москва, Россия

<sup>6</sup>Национальный исследовательский Мордовский государственный  
университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия

<sup>7</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: [n.iu.ofitserova@urfu.ru](mailto:n.iu.ofitserova@urfu.ru)

В монокристалле  $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$ , допированном ионами эрбия и имеющем структуру шеелита, выполнены измерения температурных зависимостей поглощения и скорости ультразвуковых волн, распространяющихся в различных кристаллографических направлениях. Эксперименты проводились на частотах 48–161 МГц в интервале 4–200 К с использованием продольных и поперечных нормальных мод. Пример таких зависимостей приведен на рис. Изменения поглощения ( $\Delta\alpha$ ) и фазовой скорости ( $\Delta v$ ) нормальных ультразвуковых мод связаны с изменениями мнимой и действительной составляющих компонент тензора упругих модулей ( $c_{\beta}$ ) следующим образом:

$$\frac{\Delta c}{c_0} = 2 \left( \frac{\Delta v}{v_0} + i \frac{\Delta \alpha}{k_0} \right), \quad (1)$$

где  $k$  – волновое число, а индексы 0 обозначают величины, определенные при некоторой фиксированной температуре  $T_0$ .

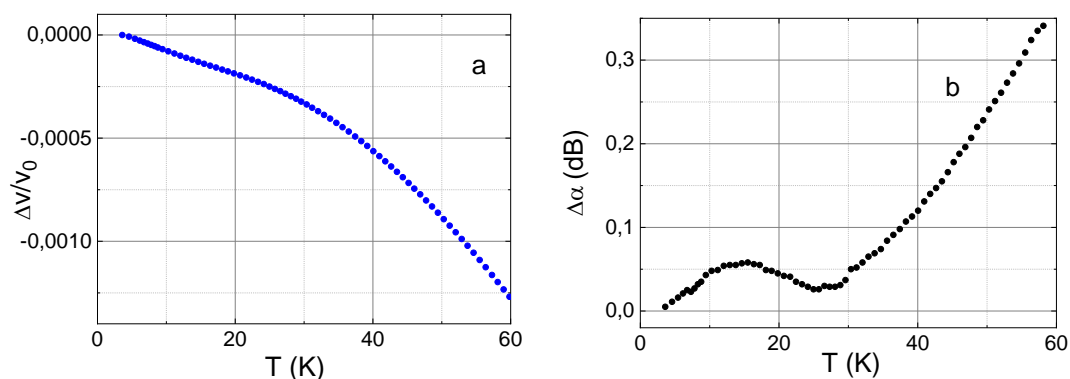


Рис. Температурные зависимости изменения относительно значений при  $T_0 = 4$  К фазовой скорости (а) и поглощения (б) продольных ультразвуковых волн, распространяющихся в направлении тетрагональной оси, полученные на частоте 161 МГц

В области температур ниже 30 К наблюдались аномалии, характерные для релаксационных процессов, аналогичные тем, что имеют место при проявлении эффекта Яна – Теллера в примесных кристаллах (см., например, [1]). Определена температурная зависимость времени конфигурационной релаксации, которая указала на значения энергии активации 210 К и высокотемпературного предела частоты релаксации  $2.5 \times 10^{13}$  Гц. В докладе обсуждается возможная интерпретация обнаруженных аномалий.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (базовая часть государственного задания, проект № FEUZ-2023-0013).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. М.Н. Сарычев и др., ЖЭТФ **162**, 509 (2022).

# СПЕКТРОСКОПИЯ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В МУЛЬТИФЕРРОИКЕ $h\text{-YbMnO}_3$

А.Д. Молчанова<sup>1</sup>, С.А. Климин<sup>1</sup>, Н.Н. Кузьмин<sup>1</sup>, Л.Х. Йин<sup>2</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, Москва, Троицк, Россия

<sup>2</sup>Institute of Solid State Physics, CAS, Hefei, Anhui, P. R. China

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

Гексагональные манганиты  $RE\text{MnO}_3$  ( $RE$  – редкоземельный элемент) характеризуются сильной связью сегнетоэлектрических, магнитных и диэлектрических свойств [1–4]. В  $h\text{-YbMnO}_3$  наблюдается спонтанный магнитный фазовый переход при  $T_N = 85$  K, реализуется 120-градусная магнитная структура вследствие фрустраций в подрешетке марганца [3]. Упорядочение в подрешетке иттербия наблюдается при более низких температурах. В спектроскопической работе [5] сообщалось о расщеплении линий в спектрах пропускания  $h\text{-YbMnO}_3$ , связанном со снятием крамерсовского вырождения уровней иона  $\text{Yb}^{3+}$  обменным взаимодействием.

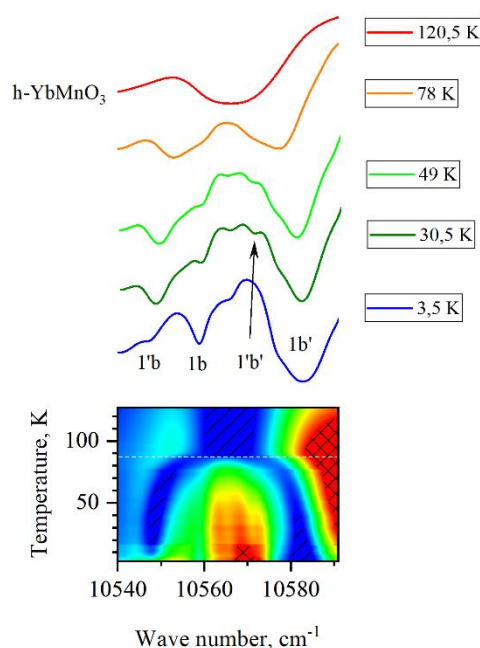


Рис. Спектры пропускания и карта интенсивностей  $h\text{-YbMnO}_3$ . Расщепление крамерсовских дублетов

В данной работе проведено систематическое исследование расщепления крамерсовских дублетов иона  $\text{Yb}^{3+}$  в кристалле  $h\text{-YbMnO}_3$ . В частности, получена температурная зависимость расщепления  $\Delta_0(T)$  основного крамерсовского дублета иона иттербия в позиции  $4b$ . Она использована для расчета температурного поведения магнитного момента иона  $\text{Yb}^{3+}(4b)$ , а также аномалии Шоттки в теплоемкости. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с литературными данными. Оценено значение эффективного магнитного поля, действующего на ионы  $\text{Yb}^{3+}(4b)$ . Сделан вывод о том, что магнитный момент иттербия в позиции  $4b$  является

результатом подмагничивания в эффективном поле, создаваемом упорядоченной магнитной подсистемой марганца.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ для ИСАН № FFUU-2024-0004.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. B. Lorenz, Phys. Sci. Rev., **4** (12), 20190014 (2019).
2. Z. Shan et al., J Mater Sci: Mater Electron **36**, 26 (2025).
3. S. Chattopadhyay et al., Phys. Rev. B **98**, 134413 (2018).
4. N. Sharma et al., Adv. Mater. Interfaces **12**, 2400813 (2025).
5. M. Divis et al., J. Alloys Comp. **451**, 662 (2008).

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $\text{Eu}^{3+}$ В КЕРАМИКЕ $\text{HfO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$

Е.В. Дементьева<sup>1</sup>, К.Н. Орехова<sup>1</sup>, Д.А. Таврунов<sup>2</sup>, А.Ф. Зацепин<sup>2</sup>,  
М.В. Заморянская<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Уральский федеральный университет имени первого Президента  
России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия*  
E-mail: [dementeva@mail.ioffe.ru](mailto:dementeva@mail.ioffe.ru)

В последнее время важными проблемами дозиметрии становятся задачи, связанные с утилизацией и иммобилизацией ядерных отходов, анализом последствий масштабных радиационных аварий и экологических катастроф. Широкое распространение для указанных применений получили термолюминесцентные дозиметры. Одним из возможных материалов для создания радиационно- и химически стойких дозиметров является керамика на основе  $\text{ZrO}_2\text{-HfO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$ .

В работе была синтезирована керамика  $\text{HfO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$  с различным содержанием иттрия, показано, что керамика стабилизирована в кубической фазе. Спектры фотолюминесценции были получены на спектрофлуориметре Horiba Fluorolog 3 (Jobin Yvon), оснащенный ксеноновой лампой мощностью 450 Вт и характерным отношением сигнал/шум более 20 000:1.

При стабилизации оксида циркония редкоземельными элементами происходит гетеровалентное замещение трехвалентным редкоземельным ионом иона  $\text{Hf}^{4+}$  с образованием кислородной вакансии  $\text{V}_\text{O}$ . При этом различное расположение вакансий относительно редкоземельных элементов в ближних координационных сферах обуславливает разнообразие его окружения и изменение его локальной симметрии. С ростом концентрации иттрия увеличивается концентрация кислородных вакансий, что приводит к образованию различных типов локального окружения  $\text{Eu}^{3+}$ . При появлении вакансии во второй координационной сфере локальная симметрия центра понижается до  $\text{C}_1$  (центры I типа). При появлении вакансии в первой координационной сфере  $\text{Eu}^{3+}$ , локальное положение соответствует  $\text{C}_{2v}$  или ниже (центры II типа). При высоких концентрациях стабилизирующего оксида в первой координационной сфере  $\text{Eu}^{3+}$  могут наблюдаться сразу 2 вакансии, в этом случае его локальное положение будет соответствовать  $\text{C}_2$  (центры III типа) [1, 2].

В люминесценции перехода  $^5\text{D}_0\text{-}^7\text{F}_0$  наблюдается две полосы с максимумами  $17283\text{ см}^{-1}$  (578,60 нм) и  $17311\text{ см}^{-1}$  (577,67 нм), что говорит о наличии двух неэквивалентных позиций европия. Показано, что соотношение интенсивности полос зависит от длины волны возбуждения. Так как положение перехода  $^5\text{D}_0\text{-}^7\text{F}_0$  связано с длиной

связи Eu-O, можно предположить, что переход с максимумом 17311 см<sup>-1</sup> связан с менее симметричной позицией европия.

Ожидается, что при возбуждении в ЭД переходе  ${}^7F_2$ - ${}^5D_0$  будут возбуждаться ионы Eu<sup>3+</sup> в менее симметричных позициях. В спектрах наблюдается появление пика с максимумом 587,3 нм. Согласно литературным данным [1, 2] в оксиде циркония стабилизированном иттрием наблюдается аналогичная полоса, соответствующая люминесценции Eu<sup>3+</sup> в позиции I типа, имеющей в своем окружении вакансию кислорода во второй координационной сфере. Относительная интенсивность данного пика растет при увеличении содержания иттрия.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. М.А. Борик, Т.В. Волкова, Е.Е. Ломонова, В.А. Мызина, П.А. Рябочкина, Н.Ю. Табачкова, А.Н. Чабушкин. Опт. и спектр., **122**(4) 599 (2017).
2. Dexpert-Ghys, M. Faucher, P. Caro, J. Solid State Chem., **54**, 179 (1984).

# КРИОГЕННАЯ РАТИОМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ БОЛЬЦМАНОВСКОГО ТИПА

А.А. Калиничев<sup>1</sup>, Е.В. Афанасьева<sup>2</sup>, И.Е. Колесников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра  
Великого, Санкт-Петербург, Россия*

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

Дистанционная люминесцентная термометрия стала востребованной темой для научного сообщества из-за острой необходимости в надежном определении температуры для различных приложений, где стандартные контактные методы неприменимы [1]. Принцип люминесцентной термометрии заключается в мониторинге температурно-индуцированного изменения люминесцентных параметров. Ратиометрический подход, использующий два различных люминесцентных перехода, более устойчив к систематическим ошибкам, вызванным флуктуациями интенсивности источника, количеством люминофора или пространственным распределением образца, по сравнению с интенсивностью излучения или положением спектральной линии. Данный метод основан на перераспределении населенности электронов между температурно-связанными уровнями энергии. Разность энергий ( $\Delta E$ ) между температурно-связанными уровнями должна находиться в диапазоне  $200\text{--}2000\text{ см}^{-1}$  для обеспечения точного детектирования температуры [2].

Для определения температуры в криогенном диапазоне, имеющем решающее значение для областей сверхпроводящих магнитов, аэрокосмической промышленности и макромолекулярной кристаллографии, значение  $\Delta E$  должно быть меньше, чтобы реагировать на минимальные изменения температуры в условиях низких или сверхнизких температур.

В данной работе для обеспечения криогенной люминесцентной термометрии ( $20\text{--}250\text{ K}$ ) с использованием температурно-связанных штарковских подуровней был использован люминофор  $\text{LuVO}_4\text{:Nd}^{3+}$ . Ратиометрическая термометрия была успешно выполнена на основе возбужденных  $^4\text{F}_{3/2}(1)/^4\text{F}_{3/2}(2)$  и основных  $^4\text{I}_{9/2}(1)/^4\text{I}_{9/2}(2)$  подуровней со значительно различающимися энергетическими зазорами, а именно  $30$  и  $131\text{ см}^{-1}$ . Дополнительный температурно-зависимый параметр – ширина полосы наиболее яркого перехода  $^4\text{F}_{3/2}(1)\text{--}^4\text{I}_{9/2}(1)$ , позволил выполнять многомодовое тепловое зондирование, что повышает надежность и расширяет рабочий диапазон.

*Работа поддержана грантом РНФ 25-79-10050. Эксперименты выполнены в Научном Парке СПбГУ.*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. M.D. Dramićanin, J. Appl. Phys. **128**, 40902 (2020).
2. D. Jaque and F. Vetrone, Nanoscale **4**, 4301–4326 (2012).

# ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР $\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$ , АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ $\text{Nd}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СЕНСОРИКИ

А.К. Гинкель<sup>1</sup>, Р.М. Рахматуллин<sup>1</sup>, С.Л. Кораблева<sup>1</sup>, О.А. Морозов<sup>1,2</sup>,  
А.А. Родионов<sup>1</sup>, М.С. Пудовкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики, Казань, Россия

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань, Россия

E-mail: [fyz0561999@gmail.com](mailto:fyz0561999@gmail.com)

Были синтезированы однофазные (гексагональная структура) наночастицы  $\text{Nd}^{3+}$  (мол. 0.1%),  $\text{Yb}^{3+}$  (мол. 0.5%):  $\text{CeF}_3$  методом осаждения. Эти наночастицы отжигали на воздухе при 600 °С в течение 15, 30, 60 и 120 мин для получения двухфазных наночастиц  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$ . После 120 мин отжига были получены однофазные  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeO}_2$  (кубическая фаза). Частицы  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$  (15, 30 и 60 мин) продемонстрировали комбинации фаз  $\text{CeF}_3$  и  $\text{CeO}_2$ . Физический размер образцов постепенно увеличивался от 19 нм ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3$ ) до ~ 409 нм ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$  (120 мин)). Было сделано предположение, что двухфазные образцы состоят из спеченных легированных наночастиц  $\text{CeF}_3$  и  $\text{CeO}_2$  со средним размером областей когерентного рассеяния (ОКР) около 65 нм. Мы провели спектрально-кинетическую характеристику образцов в диапазоне температур 80–320 К. В качестве температурно-зависимого параметра было взято отношение интенсивностей полос люминесценции (LIR) ( $\text{LIR} = I_{\text{Nd}}/I_{\text{Yb}}$ ) (рис.1а)). LIR для однофазных легированных наночастиц  $\text{CeF}_3$  является убывающей функцией во всем диапазоне 80–320 К. В свою очередь, для однофазных наночастиц  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeO}_2$  (120 мин) является возрастающей функцией. LIR для двухфазных образцов более сложны и могут рассматриваться как комбинация LIR однофазных образцов. Также были получены спектры ЭПР композитных частиц  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$ . Спектры ЭПР выглядят одинаково для всех 3 образцов и состоят из интенсивной линии с  $g = 3.43$ , которая обусловлена четными изотопами  $\text{Yb}^{3+}$  в кубическом кристаллическом поле  $\text{CeO}_2$ . Линия на  $g = 3.07$ , приписывается к тригональным узлам образованным путем замещения одного из ближайших ионов кислорода вокруг  $\text{Yb}^{3+}$  гидроксильной группой. Линия на  $g = 2.76$  относится ко второму типу тригональных узлов, связанных с вакансиями кислорода в ближайшем окружении иона  $\text{Yb}^{3+}$ , также возможно образование кластеров допированных ионов  $\text{Yb}^{3+}$  (рис. 1б)).

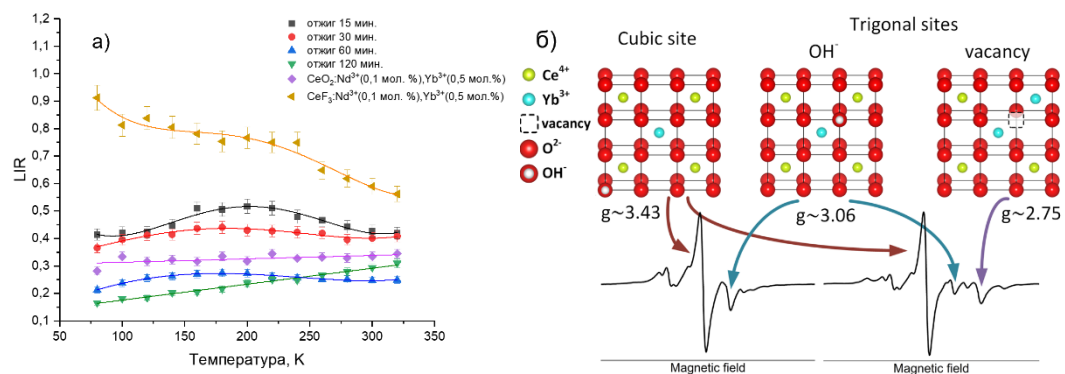


Рис. 1. а) зависимость функции LIR от температуры однофазных ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ :  $\text{CeF}_3$  и  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ :  $\text{CeO}_2$ ) и двухфазных  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ :  $\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$  образцов. б) схематическое изображение изменений локальной среды ионов  $\text{Yb}^{3+}$  образцов  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ :  $\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ТЕМПЕРАТУРНОГО РАСШИРЕНИЯ  
НА ТЕМПЕРАТУРНУЮ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ  
ОБРАЗЦОВ  $\text{YF}_3: \text{Nd}^{3+}, \text{Yb}^{3+}$

Е.И. Шошева, М.С. Пудовкин

*Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань*

*E-mail: [Kate15-05@mail.ru](mailto:Kate15-05@mail.ru)*

Наночастицы  $\text{YF}_3: \text{Nd}^{3+}$  и  $\text{YF}_3: \text{Nd}^{3+}, \text{Yb}^{3+}$  были синтезированы методом гидротермального синтеза с дальнейшим отжигом 4 часа при 400 °С на воздухе. Фазовый состав был определен методом порошкового рентгенофазового анализа (РФА), средний размер был получен благодаря просвечивающей электронной микроскопии и равен  $55 \pm 2$  нм, люминесцентные характеристики были исследованы методом лазерной абсорбционной спектроскопии. Согласно данным РФА для некоторых пиков Брэгга наблюдается сдвиг в сторону больших значений угла при более низких температурах. Были рассчитаны изменения в межплоскостных расстояниях (0,000 3–0,000 5 нм), а также параметры кристаллической решётки при различных температурах. Такие изменения вполне могут внести свой вклад в спектрально-кинетическую характеризацию образцов. Образцы исследовались на длинах волн возбуждения 355 и 790 нм, соответствующих полосам поглощения ионов  $\text{Nd}^{3+}$ . В начале данной работы была синтезирована серия частиц  $\text{YF}_3: \text{Nd}^{3+}$  (0.1; 0.5; 1.0; 2.0 и 5.0 мол.%) для поиска оптимальной концентрации. Поведение кинетик затухания люминесценции на длине волны 865 нм при двух длинах волн возбуждения схожи, зависимость при возбуждении на длине волны 355 нм представлена на рисунке. Видим, что кинетики затухания укорачиваются при уменьшении температуры, тем самым демонстрируют нетипичное поведение. Была предложена гипотеза [1, 2], что увеличение времени затухания люминесценции  $\text{Nd}^{3+}$  с увеличением температуры связано со сжатием кристаллической решетки образца при низких температурах (согласно РФА). Тогда при низких температурах ионы  $\text{Nd}^{3+}$  сближаются, и между ними становится более вероятен процесс кросс-релаксации, который опустошает уровень  $^4\text{F}_{3/2}$  ( $\text{Nd}^{3+}$ ). Стоит отметить, что данные результаты повторяются для микрочастиц  $\text{YF}_3: \text{Nd}^{3+}$ , следовательно, данного процесс не зависит от размера частиц и метода их получения. Более того, такого поведения кинетик затухания не возникает в образцах  $\text{LiYF}_4: \text{Nd}^{3+}$  и  $\text{BaY}_2\text{F}_8: \text{Nd}^{3+}$ . Другими словами, данный эффект, скорее всего, связан именно с матрицей  $\text{YF}_3$ .

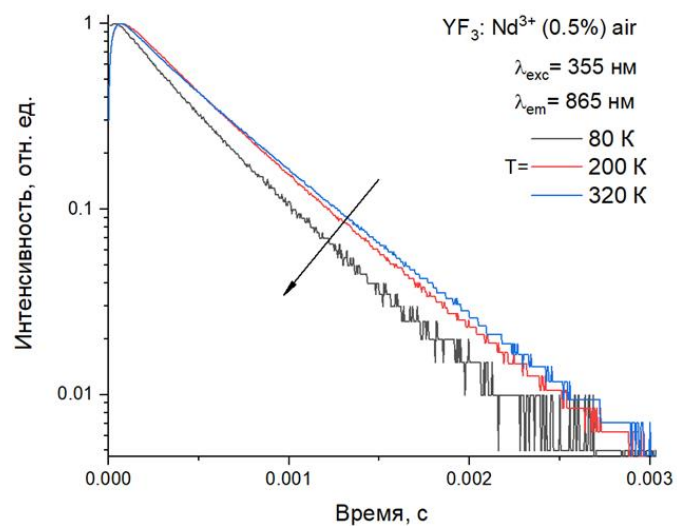


Рис. 1. Кинетики затухания люминесценции образца YF<sub>3</sub>: Nd<sup>3+</sup> (0.5 мол.%)

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. M. Pudovkin, E. Oleynikova et al., Materials, **16**(1), 39, (2022).
2. M. Pudovkin, A. Ginkel et al., Journal of luminescence, **249**, 119037, (2022).

# ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ СЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ ФТОРИДОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОННОЙ ПАРОЙ $\text{Ce}^{3+}/\text{Tb}^{3+}$

М.С. Пудовкин, Д.Я. Сафиуллина, С.И. Калиниченко  
*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*  
E-mail: [maksim.s.pudovkin@gmail.com](mailto:maksim.s.pudovkin@gmail.com)

Люминесцентная термометрия – это активно развивающийся метод регистрирования температуры за счет анализа параметров люминесценции особого люминофора, находящегося в контакте с исследуемым объектом. Данный метод позволяет исследовать температурные поля с субмикронным пространственным разрешением. В литературе было показано, что в качестве люминофоров перспективно применять кристаллические частицы фторидов, активированных ионной парой  $\text{Ce}^{3+}/\text{Tb}^{3+}$  [1].

В данной работе методом со-осаждения из водных растворов при комнатной температуре с последующей гидротермальной обработкой были синтезированы наночастицы различной архитектуры, включая  $\text{CeF}_3:\text{Tb}^{3+}(1\%)$ ,  $\text{CeF}_3$ ,  $\text{LaF}_3:\text{Tb}^{3+}(1\%)$ ,  $\text{CeF}_3:\text{LaF}_3:\text{Tb}^{3+}(1\%)$ ,  $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}(5\%)$ ,  $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}(5\%):\text{Tb}^{3+}(1\%)$ . Была проведена физическая характеристика методами просвечивающей электронной микроскопии и порошкового рентгенофазового анализа. Показано, что одноядерные наночастицы имеют средний диаметр 60 нм. Наночастицы структуры «ядро-оболочка» имеют диаметр более 250 нм. Предполагается, что оболочка «нарастает» на агломераты наночастиц. Согласно данным порошкового рентгенофазового анализа, все наночастицы имеют желаемую гексагональную фазу, характерную для соединений фторида лантана и фторида церия. Пиков от примесных фаз и аморфной фазы обнаружено не было. В ходе экспериментов по лазерной спектроскопии, опираясь на такие критерии, как интенсивный сигнал люминесценции от двух ионов и отсутствие широкополосного свечения, был выбран состав  $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}(5%):\text{Tb}^{3+}(1\%)$ . Для дальнейших исследований были синтезированы наночастицы с аналогичными концентрациями ионов активаторов, но иной архитектуры, а именно  $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}(5%):\text{Tb}^{3+}(1\%)$ ,  $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}(5\%)$ ,  $\text{LaF}_3:\text{Tb}^{3+}(1\%)$ . Было показано, что в составах, где ионы церия и тербия пространственно разделены («ядро-оболочка» или механическая смесь двух порошков), температурная чувствительность выше. Таким образом, было показано, что эффективность термического тушения ионов церия выше, чем изменение интенсивности за счет передачи энергии ионам тербия.

Общая рекомендация по созданию нанотермометров на основе ионной пары  $\text{Ce}^{3+}/\text{Tb}^{3+}$  такова, что необходимо создавать структуры, где данные ионы не взаимодействуют между собой (ядро-оболочка,

механическая смесь порошков и др.). В данном случае, будет реализовываться ратиометрических подход, где в качестве параметра, зависящего от температуры, будет браться соотношение интегральных интенсивностей данных ионов.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Brites, C. D., Marin, R., Suta et al. Advanced Materials, **35**(36), 2302749 (2023).

# ШИРОКОПОЛОСНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПРИМЕСНЫХ КАТИОНОВ $\text{Cu}^{2+}$ В РЕШЕТКЕ ШПИНЕЛИ $\text{LiAl}_5\text{O}_8$

А.А. Капустин, А.Н. Романов, Е.В. Хаула, В.Н. Корчак  
Федеральный исследовательский центр химической физики  
им. Н.Н. Семенова РАН, Москва, Россия  
E-mail: [yaarsenykapustin@yandex.ru](mailto:yaarsenykapustin@yandex.ru)

Материалы, содержащие примесные катионы переходных металлов, демонстрирующие широкополосную фотолюминесценцию (ФЛ) востребованы в качестве активной среды перестраиваемых лазеров. Ранее нами было показано, что примесные катионы двухвалентной меди в решетке корунда  $\text{Al}_2\text{O}_3$  являются излучающими центрами широкополосной БИК ФЛ на оптическом переходе  ${}^2T_{2g} \rightarrow {}^2E_g$  [1, 2]. Литий-алюминиевая шпинель  $\text{LiAl}_5\text{O}_8$ , как и корунд, характеризуется сильным полем лигандов и низкой симметрией окружения в катионных узлах, что должно способствовать реализации излучательного перехода на примесных ионах  $\text{Cu}^{2+}$ .

Действительно, полученные образцы  $\text{Cu}^{2+}:\text{LiAl}_5\text{O}_8$ , демонстрируют интенсивную широкополосную БИК ФЛ как при комнатной температуре, так и при 77K (рис.).

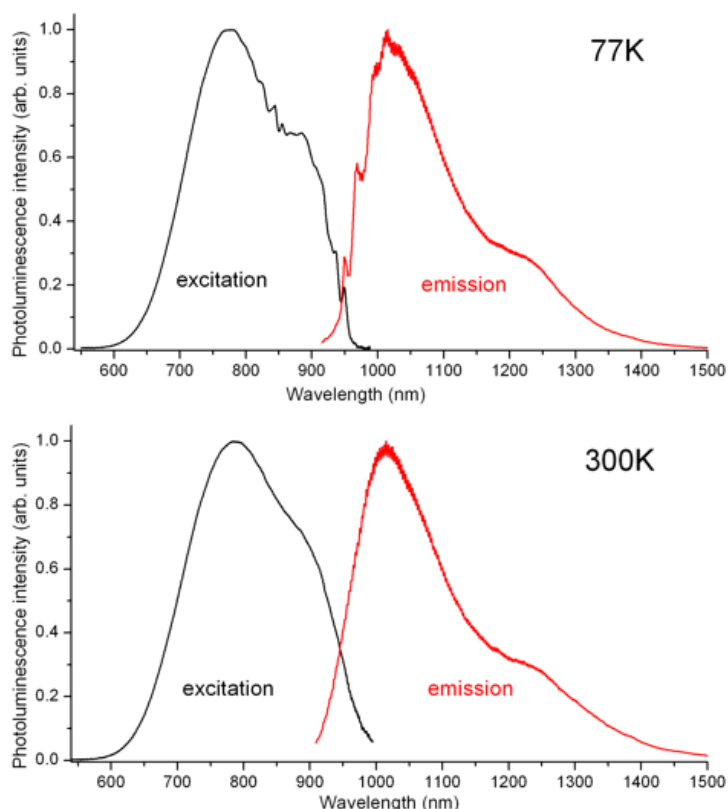


Рис. Спектры ФЛ и возбуждения ФЛ для  $\text{Cu}^{2+}:\text{LiAl}_5\text{O}_8$ , полученные при комнатной температуре и 77 K

Полученные спектры ФЛ и спектры возбуждения ФЛ похожи на таковые для  $\text{Cu}^{2+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ . По-видимому, как в корунде, так и в шпинели  $\text{LiAl}_5\text{O}_8$  широкая полоса ФЛ обусловлена проявлением эффекта Яна –

Теллера в основном электронном состоянии иона  $\text{Cu}^{2+}$ . Оценка квантового выхода БИК ФЛ при комнатной температуре для  $\text{Cu}^{2+}:\text{LiAl}_5\text{O}_8$  дает величину ~25 %, что представляет интерес с точки зрения реализации твердотельного лазера.

*Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (РНФ, грант № 25-23-20099).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Romanov A.N. et al. J. Am. Ceram. Soc. **107**, 979-983 (2024).
2. Романов А.Н. и др. Неорг. мат. **59**, 1303-1308 (2023).

# ВЛИЯНИЕ КАТИОННОГО СОСТАВА НА ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ГРАНАТОВ

Ф.Д. Федюнин<sup>1</sup>, А.Н. Васильев<sup>2</sup>, Н.С. Козлова<sup>3</sup>, Е.В. Забелина<sup>3</sup>,  
В.М. Касимова<sup>3</sup>, О.А. Бузанов<sup>4</sup>, А.Г. Петросян<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики  
им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета  
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский технологический университет  
«МИСиС», Москва, Россия

<sup>4</sup>АО «Фомос-Материалы», Москва, Россия

<sup>5</sup>Институт физических исследований НА РА, Аштарак, Армения  
E-mail: [fedyuninf@my.msu.ru](mailto:fedyuninf@my.msu.ru)

Кристаллы гранатов, легированные редкоземельными ионами  $\text{Ce}^{3+}$ , являются перспективными фосфорами и сцинтилляторами. В частности, сцинтилляторы на основе  $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$  планируется использовать в калориметре модернизированного Большого адронного коллайдера [1]. Также эти кристаллы характеризуются достаточно высокой плотностью и хорошим энергетическим разрешением [2]. Люминесценция этих гранатов обусловлена излучательными переходами  $5d-4f$  в ионах  $\text{Ce}^{3+}$ . Наличие медленных компонент в кинетике люминесценции  $\text{Ce}^{3+}$  при высокоэнергетическом возбуждении является недостатком этих гранатов и связано как с наличием ловушек, так и переносом возбуждений на церий по подсистеме  $4f$  уровней  $\text{Gd}^{3+}$ . Изменение катионного состава позволяет постепенно изменять свойства кристаллов и, в частности, оптимизировать процессы переноса энергии от матрицы кристалла к ионам активатора. Кроме того, частичное разупорядочение структуры, характерное для многокомпонентных гранатов также положительно влияет на процессы переноса энергии к церию [3, 4]. В настоящей работе рассмотрено влияние катионного состава на люминесцентные и оптические свойства ряда многокомпонентных гранатов. Особое внимание уделено влиянию скандия на свойства гранатов.

Кристаллы  $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ,  $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce,Ca}$ ,  $\text{Gd}_3\text{Al}_{1,5}\text{Sc}_1\text{Ga}_{2,5}\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ,  $\text{Gd}_3\text{Al}_{1,5}\text{Sc}_1\text{Ga}_{2,5}\text{O}_{12}:\text{Ce,Ca}$ ,  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$  были выращены методом Чохральского в иридиевых тиглях в атмосфере аргона с добавлением 1–2 об%  $\text{O}_2$ . Кристаллы,  $\text{Gd}_{2.88}\text{Sc}_{1.89}\text{Al}_{3.23}\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ,  $\text{Y}_3\text{ScAl}_4\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ,  $\text{Tb}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$  были выращены методом Бриджмена в восстановительной атмосфере. С использованием спектрофотометров PerkinElmer Lambda 950 и Agilent Technologies Cary-5000 были получены спектры поглощения, отражения и коэффициента преломления. Спектры отражения были поправлены с

учетом фактора многократного отражения света от поверхностей кристаллов с использованием специализированного программного обеспечения. Также были измерены спектры люминесценции, возбуждения люминесценции и кривые термостимулированной люминесценции. Измерения проводились с использованием лабораторной установки по люминесцентной спектроскопии в энергетическом диапазоне 2.5–6 эВ и в области температур 80–500 К.

На основе анализа спектров поглощения показано взаимосвязь между катионным составом гранатов и силой кристаллического поля, определяющей величину расщепления уровней  $5d_1$  и  $5d_2$   $\text{Ce}^{3+}$ . Демонстрируется изменение ширины запрещенной зоны в зависимости от состава гранатов. Для ряда кристаллов на основе спектров отражения определено положение экситонного пика. В работе также обсуждаются особенности люминесцентных свойств, связанные с частичным замещением катионов алюминия и галлия скандием.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. V. Alenkov et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **916**, 226–229 (2019).
2. Sh. Kurosawa et al., J. Cryst. Growth **393**, 134–137 (2014).
3. M. Korzhik et al., Crystals **12**, 1196 (2022).
4. K. Bartosiewicz et al., J. Mater. Chem. C **13**, 13691–13712 (2025).

# ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ, ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ И РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Gd_2O_3:RE^{3+}$

Д.А. Таврунов<sup>1</sup>, Н.Г. Наумов<sup>2</sup>, Р.Е. Николаев<sup>2</sup>, В.А. Трифонов<sup>2</sup>,  
В.А. Пустоваров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: [d.a.tavrunov@urfu.ru](mailto:d.a.tavrunov@urfu.ru)

Интерес к синтезу и изучению свойств оксида гадолиния  $Gd_2O_3$  обусловлен перспективой его использования в медицине, например, в качестве контрастных веществ для ультразвуковой, магнитно-резонансной, компьютерной томографии, лучевой терапии, а также в биомедицине, спинтронике. При этом практически все известные экспериментальные исследования и практические разработки выполняются на микро- или нанопорошках. В данной работе исследовались объемные монокристаллы  $Gd_2O_3$  высокого оптического качества с кубической структурой биксбиита, легированные редкоземельными ионами (Tb, Eu, Pr, Ce), выращенные по оригинальной методике методом Чохральского [1]. Были изучены спектры поглощения, низкотемпературной фото- и рентгенолюминесценции. На основе полученных данных модели Р. Dorenbos проведен расчет энергетического положения основного состояния всех двух- и трехвалентных ионов лантаноидов, энергии  $f - f$  и  $f - d$  электронных переходов в кристаллах оксида гадолиния с кубической структурой [2]. Предложена энергетическая диаграмма примесных ионов для анализа эффективности переноса энергии между ионами лантаноидов.

Для исследования радиационной стойкости кристаллы облучались быстрыми электронами ( $E = 10$  МэВ) на линейном ускорителе УЭЛР-10-10С (УрФУ) или протонами ( $E = 18$  МэВ) на исследовательском канале циклотрона TR-24 (УрФУ). Пострадиационные эффекты были исследованы методами абсорбционной и низкотемпературной люминесцентной спектроскопии. Параметризация экспериментальных кривых, анализ результатов спектроскопических исследований в сочетании с литературными данными позволили сделать обоснованные выводы о люминесцентных свойствах, эффективности переноса энергии и радиационной стойкости монокристаллов  $Gd_2O_3:RE^{3+}$ .

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проекты № FEUZ-2023-0013 и 121031700315-2).*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. V.A. Pustovarov, R.E. Nikolaev, V.A. Trifonov, at al., Opt. Mater. **141**, 113966 (2023).
2. V.A. Pustovarov, I.N. Ogorodnikov, R.E. Nikolaev, at al., Opt. Mater. **143**, 114265 (2023).

# СОСТОЯНИЕ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Л.Н. Пунтус<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт нефтехимического синтеза им. А.В.Топчиева РАН,  
Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова  
РАН, Фрязино, Россия  
E-mail: [ladapuntus@gmail.com](mailto:ladapuntus@gmail.com)*

Исследуя ранее хлориды редкоземельных элементов (РЗЭ) с гетероциклическими лигандами, мы показали, что слабые нековалентные взаимодействия, такие как  $\pi$ – $\pi^*$  стэкинг и водородные связи, вызывают внутри- и межлигандные состояния переноса заряда (СТ), которые могут оказывать заметное влияние на эффективность сенсibilизации люминесценции ионов  $\text{Ln}^{3+}$  [1]. В зависимости от энергии таких состояний их влияние может варьироваться от увеличения эффективности переноса энергии до расширения полосы возбуждения в видимую область спектра.

Методами оптической спектроскопии, с привлечением данных рентгеноструктурного анализа и квантово-химических расчетов были изучены соединения РЗЭ, содержащие различное количество арилзамещенных цикlopентадиенильных (Ср) лигандов (1–3) и фенильных групп (1–4) (рис.) [2]. В этих соединениях обнаружено несколько типов состояний СТ, включая впервые найденное для металлоорганических соединений РЗЭ состояние переноса заряда лиганд-лиганд (LLCT) [3]. Кроме того, была проведена оценка излучательной и безизлучательной скорости релаксации иона тербия, которая варьируется в диапазоне 0,23–0,69 мс, и внутреннего квантового выхода, достигающего в ряде случаев 100 %. Также в данном ряду были получены такие важные с практической точки зрения характеристики, как высокий квантовый выход фотолюминесценции (до 75 %) и магнитная восприимчивость [4].

Таким образом, влияние состояний переноса заряда на процесс переноса энергии в РЗЭ металлоорганических соединениях нельзя недооценивать.

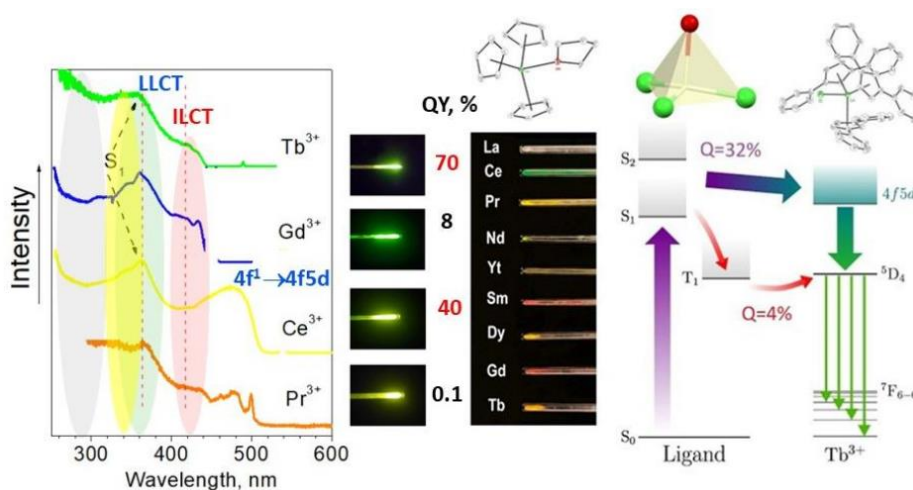


Рис. Спектры возбуждения, квантовый выход фотолюминесценции и структура комплексов Ln

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-13-00312-П).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. L. Puntus et al., Inorg. Chem., 11095-11107 (2008).
2. D.M. Roitershtein et al., Inorg. Chem. **57**, 10199–10213 (2018).
3. L. Puntus et al., Mendeleev Commun. **34**, 325–328 (2024).
4. L. Puntus et al., Optical Materials **157**, 116216-11630 (2024).

СКОРОСТЬ ЗАТУХАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ЦЕНТРА В ЗАМКНУТЫХ  
ДВУМЕРНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОДНОРОДНЫХ  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

К.К. Пухов<sup>1</sup>, P.A. Tanner<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Московский педагогический государственный университет,  
Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Hong Kong Baptist University, Hong Kong SAR, P. R. China*  
*E-mail: [k\\_pukhov@mail.ru](mailto:k_pukhov@mail.ru)*

Исследована скорость затухания электрического дипольного излучения люминесцентных центров в замкнутых двумерных кристаллических однородных диэлектрических тонких пленках. Рассматриваемые люминесцентные центры представляют собой квантовые объекты (атомы, молекулы, ионы, такие как ионы редкоземельных элементов и ионы переходных металлов), в которых скорость радиационного распада возбужденного состояния значительно превышает скорость безызлучательного распада.

# ЭФФЕКТИВНАЯ НАКАЧКА АТОМНЫХ МОМЕНТОВ В УСЛОВИЯХ СПИНОВОГО ОБМЕНА В КВАНТОВОМ ОПТИЧЕСКОМ МАГНИТОМЕТРЕ БЕЛЛА – БЛУМА

К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра  
Великого, Санкт-Петербург, Россия*

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

Одной из ключевых задач квантовой сенсорики является повышение чувствительности датчиков магнитного поля [1, 2], уменьшение их размеров и влияния друг на друга. Такие датчики используются в биологии, медицине, гироскопии, навигации, геологии и при исследовании космоса. В настоящей работе разрабатывается последовательный теоретический подход для описания работы квантового оптического магнитометра, использующего явление магнитного резонанса в газовой ячейке со щелочными атомами и буферным газом.

Физический предел чувствительности магнитометра определяется отношением амплитуды к ширине возбуждаемого магнитного резонанса. Основным фактором, снижающим это отношение, является спиновый обмен внешних электронов щелочных атомов при столкновениях [3]. К настоящему времени существует несколько методов подавления спинового обмена. Один из них – это использование т.н. «вытянутого» состояния атомов [4]. Это состояние реализуется при увеличении интенсивности лазерной накачки, когда удается ориентировать спины электронов в одном направлении. При этом процесс спинового обмена останавливается. Это позволяет получить существенное сужение линии магнитного резонанса, что было неоднократно экспериментально продемонстрировано [5]. Однако, последовательная динамическая квантовая теория, основанная на нахождении атомной матрицы плотности и учитывающая нелинейный характер спинового обмена, а также сохранение ядерного спина при столкновениях, разработана не была. Ввиду сложности протекающих процессов, в научных работах как правило используются упрощенные подходы теоретического описания, основанные на скоростных уравнениях для населенностей атомных уровней, либо на классическом описании динамики атомного спина.

Особый интерес имеет не «классическая» схема возбуждения магнитного резонанса, в которой на атомы непосредственно воздействует радиочастотное магнитное поле, а т. н. схема Белла – Блума [6], в которой возбуждается параметрический резонанс путем модуляции интенсивности или поляризации лазерного излучения накачки. Такая схема наиболее компактна и исключает влияние

магнитных датчиков друг на друга. Достигнуть «вытянутого» состояния в такой схеме значительно сложнее, чем в «классической», ввиду специфики ориентации атомных моментов.

В настоящей работе построена теоретическая модель физического блока оптического квантового магнитометра, основанная на нахождении полной атомной матрицы плотности. Модель учитывает нелинейный характер спинового обмена и столкновения щелочных атомов с буферным газом, при которых сохраняется спин ядра. Исследованы способы формирования «вытянутого» состояния как в «классической» схеме возбуждения магнитного резонанса, так и в схеме Белла – Блума. Предлагаются методы, использующие дополнительную компоненту лазерного поля, для выкачки населенности из нерезонансного сверхтонкого подуровня.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. D. Budker, D.F. Jackson Kimball, *Optical Magnetometry*, Cambridge Univ., 2013.
2. Е.Б. Александров, А.К. Вершовский, УФН **179**, 6 (2009).
3. F. Grossetete, J. Phys. (Paris) **25**, 383 (1964).
4. N.D. Bhaskar, J. Camparo, W. Happer et al., Phys. Rev. A **23**, 3048 (1981).
5. T. Scholtes, S. Pustelny, S. Fritzsche et al., Phys. Rev. A **94**, 013403 (2016).
6. W.E. Bell, A.L. Bloom, Phys. Rev. Lett. **6**, 280 (1961).



**XIX Международный Феофиловский Симпозиум**  
**по спектроскопии кристаллов, легированных ионами редкоземельных**  
**и переходных металлов**  
**10–14 ноября 2025 г. | Саранск, Россия**

## **Постерные доклады**

# СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КЕРАМИК $Y_2O_3:Tm$ , $Y_2O_3:Ho$ , $Y_2O_3:Tm, Ho$

А.О. Арискин<sup>1</sup>, Е.М. Бузаева<sup>1</sup>, П.А. Рябочкина<sup>1</sup>, Р.Н. Максимов<sup>2</sup>,  
В.В. Осипов<sup>2</sup>, В.А. Шитов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия*

<sup>2</sup>*Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

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

Кристаллы полупрозрачных оксидов ( $Y_2O_3$ ,  $Lu_2O_3$ ,  $Sc_2O_3$ ), легированные редкоземельными (РЗ) ионами, характеризуются высокими значениями пиковых сечений поглощения, высокой теплопроводностью и механической прочностью, что делает их перспективными активными средами твердотельных лазеров. Из-за высокой температуры плавления (~2400 °C) выращивание крупных монокристаллов затруднено, поэтому активно развиваются технологии получения лазерной керамики на основе этих материалов [1–5].

В докладе представлены результаты исследования спектроскопических характеристик (сил осцилляторов, параметров интенсивности) ионов  $Tm^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  в керамиках  $Y_2O_3:Ho$ ,  $Y_2O_3:Tm$ . Выполнен их сравнительный анализ с аналогичными характеристиками для  $Y_3Al_5O_{12}:Ho$  и  $Y_3Al_5O_{12}:Tm$ . Выявлено, что силы осцилляторов перехода  $^5I_8 \rightarrow ^5G_6$  ионов  $Ho^{3+}$  в керамике  $Y_2O_3:Ho$ ,  $^3H_6 \rightarrow ^3H_4$  и  $^3H_6 \rightarrow ^3F_4$  ионов  $Tm^{3+}$  в керамике  $Y_2O_3:Tm$ , а также параметры интенсивности  $\Omega_2$  в этих керамиках значительно выше по отношению к аналогичным величинам в  $Y_3Al_5O_{12}:Ho$  и  $Y_3Al_5O_{12}:Tm$ . Это различие связано с особенностями локального кристаллического окружения РЗ-ионов в этих материалах.

В керамике  $Y_2O_3:Tm, Ho$  при возбуждении на уровень  $^3H_4$  ионов  $Tm^{3+}$  выявлено наличие безызлучательного переноса энергии с уровня  $^3F_4$  ионов  $Tm^{3+}$  на уровень  $^5I_7$  ионов  $Ho^{3+}$ .

*Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 24-23-00460, <https://rscf.ru/project/24-23-00460/>.*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. G.A. Newburgh, Akil Word-Daniels, Arocksiamy Michael et al., Optical Society of America **19**, 3604-3611 (2011).
2. Fangxin Yue, Venkatesan Jambunathan, Samuel Paul David et al., Applied Physics B **126**, 1-8 (2020).
3. Fangxin Yue, Paul David, Venkatesan Jambunathan et al., Optical Materials Express **11**, 1489-1496 (2021).
4. Chuanyong Ren, Ke Ma, Fei Wang et al., Optics Express **31**, 17283-17290 (2023).
5. Zihan Li, Haitao Huang, Jun Wang et al., Optics Express **33**, 4340-4349 (2025).

# ШИРОКОПОЛОСНАЯ ЭПР-СПЕКТРОСКОПИЯ НЕКРАМЕРСОВЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ГРАНАТОВ И $YAlO_3$

Г.Р. Асатрян<sup>1,4</sup>, Г.С. Шакуров<sup>2</sup>, Б.З. Малкин<sup>3</sup>, А.Г. Петросян<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт ФИЦ КазНЦ РАН,  
Казань, Россия

<sup>3</sup>Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань,  
Россия

<sup>4</sup>Институт физических исследований НАН РА, Аштарак-2, Армения  
E-mail: [hike.asatryan@mail.ioffe.ru](mailto:hike.asatryan@mail.ioffe.ru)

Кристаллы лютеций и иттрий алюминиевых гранатов  $Y_3Al_5O_{12}$  (YAG),  $Lu_3Al_5O_{12}$  (LuAG) и ортоалюмината иттрия  $YAlO_3$  (YAP), активированные ионами редкоземельных (РЗ) элементов, широко используются в квантовой электронике. Изучение магнитных свойств некрамерсовых РЗ ионов, замещающих в этих соединениях ионы  $Y^{3+}$  и  $Lu^{3+}$ , методом ЭПР долгое время не представлялось возможным из-за отсутствия сигналов на стандартной аппаратуре. Нами выполнен ряд исследований таких кристаллов с использованием техники субтерагерцовых частот. Образцы были выращены методом Бриджмена в Институте Физических Исследований НАН Республики Армения (Аштарак). Исследованы кристаллы YAG:Tb<sup>3+</sup>, Ho<sup>3+</sup>, LuAG:Tb<sup>3+</sup>, YAP:Ho<sup>3+</sup>, Tb<sup>3+</sup> и Tm<sup>3+</sup>, определены параметры спинового гамильтониана ионов, расщепления в нулевом поле и константы сверхтонкого взаимодействия.

В кристаллах иттрий-алюминиевого граната с примесью тербия методом высокочастотного ЭПР в широком диапазоне частот (70–200 GHz) обнаружено и исследовано влияние антисайт дефектов ( $Y^{3+}$  на месте  $Al^{3+}$  и  $Al^{3+}$  на месте  $Y^{3+}$ ) на спектры ЭПР ионов Tb<sup>3+</sup>. Наряду с ионами Tb<sup>3+</sup>, находящимися в позиции иттрия в регулярном окружении, наблюдался целый ряд центров тербия с меньшей концентрацией и измененными значениями начального расщепления уровней некрамерсова квазидублета. Это изменение связано с наличием антисайт-дефектов в окружении тербия. Обнаруженные центры тербия с меньшим, чем для основной позиции Tb<sup>3+</sup> начальным расщеплением, приписаны ионам тербия, вблизи которых присутствуют антисайт-дефекты  $Al_Y$  (ионы алюминия в додекаэдрических позициях иттрия). Также обнаружены ионы Ho<sup>3+</sup> и Tb<sup>3+</sup>, локализованные в октаэдрических позициях иттрий-алюминиевого граната. Спектроскопические параметры в этом соединении были определены на основе эффективного спинового гамильтониана.

В кристалле YAP:Ho<sup>3+</sup> кроме одиночного центра зарегистрирован спектр димера Ho<sup>3+</sup> - Ho<sup>3+</sup>. Для этого кристалла выполнен расчет с

использованием теории кристаллического поля (КП). В рамках модели обменных зарядов получены параметры КП. Построены теоретические частотно-полевые зависимости для димера и изолированного центра, которые согласуются с экспериментальными данными. В расчете спектра димера, кроме энергий изолированных ионов, были учтены магнитное диполь-дипольное и изотропное антиферромагнитное обменное взаимодействия. Полученная величина обменного интеграла в димерах может быть использована при построении теории обнаруженного при температуре  $T_N = 0.16$  К антиферромагнитного электронно-ядерного упорядочивания в концентрированном соединении  $\text{HoAlO}_3$ . Действенность теоретической модели была проверена на кристалле  $\text{YAP:Tm}$ , для которого данные, полученные методом ЭПР, согласуются с расчетами КП.

# ИССЛЕДОВАНИЕ F-ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В Yb:YAG КЕРАМИКЕ

В.А. Боронин<sup>1,2</sup>, М.Г. Иванов<sup>1</sup>, М.В. Гавриляк<sup>1,2</sup>, А.М. Гавриляк<sup>2</sup>,  
Н.Д. Кундикова<sup>1,2</sup>, К.В. Лопухин<sup>3</sup>, Ф.В. Подгорнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Южно-Уральский государственный университет,  
Челябинск, Россия

<sup>3</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

E-mail: [tafun74@gmail.com](mailto:tafun74@gmail.com)

Алюмоиттриевый гранат, допированный ионами иттрия (Yb:YAG), является одним из перспективных материалов для твердотельных лазеров, благодаря возможности изготовления изделий большого размера и сложной геометрической формы, а также получения более высоких концентраций активирующей примеси. В процессе производства керамики возникают структурные дефекты, такие как F-центры окраски, влияющие на оптические и спектральные свойства.

Цель данной работы – оценка влияния структурных дефектов на спектральные характеристики Yb:YAG.

В видимой области ( $\lambda = 200 - 900$  нм) спектр поглощения Yb:YAG керамики не содержит линий поглощения, связанных с  $4f-4f$  переходами (рис. 1а) [1]. Однако внедрение кислородных вакансий (F – центры окраски) приводит к появлению 3 широких линий поглощения (с шириной  $\Delta\lambda \approx 50-100$  нм) с длинами волн (центры линий 230, 270, 390, 660 нм), которые можно объяснить переходами электронов, локализованных в центрах окраски.

Спекание в вакууме способствует созданию кислородных вакансий в Yb:YAG (F-центры окраски) (рис. 1б) [2].

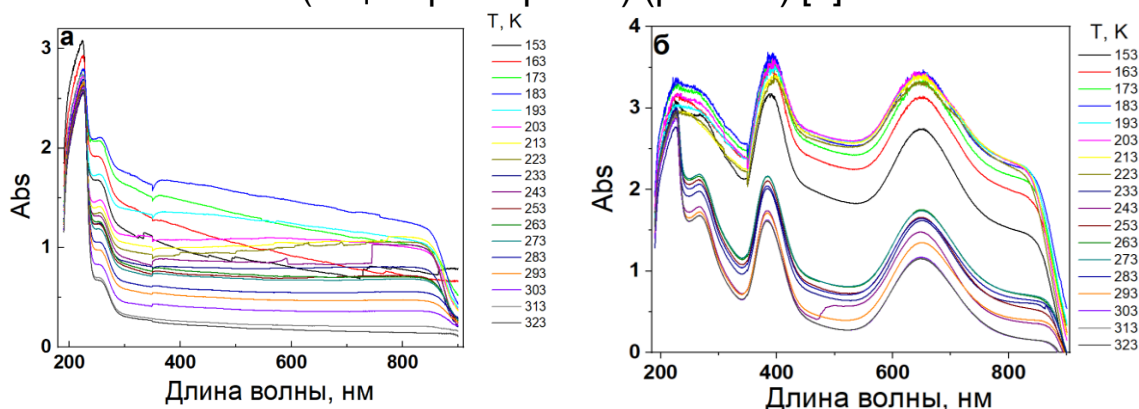


Рисунок 1. а) спектр поглощения образца Yb: YAG;  
б) спектр поглощения образца Yb: YAG, содержащего + F-центры

Особенностью данной керамики является температурная зависимость поглощения, вызванная рассеянием фотонов на кристаллитах (межкристаллитных границах) керамики. При

увеличении температуры от  $T = 153$  К до  $T = 203$  К происходит увеличение коэффициента поглощения, которое можно объяснить упругим рассеянием света, вызванным тепловым расширением кристаллитов Yb:YAG. В диапазоне температур от  $T = 233$  К до  $T = 323$  К происходит уменьшение поглощения, вероятно, вызванное изменением структуры межкристаллитных границ с уменьшением ширины переходной области.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. H.G. Demirkhanyan, G.G. Demirkhanyan, R.B. Kostanyan, Laser Physics **28**(2), 025701 (2018).
2. C.R. Varney, F.A. Selim, AIMS Materials Science **2**(4), 560–572 (2015).

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ДЖАДДА – ОФЕЛЬТА В Nd:YAG КЕРАМИКЕ

В.А. Боронин<sup>1,2</sup>, М.Г. Иванов<sup>1</sup>, М.В. Гавриляк<sup>1,2</sup>, А.М. Гавриляк<sup>2</sup>,  
Н.Д. Кундикова<sup>1,2</sup>, К.В. Лопухин<sup>3</sup>, Ф.В. Подгорнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Южно-Уральский государственный университет,  
Челябинск, Россия

<sup>3</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

E-mail: [boronin1996vitek@mail.ru](mailto:boronin1996vitek@mail.ru)

Керамика алюмоиттриевого граната, допированного ионами неодима (Nd:YAG), обладает рядом преимуществ перед монокристаллами Nd:YAG: возможность изготовления изделий большого размера и сложной формы, более высокая механическая прочность и термическая стойкость [1].

Целью данной работы является исследование температурной зависимости параметров Джадда-Офеля ( $\Omega_2, \Omega_4, \Omega_6$ ) [2] Nd:YAG керамики (атомное содержание ионов Nd<sup>3+</sup> – 1 %).

Температурные измерения проводились в диапазоне от  $T = 153$  К до  $T = 323$  К с шагом 10 К. Из экспериментально измеренных спектров пропускания определяли осцилляторную силу  $f_{exp}$ , а затем, используя соотношение

$$P_{exp}^{(i)} = \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_{\lambda} \cdot U_i^{(\lambda)}$$

( $P_{exp}^{(i)}$  – экспериментально-измеренная сила осциллятора для  $i$  – го перехода 4f-4f,  $U_i^{(\lambda)}$  – приведенные матричные элементы переходов [3]), определяли параметры Джадда – Офеля. Результаты обработки экспериментальных данных приведены на рисунке.

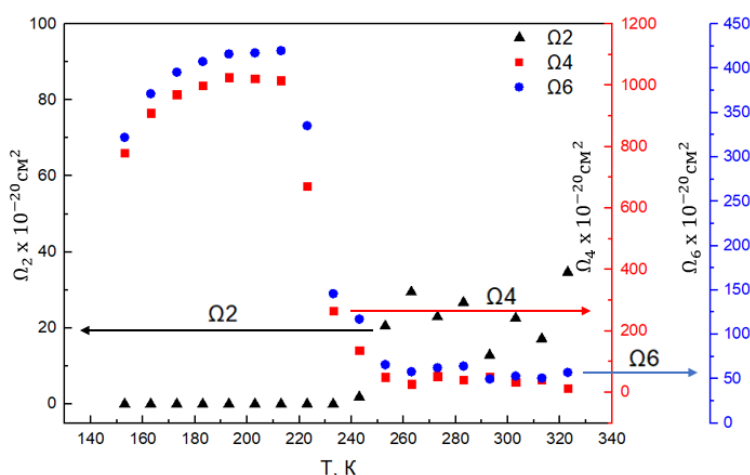


Рис. Температурная зависимость параметров Джадда – Офеля

Из полученной температурной зависимости следует, что с увеличением температуры наблюдается рост  $\Omega_2$ , что можно объяснить электрон-фононным взаимодействием. В то же время уменьшение

параметров  $\Omega_4, \Omega_6$  с увеличением температуры можно объяснить температурным расширением материала, приводящим к уменьшению внутреннего локального электрического поля.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Qiang Liu et al., Journal of Alloys and Compounds **616**, 81–88 (2014).
2. B.M. Walsh, Judd-Ofelt theory: principles and practices, *Advances in spectroscopy for lasers and sensing*, Dordrecht: Springer Netherlands, 2006.
3. W.T. Carnall, P.R. Fields, B.G. Wybourne, Journal of Chemical Physics **42**(11), 3797–3806 (1965).

# ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХФЛУОРЕСЦЕНЦИИ И СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В МОНОКРИСТАЛЛЕ $\text{YPO}_4$ : $\text{Er}^{3+}$ НА ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОЙ ДЛИНЕ ВОЛНЫ

К.И. Герасимов<sup>1</sup>, М.М. Миннегалиев<sup>1</sup>, С.А. Моисеев<sup>1</sup>, И.В. Брекоткин<sup>1</sup>,  
М.Н. Попова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский квантовый центр, Казань, Россия

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия

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

Сверхизлучение (СИ) Дике [1] хорошо известный эффект кооперативного и когерентного спонтанного излучения, который вызывает интерес в таких областях исследований, как например, физика лазеров и квантовая оптика [2]. Кооперативное спонтанное излучение в макроскопическом ансамбле (объем  $\gg \lambda^3$ ), как правило, называется сверхфлуоресценцией (СФ) [3]. В данной работе было проведено исследование СФ в монокристалле  $\text{YPO}_4$ :  $\text{Er}^{3+}$  при температуре от 3,5 до 18 К. Мы наблюдали мощное излучение СФ на телекоммуникационных длинах волн (1,5 мкм) и генерацию СИ лазера при различных схемах накачки и длинах волн. При импульсном возбуждении СФ демонстрировала классический колебательный характер.

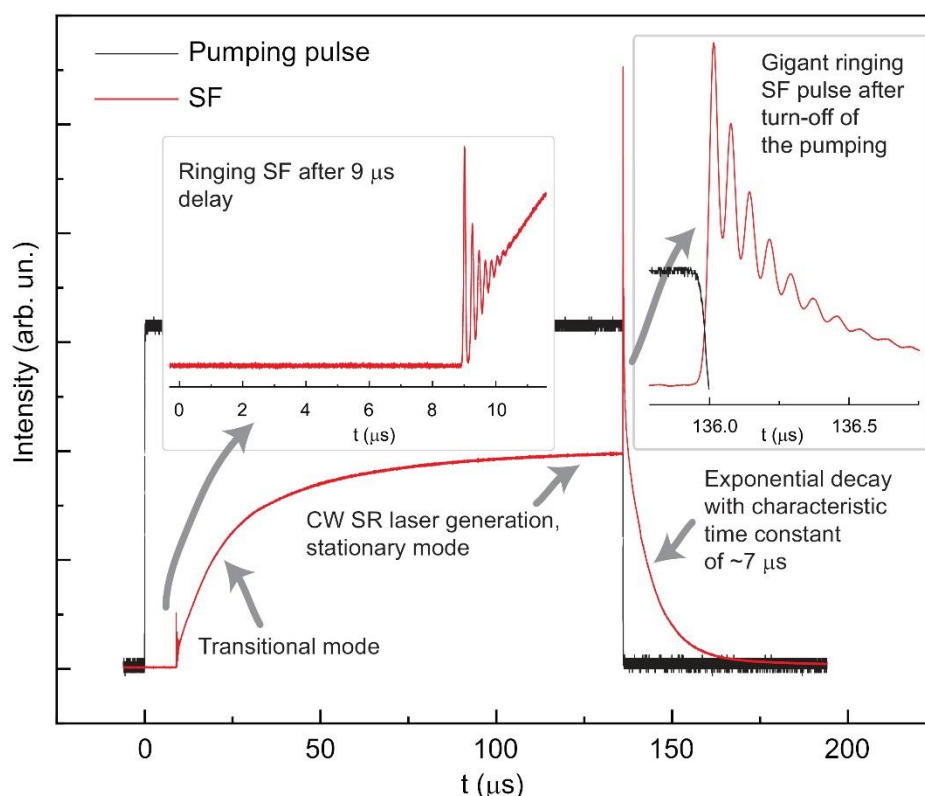


Рис. Динамика СФ на ионах  $\text{Er}^{3+}$  в монокристалле  $\text{YPO}_4$ ,  $T = 4$  К. Черная кривая – импульс накачки мощностью  $\sim 170$  мВт. Красная кривая излучение СФ на переходе  $^4I_{13/2}(\Gamma_6^1) \rightarrow ^4I_{15/2}(\Gamma_6^1)$

Мы исследовали зависимости временной задержки, пиковой мощности, общей энергии СФ, длительности импульса и их флуктуаций от энергии импульса накачки. Кроме того, мы добились работы узкополосного ( $\approx 48$  кГц) одночастотного и одномодового СИ лазера с высоким дифференциальным КПД ( $\approx 84$  %) при непрерывной накачке.

*Работа выполнена за счет средств Программы стратегического академического лидерства Казанского национального исследовательский технического университета имени А.Н. Туполева («ПРИОРИТЕТ-2030»).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. R.H. Dicke, Phys. Rev. **93**, 99–110 (1954).
2. K. Cong et al., J. Opt. Soc. Am. B, **33**(7), C80 (2016).
3. R. Bonifacio, L.A. Lugiato, Phys. Rev. A **12**, 587–598 (1975).

# СТРУКТУРА И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$

А.С. Алексеева<sup>1</sup>, С.А. Букарев<sup>1</sup>, Т.В. Волкова<sup>1</sup>, В.М. Кяшкин<sup>1</sup>,  
Е.Е. Ломонова<sup>1,2</sup>, В.А. Мызина<sup>1,2</sup>, П.А. Рябочкина<sup>1</sup>, Н.Ю. Табачкова<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Мордовский государственный  
университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский технологический университет  
«МИСиС», Москва, Россия

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

Керамические материалы на основе  $\text{ZrO}_2$  благодаря уникальному сочетанию свойств и возможности точного контроля структуры обладают огромным потенциалом для практического применения [1]. При этом следует отметить, что структура, свойства и качество получаемой керамики определяются характеристиками порошков, используемых в качестве прекурсоров, и существенно зависят от метода их получения.

Результаты комплексных исследований структуры, фазового состава и спектрально-люминесцентных свойств кристаллов концентрационного ряда  $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$  были представлены ранее в работах [2–5], в которых было показано, что ионы  $\text{Eu}^{3+}$  в малых концентрациях могут быть эффективно использованы в качестве спектроскопического зонда для исследования структуры.

В настоящей работе проведены исследования морфологии, фазового состава и спектрально-люминесцентных свойств нанопорошков концентрационного ряда  $\text{ZrO}_2\text{-(4-27 мол. \%)}\text{Y}_2\text{O}_3\text{-(0.1 мол. \%)}\text{Eu}_2\text{O}_3$ , полученных методом химического соосаждения. Выполнен сравнительный анализ результатов исследования нанопорошков  $\text{ZrO}_2\text{-(4-27 мол. \%)}\text{Y}_2\text{O}_3\text{-(0.1 мол. \%)}\text{Eu}_2\text{O}_3$  и макроскопических кристаллов аналогичного состава, полученных методом направленной кристаллизации с использованием прямого индукционного нагрева в холодном контейнере.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (код научной темы FZRS-2025-0001) в рамках государственного задания ФГБОУ ВО «МГУ им. Н.П. Огарёва».*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. А.О. Жигачев, Ю.И. Головин, А.В. Умрихин, В.В. Коренков, А.И. Тюрин, В.В. Родаев, Т.А. Дьячек, *Керамические материалы на основе диоксида циркония*, М.: Техносфера, 2018.
2. J. Dexpert-Ghys, M. Faucher, P. Caro, J. Solid State Chem. **54**, 179 (1984).

3. H. Yugami, A. Koike, M. Ishigame, Phys. Rev. B. **44**, 9214 (1991).
4. Yu.K. Voron'ko, M.A. Zufarov, A.A. Sobol', S.N. Ushakov, L.I. Tsymbal, Inorg. Mater. **33**, 379 (1997).
5. M.A. Borik, T.V. Volkova, E.E. Lomonova, V.A. Myzina, P.A. Ryabochkina, N.Yu. Tabachkova, A.N. Chabushkin, Optics and Spectroscopy. **22**, 580 (2017).

# НОВЫЙ КЛАСС ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ ВАНАДАТОВ СТРОНЦИЯ $\text{Sr}_8\text{MgR}(\text{VO}_4)_7$

Е.С. Жуковская, А.М. Саввотин, Д.В. Дейнеко  
*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Москва, Россия*

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

Среди веществ, соответствующих высоким требованиям, предъявляемым к люминофорам нового поколения, выделяются соединения со структурой типа  $\beta\text{-Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ . Обладая высокой изоморфной емкостью, такие соединения представляют собой весьма перспективную матрицу для получения люминесцентных материалов. Так, например, вводя в структуру редкоземельные элементы ( $\text{PЗЭ} - \text{R}$ ), можно добиться люминесценции в различных областях спектра. Стоит отметить, что в данном структурном семействе возможно существование люминофоров не только на основе  $\beta\text{-Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ , например  $\text{Ca}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_7$  [1], но и изоструктурных ванадатов кальция,  $\text{Ca}_9\text{In}(\text{VO}_4)_7:\text{Eu}^{3+}$  [2], а также их аналогов фосфатов, построенных на основе стронция –  $\text{Sr}_8\text{MR}(\text{PO}_4)_7$  [3]. В сериях стронциевых фосфатов, изоструктурных стронциовитлокиту или  $\text{Sr}_9\text{Fe}_{1.5}(\text{PO}_4)_7$  [4], процессы фазообразования остаются малоизученными, в отличие от их кальциевых аналогов (например,  $\text{Ca}_{9-x}\text{M}^{2+}_x\text{R}(\text{PO}_4)_7$ ), где зафиксировано формирование непрерывных серий твердых растворов как при катионных [5], так и анионных замещениях, что было показано, например, в серии  $\text{Ca}_9\text{Y}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$  [6]. Изоструктурные  $\beta\text{-Ca}_3(\text{PO}_4)_2$  ванадаты стронция к настоящему моменту представлены только отдельными соединениями  $\text{Sr}_9\text{In}(\text{VO}_4)_7$  [7],  $\text{Sr}_9\text{R}(\text{VO}_4)_7$  ( $\text{R} = \text{Tm}, \text{Yb}$  и  $\text{Lu}$ ) [8],  $\text{Sr}_9\text{La}(\text{VO}_4)_7: x\text{Eu}^{3+}$  [9]. Нами была изучена возможность анионных замещений в серии фосфатов  $\text{Sr}_8\text{ZnEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$  [10], и показана возможность получения непрерывной серии твердых растворов в области  $0 \leq x \leq 6$ .

В настоящей работе, помимо получения аналогичной серии, содержащей ионы  $\text{Mg}^{2+}$  с общей формулой  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$ , были синтезированы и исследованы ванадаты стронция для всего ряда  $\text{PЗЭ} - \text{Sr}_8\text{MgR}(\text{VO}_4)_7$ . Образцы получены методом твердофазного синтеза из стехиометрических количеств исходных реагентов  $\text{MgO}$ ,  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{NH}_4\text{VO}_3$  и  $\text{R}_2\text{O}_3$ . Синтез проводили в несколько последовательных этапов с постепенным увеличением температуры синтеза от 400 до 1100 °С, время выдержки при финальной температуре составляло 100 ч. Далее образцы медленно охлаждались вместе с печью до комнатной температуры.

Дифрактограммы серии смешанных фосфато-ванадатов приведены на рис. 1а. Все рефлексы синтезированных веществ соответствуют фазе стронциовитлокита  $(\text{Sr}_{0.86}\text{Mg}_{0.14})_3(\text{PO}_4)_2$  [11], включая ванадат

$\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{VO}_4)_7$ , в отличие от  $\text{Sr}_8\text{ZnEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$  [10], где ванадат  $\text{Sr}_8\text{ZnEu}(\text{VO}_4)_7$  демонстрировал примесь фазы со структурой эвлитина  $\text{Sr}_3\text{Eu}(\text{VO}_4)_3$ . По мере замещения  $\text{P}^{5+} \rightarrow \text{V}^{5+}$  параметры элементарных ячеек демонстрируют монотонный рост (рис. 1б), что соответствует правилу Вегарда.

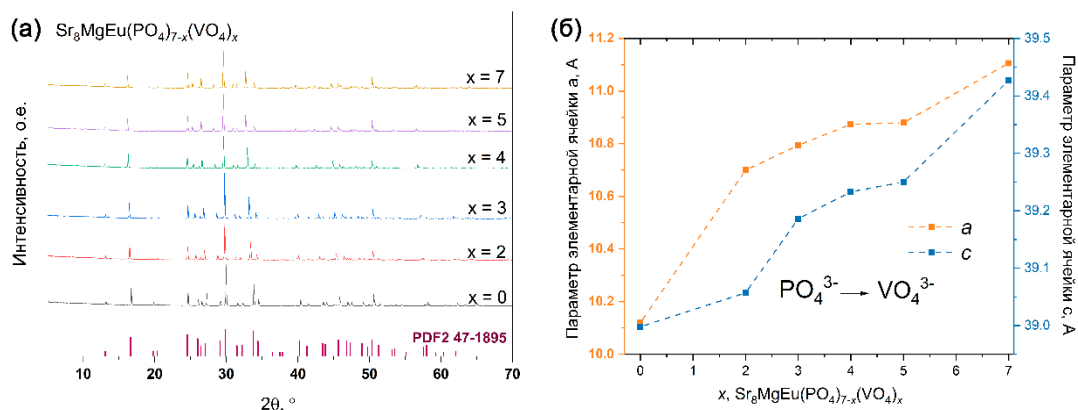


Рис. 1. Дифрактограммы для серии смешанных фосфато-ванадатов  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$  и штрих-дифрактограмма для  $(\text{Sr}_{0.86}\text{Mg}_{0.14})_3(\text{PO}_4)_2$  (PDF-2 № 47-1895)

Спектры излучения фотолюминесценции для фосфато-ванадатов  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$  приведены на рис. 2.

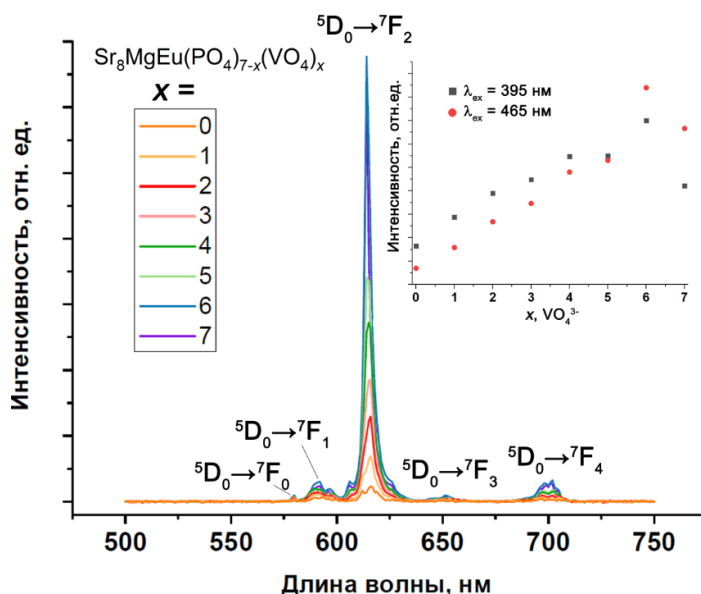


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$ ; на вставке приведены зависимости интегральной интенсивности фотолюминесценции при  $\lambda_{\text{ex}} = 395, 465$  нм

Наблюдаемые полосы на спектрах соответствуют электронным переходам катиона  $\text{Eu}^{3+}$  с нижнего возбужденного состояния  $^5\text{D}_0$  на термы основного состояния  $^7\text{F}_j$ . Анализ интегральных интенсивностей при длине волны возбуждения 395 и 465 нм приведен на вставке. Можно видеть монотонный рост по мере увеличения содержания  $\text{VO}_4^{3-}$  группы в структуре. Однако, при переходе к чистому ванадату

$\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{VO}_4)_7$  наблюдается некоторое снижение интенсивности фотолюминесценции, однако, по сравнению с фосфатов  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_7$  интегральная интенсивность свечения ионов  $\text{Eu}^{3+}$  выше более, чем в 2 раза. Смешанное анионное окружение центров свечения оказывает влияние на координационные полиэдры, занимаемые ионами  $\text{Eu}^{3+}$ , и, в итоге, ведет к росту эффективности свечения. В работе обсуждаются кристаллографические аспекты свечения ионов РЗЭ в матрице  $\text{Sr}_8\text{MgR}(\text{VO}_4)_7$  и смешанных фосфатованадатов.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект 23-73-10007.*

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. D.V. Deyneko, I.V. Nikiforov, D.A. Spassky, Y.Y. Dikhtyar, S.M. Aksenov, S.Y. Stefanovich, B.I. Lazoryak, Cryst. Eng. Comm. **21**, 5235 (2019).
2. B.I. Lazoryak, A.A. Belik, E.M. Gallyamov, V.V. Titkov, S.Y. Stefanovich, V.N. Maragaeva, D.A. Spassky, A.V. Mosunov, O.V. Baryshnikova, D.V. Deyneko, Mater. Res. Bull. **186**, 113349 (2025).
3. D.V. Deyneko, I.V. Nikiforov, D.A. Spassky, P.S. Berdonosov, P.B. Dzhevakov, B.I. Lazoryak, J. Alloys Compd. **887**, 161340 (2021).
4. A.A. Belik, B.I. Lazoryak, K.V. Pokholok, T.P. Terekhina, I.A. Leonidov, E.B. Mitberg, V.V. Karelina, D.G. Kellerman, J. Solid State Chem. **162**, 113 (2001).
5. I.V. Nikiforov, D.V. Deyneko, I.F. Duskaev, Phys. Solid State. **62**, 860 (2020).
6. Z.Z. Zhang, F. Zhang, G.Q. Li, J. Zhang, W.F. Zhang, J. Mater. Sci. Mater. Electron. **30**, 8838 (2019).
7. A.A. Belik, D.V. Deyneko, O.V. Baryshnikova, S.Y. Stefanovich, B.I. Lazoryak, RSC Adv. **10**, 10867 (2020).
8. A.A. Belik, M. Takano, M.V. Boguslavsky, S.Y. Stefanovich, B.I. Lazoryak, Chem. Mater. **17**, 122 (2005).
9. J. Kong, N. Liu, Z. Wang, R. Zhou, Y. Wang, J. Alloys Compd. **1010**, 178342 (2025).
10. I.V. Nikiforov, E.S. Zhukovskaya, S.M. Aksenov, R.Y. Shendrik, E.A. Pankrushina, D.V. Deyneko, Inorg. Chem. In press (2025).
11. J.F. Sarver, M.V. Hoffman, F.A. Hummel, J. Electrochem. Soc. **108**, 1103 (1961).

# СТРУКТУРНЫЕ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ АЛЮМОМАГНИЕВОЙ ШПИНЕЛИ

Е.В. Ежикова<sup>1</sup>, И.А. Телегин<sup>2</sup>, Н.А. Хохлов<sup>2</sup>, А.В. Кулебякин<sup>2</sup>,  
Е.Е. Ломонова<sup>1</sup>, В.А. Мызина<sup>1</sup>, А.А. Рев<sup>1</sup>, Н.Ю. Табачкова<sup>1,3</sup>,  
М.К. Таперо<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*ООО «Кристаллы Сибири», Новосибирск, Россия*

<sup>3</sup>*Национальный исследовательский технологический университет  
«МИСИС», Москва, Россия*

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

Алюмомагниева шпинель с кубической кристаллической структурой обладает превосходными химическими, термическими, диэлектрическими, механическими и оптическими свойствами. Эти свойства делают этот материал перспективным для оптически прозрачных окон, куполов и брони, систем ночного видения, а также как основа для сцинтилляционных и лазерных материалов. Однако процесс получения алюмомагниева шпинели для использования в качестве оптических изделий различного назначения достаточно сложен. Для синтеза алюмомагниева шпинели высоко оптического качества требуются как исходные порошки высокой чистоты и необходимой степени дисперсности, так и высокотехнологичные методы синтеза с определением оптимальными режимов на каждом из его этапов. Благодаря такому подходу могут быть получены оптические материалы высокой плотности с наименьшей степенью потерь на рассеяние.

Нанопорошки алюмомагниева шпинели получали с помощью обработки смеси исходных коммерческих порошков в стехиометрическом составе в серийной установке синтеза «АТЛАС» производства ООО «ИК-ТТЕ». Структуру и фазовый состав порошков исследовали методами рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии. В работе показано, что синтезированный материал алюмомагниева шпинели представляет собой слабоа-гломерованный белый порошок с низкой насыпной плотностью. Порошок был однофазным, на дифрактограмме наблюдали только отражения, соответствующие фазе  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ . Частицы порошка имели сферическую форму, размеры частиц варьировались в диапазоне от 20 до 30 нанометров. Среднее значение удельной поверхности синтезированного материала составило 75 м<sup>2</sup>/г. Оптические свойства прозрачной керамики, изготовленной из синтезированных порошков, методом горячего одноосного прессования с последующим горячим изостатическим прессованием, были сопоставимы с имеющимися в настоящее время аналогами. Светопропускание образцов достигало 75% в диапазоне длин волн от 0,4 до 6 мкм. В работе обсуждаются особенности

технологического процесса синтеза порошков с помощью установки «АТЛАС», а также особенности компактирования и термической обработки. Показано, что качество полученных образцов зависело от условий проведения процесса компактирования. Проведены исследования характеристик образцов алюмомагниевого шпинели, полученных на каждой стадии технологического процесса при использовании других видов исходных порошков.

# СТРОЕНИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ДИМЕРНЫХ ПИВАЛАТОВ ЛАНТАНИДОВ С ПРОИЗВОДНЫМИ 1,10-ФЕНАНТРОЛИНА

К.П. Журавлев<sup>1</sup>, В.Д. Савченко<sup>1</sup>, А.В. Вологжанина<sup>2</sup>, В.И. Царюк<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт радиотехники и электроники*

*им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия*

<sup>2</sup>*Институт элементоорганических соединений*

*им. А.Н. Несмеянова РАН, Москва, Россия*

E-mail: [kpz225@mail.ru](mailto:kpz225@mail.ru)

С помощью люминесцентной спектроскопии, рентгеновской дифракции и вычислительных методов изучена взаимосвязь между спектроскопическими и структурными особенностями димеров пивалатов лантанидов  $\text{Ln}(\text{Piv})_3(\text{Phn})$  (где  $\text{Ln} = \text{Eu}, \text{Gd}, \text{Tb}$ ;  $\text{Piv} = (\text{CH}_3)_3\text{C}-\text{COO}^-$ ;  $\text{Phn} = 1,10\text{-фенантролин (Phen)}$  и его 4-метил-, 4,7-диметил-, 3,4,7,8-тетраметил-, 5-амино- (A $\text{Phen}$ ) и 5-нитро-производные).

Работа является продолжением исследований димерных алифатических и ароматических карбоксилатов лантанидов с N-донорными лигандами [1]. Пивалаты обладают высоким квантовым выходом люминесценции, а также хорошей термо- и фотостабильностью. Соединения хорошо растворяются в органических растворителях и способны к возгонке в вакууме. Эти особенности делают их привлекательными для изучения и потенциального применения в различных областях науки и техники.

Измерены спектры люминесценции соединений  $\text{Eu}$  и  $\text{Tb}$ , спектры фосфоресценции соединений  $\text{Gd}$ , времена жизни электронных состояний  $^5\text{D}_0$  ( $\text{Eu}^{3+}$ ) и  $^5\text{D}_4$  ( $\text{Tb}^{3+}$ ) и интенсивность люминесценции при 77 и 295 К. Определены кристаллические структуры семи соединений. С помощью программного обеспечения LUMPAC [2] рассчитаны параметры интенсивности Джадда-Офельта  $\Omega_\lambda$  ( $\lambda = 2, 4, 6$ ) пивалатов  $\text{Eu}$ , скорости излучательных и безызлучательных процессов, квантовая эффективность и квантовый выход люминесценции. Показано, что механизм динамической связи (DC) доминирует в контроле интенсивности f-f переходов  $\text{Eu}^{3+}$ .

Проанализирована эффективность передачи энергии возбуждения к ионам  $\text{Eu}^{3+}$  и  $\text{Tb}^{3+}$  в зависимости от относительного положения резонансных уровней ионов  $\text{Ln}^{3+}$  и наиболее низких возбужденных  $\text{S}_1$  и  $\text{T}_1$  состояний, относящихся к лиганду  $\text{Phn}$ . Многофононная релаксация является единственным безызлучательным процессом в пивалатах  $\text{Eu}$ . Скорость этого процесса низкая из-за удаленного расположения  $-\text{CH}_3$ -тушителей от иона  $\text{Eu}^{3+}$ . Этот фактор обеспечивает высокую квантовую эффективность люминесценции  $\text{Eu}^{3+}$ : 55–62 % при 77 К. Квантовый выход также лежит в этом диапазоне, что указывает на высокую эффективность передачи энергии от лигандов к иону  $\text{Eu}^{3+}$ . Однако в случае  $\text{Eu}(\text{Piv})_3(\text{APhen})$  при 295 К эти параметры уменьшаются вдвое,

что обусловлено расположением уровня  $T_1$  между уровнями  $^5D_1$  и  $^5D_0$  иона  $Eu^{3+}$ . Рассчитанные безызлучательные скорости прямой и обратной передачи энергии  $T_1 \leftrightarrow ^5D_1$  и  $T_1 \leftrightarrow ^5D_0$  согласуются с энергией триплета в различных соединениях европия.

В пивалатах тербия, помимо многофононной релаксации, активен также обратный перенос энергии  $^5D_4-T_1$ , что приводит к уменьшению времени жизни состояния  $^5D_4$  при 295 К, а также к снижению интенсивности люминесценции вплоть до ее полного тушения. При возбуждении в полосу  $S_0-S_1$  лиганда Phn только  $Tb(Piv)_3(Phen)$  имеет высокую интенсивность люминесценции. Уменьшенное время жизни состояния  $^5D_4$  в этом пивалате при 77 К и отсутствие обратной передачи энергии при 295 К объясняются влиянием сильного связывания Tb с обоими лигандами.

*Работа выполнена в рамках Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. V.D. Savchenko, K.P. Zhuravlev, V.I. Tsaryuk, J. Lumin. **276**, 120839 (2024).
2. J.D.L. Dutra, T.D. Bispo, R.O. Freire, J. Comput. Chem. **35**, 772 (2014).

# СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ВИДИМАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ Tb<sup>3+</sup> В КРИСТАЛЛАХ Tb/Yb:SrF<sub>2</sub>

П.Г. Зверев, А.В. Нехороших, В.А. Конюшкин

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

*E-mail: [zverev@lst.gpi.ru](mailto:zverev@lst.gpi.ru)*

Кристаллы, активированные ионами тербия, представляют интерес для создания лазеров, работающих в видимом спектральном диапазоне. В работе исследовались кристаллы Sr<sub>0.98</sub>Tb<sub>0.02</sub>F<sub>2.02</sub>, Sr<sub>0.90</sub>Tb<sub>0.10</sub>F<sub>2.1</sub> и Sr<sub>0.95-x</sub>Tb<sub>0.05</sub>Yb<sub>x</sub>F<sub>2.05+x</sub> ( $x = 0, 0.05, 0.10$ ), выращенные методом Бриджмена-Стокбаргера в многоканальном графитовом тигле. Ионы Yb<sup>3+</sup> использовались в качестве сенситизаторов для возбуждения ионов Tb<sup>3+</sup>. Спектры поглощения кристаллов измерялись при комнатной температуре в диапазоне длин волн от 300 нм до 3200 нм. Из спектров поглощения с помощью теории Джадда-Офелта определены силы линий, рассчитаны вероятности переходов, коэффициенты ветвления люминесценции и радиационное время жизни уровня <sup>5</sup>D<sub>4</sub> иона Tb<sup>3+</sup>, которое во всех кристаллах имело близкие значения и составляло  $\tau_r = 6.6$  мс. Спектры люминесценции ионов Tb<sup>3+</sup> в кристаллах были измерены при возбуждении третьей гармоникой Nd:YAG лазера (355 нм) на переходе <sup>7</sup>F<sub>6</sub> → <sup>5</sup>L<sub>9</sub>. Расчетные значения сечений люминесценции на переходах <sup>5</sup>D<sub>4</sub> → <sup>7</sup>F<sub>5</sub> и <sup>5</sup>D<sub>4</sub> → <sup>7</sup>F<sub>4</sub> (длины волн 544 нм и 586 нм) составили  $7.0 \times 10^{-22}$  см<sup>2</sup> и  $2.2 \times 10^{-22}$  см<sup>2</sup>. Время жизни люминесценции на уровне <sup>5</sup>D<sub>4</sub> в ионах Tb<sup>3+</sup> было измерено при возбуждении третьей гармоникой импульсного Nd:YAG лазера с длительностью импульсов 22 нс. В кристаллах, активированных только ионами Tb<sup>3+</sup> (Sr<sub>1-x</sub>Tb<sub>x</sub>F<sub>2+x</sub>,  $x = 0, 0.05, 0.10$ ), оно имело близкие значения около 5.9 мс, что свидетельствует об отсутствии концентрационного тушения у ионов тербия. В кристаллах, со-активированных ионами иттербия (Sr<sub>0.95-x</sub>Tb<sub>0.05</sub>Yb<sub>x</sub>F<sub>2.05+x</sub>,  $x = 0, 0.05, 0.10$ ), кривые затухания люминесценции хорошо описывались одно экспоненциальной зависимостью с временами жизни 5.9, 5.3 и 4.1 мс. Уменьшение экспериментального времени жизни с ростом концентрации ионов Yb<sup>3+</sup> обусловлено кооперативным процессом даун-конверсии, наблюдавшимся ранее в работе [1].

В работе исследовалась люминесценция ионов Tb<sup>3+</sup> в кристаллах Tb/Yb:SrF<sub>2</sub> при возбуждении ионов Yb<sup>3+</sup> излучением непрерывного диодного лазера с длиной волны 955 нм. При этом спектр люминесценции ионов Tb<sup>3+</sup> был идентичен спектру, полученному при их прямом возбуждении. Наблюдалась квадратичная зависимость интенсивности люминесценции ионов Tb<sup>3+</sup> от интенсивности возбуждающего излучения, что свидетельствовало о том, что возбуждение иона Tb<sup>3+</sup> происходит за счет кооперативного ап-конверсионного процесса с передачей возбуждения от двух ионов Yb<sup>3+</sup> одному иону Tb<sup>3+</sup>.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. T.T. Basiev, M.E. Doroshenko, V.V. Osiko, JETP Letters, **71**, 8 (2000).

## ФОТОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КРИСТАЛЛАХ $\text{BaY}_2\text{F}_8$ ПРИ ДВОЙНОЙ АКТИВАЦИИ ИОНАМИ $\text{Tb}^{3+}$ - $\text{Yb}^{3+}$

А.М. Зубарева, А.А. Шавельев, А.А. Шакиров, Т.М. Миннебаев,  
Е.И. Олейникова, И.Д. Сидоров, А.К. Гинкель, А.С. Низамутдинов  
*Казанский (Приволжский) федеральный университет,  
Институт физики, Казань, Россия*  
E-mail: [gumonya@list.ru](mailto:gumonya@list.ru)

Солнечные панели остаются одним из ключевых направлений в развитии возобновляемых источников энергии. Современные исследования направлены на повышение их эффективности и долговечности за счет оптимизации материалов и конструкций. Одним из перспективных подходов является использование фторидных кристаллов, активированных редкоземельными ионами, в качестве дополнительных подложек или функциональных слоев, что позволяет улучшить оптические и термические характеристики солнечных панелей [1]. Примером является применение  $\text{CaF}_2:\text{Ce}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$  для увеличения эффективности поглощения кремниевой подложки. В этом соединении для пары ионов  $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$  может наблюдаться передача возбуждения от ионов  $\text{Ce}^{3+}$  к ионам  $\text{Yb}^{3+}$  с последующим высвечиванием в ближней ИК области с квантовой эффективностью более единицы. Разработка таких нанофосфоров позволяет разрабатывать новые высокоэффективные солнечные панели [2]. Известны и другие эффективные пары ионов для подобного преобразования энергии. Исследования стекол  $50\text{P}_2\text{O}_5\text{-}20\text{CaO-}25\text{Na}_2\text{O-}5\text{Al}_2\text{O}_3\text{-}0.5\text{Tb}^{3+}\text{-}x\text{Yb}^{3+}$  (в мол.%,  $x = 0, 0.5, 1.5$  и  $3$ ) с парой легированных ионов  $\text{Tb-Yb}$  показали увеличение суммарного преобразования энергии солнечной панелью на  $0.34\%$  [3].

В данной работе были исследованы фотодинамические процессы в кристаллах  $\text{BaY}_2\text{F}_8$  при двойной активации ионами  $\text{Tb}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$ . Были зарегистрированы и проанализированы спектры люминесценции для случаев повышения и понижения энергии кванта; также были проведены низкотемпературные исследования в диапазоне температур  $77\text{--}300\text{ K}$  люминесценции ионов  $\text{Yb}^{3+}$ . Также была получена зависимость времени жизни от концентрации люминесцентного иона в случае понижения энергии кванта. Был произведен расчет параметров решетки в присутствии примесных ионов на основе данных рентгенофазового анализа, которые составили:  $a = 6.94\text{ \AA}$ ;  $b = 10.48\text{ \AA}$ ;  $c = 4.24\text{ \AA}$  и  $\beta = 99.8^\circ$ . Была произведена оценка количества фотонов, участвующих в процессах передачи энергии в случае повышения энергии кванта, значения которых составили  $2.27$  и  $2$  для уровней  $^5\text{D}_4$  и  $^5\text{D}_3$ , соответственно. Были проведены измерения квантового выхода для случаев повышения и понижения энергии кванта, которые составили  $0.004\%$ ,  $0.03\%$  и  $0.014\%$  для, соответственно,  $2\text{ ат.}\%$ ,  $5\text{ ат.}\%$  и  $10\text{ ат.}\%$  ионов

$\text{Yb}^{3+}$  (повышение энергии кванта); 70,3 %, 49,3 % и 55,05 % для, соответственно, 2 ат.%, 5 ат.% и 10 ат.% ионов  $\text{Yb}^{3+}$  (понижение энергии кванта). Было выдвинуто предположение о наличии обратных процессов передачи энергии на ионы  $\text{Yb}^{3+}$  в случае повышения энергии кванта. Был сделан вывод о влиянии процессов кросс-релаксации на населенности  $^5\text{D}_3$  и  $^5\text{D}_4$  уровней ионов тербия; передача энергии в паре ионов Tb-Yb происходит не по кооперативным процессам, а, вероятно, по механизмам однофотонного процесса.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Martin A. Green et al., Prog. Photovolt. Res. Appl. 3–13 (2023).
2. Suwen Li, Advanced Materials Research **366**, 173–176 (2012).
3. Guishun Li, Journal of Alloys and Compounds **662**, 89–93 (2016).

# КВАДРУПОЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ПИРОХЛОРА

В.В. Клековкина

*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

*E-mail: [vera.klekovkina@kpfu.ru](mailto:vera.klekovkina@kpfu.ru)*

Редкоземельные (РЗ) кристаллы со структурой пирохлора являются одними из наиболее активно исследуемых фрустрированных магнетиков на протяжении последних трех десятилетий. Тем не менее, построение микроскопической модели, описывающей необычные свойства этих кристаллов, не завершено к настоящему времени. Одной из обсуждаемых проблем является возможность существования фазы, характеризуемой дальним порядком электрических квадрупольных моментов 4f-электронов, локализованных на РЗ ионах.

Энергией электростатических взаимодействий между электрическими мультиполями можно практически всегда пренебречь. Однако виртуальные процессы переброса электронов между спин-орбиталями ионов с незаполненными электронными оболочками через промежуточные состояния лигандов индуцируют косвенное взаимодействие между мультипольными моментами. Энергия этого взаимодействия может достигать величины порядка 1 К [1].

Впервые квадрупольные степени свободы применительно к РЗ пирохлорам упоминаются в работе [2], где гамильтониан квадрупольных взаимодействий был записан в базисе волновых функций основного дублета иона  $\text{Pr}^{3+}$  в кристаллическом поле  $D_{3d}$  симметрии (через матрицы Паули). В общем случае при моделировании свойств РЗ пирохлоров в условиях, при которых нельзя пренебречь заселенностью возбужденных электронных состояний, оператор квадрупольного взаимодействия должен быть записан через компоненты оператора электрического квадрупольного момента (пропорционального сферическому тензору второго ранга).

В данной работе получен оператор квадрупольных взаимодействий в тетраэдрическом кластере, содержащем соседние четыре РЗ иона в магнитно-неэквивалентных позициях кристаллической решетки РЗ пирохлоров. Структура полученного оператора согласуется с недавно опубликованной работой [3].

Квадрупольные взаимодействия конкурируют с магнитными взаимодействиями. Учет квадрупольных взаимодействий приводит к перенормировке параметров обменного взаимодействия. В данной работе выполнены расчеты полевых зависимостей намагниченности кристалла  $\text{Pr}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$ . Показано, что учет квадрупольных взаимодействий приводит к уменьшению эффективного магнитного момента РЗ иона при низких температурах.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. P. Santini, S. Carretta, G. Amoretti et al., Rev. Mod. Phys., **81**, 807 (2009).
2. S. Onoda, Y. Tanaka, Phys. Rev. Lett., **105**, 047201 (2010).
3. K.T.K. Chung, S. Petit, J. Robert, arXiv:2506.19908 (2025).

# СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОРТОФОСФАТОВ ИТТРИЯ И ЛЮТЕЦИЯ. ЛОВУШКИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА И ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ

И.В. Коклюшкина, К.Н. Орехова, Т.Б. Попова, Б.Е. Бураков,  
М.В. Заморянская

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,*

*Санкт-Петербург, Россия*

*E-mail: [Irina.k125@yandex.ru](mailto:Irina.k125@yandex.ru)*

В рамках работы были синтезированы ортофосфаты иттрия и лютеция, неактивированные и активированные ионами трехвалентного эрбия, со структурой ксенотима методом флюса. Были исследованы люминесцентные свойства синтезированных монокристаллов.

Основным методом исследования являлся метод локальной катодолюминесценции (КЛ). Люминесцентные свойства, связанные с точечными дефектами, могут отличаться в различных направлениях роста кристаллов, поэтому были выбраны два направления роста кристаллов (вдоль и поперек оптической оси). Неактивированные монокристаллы ортофосфатов иттрия и лютеция были ориентированы в данных направлениях для исследования их КЛ свойств.

Были получены спектры КЛ видимого диапазона синтезированных монокристаллов ортофосфатов иттрия и лютеция. В спектрах неактивированных монокристаллов ортофосфатов иттрия наблюдался сдвиг полос КЛ дефектов дефицита кислорода относительно полос КЛ дефектов дефицита кислорода в монокристаллах ортофосфата лютеция. Это связано с различной шириной запрещенной зоны данных материалов. Люминесценция дефектов дефицита кислорода, отвечающих за полосу 2.7 эВ в ортофосфатах лютеция (2.5 эВ в ортофосфатах иттрия), вносит бóльший вклад в люминесценцию и имеет бóльшую интенсивность в спектрах, полученных в направлении поперек оптической оси. В спектрах монокристаллов, активированных ионами эрбия, наблюдались как полосы трёхвалентного эрбия, так и полосы собственных дефектов. При этом полосы эрбия не сдвигаются в зависимости от ширины запрещенной зоны материалов.

Была исследована концентрационная серия ортофосфатов лютеция, активированных ионами эрбия в разных концентрациях. В кристаллах наблюдалась передача энергии от собственных дефектов к ионам эрбия, вследствие чего не удалось построить однозначные концентрационные зависимости интенсивности полос КЛ эрбия.

Для исследования влияния ловушек носителей заряда на люминесцентные свойства использовалась оригинальная методика, основанная на измерении динамики интенсивности полос КЛ при непрерывном облучении образцов электронным пучком от времени.

Одновременно с этим регистрировалось изменение величины поглощенного тока. В общем виде зависимости поглощенного тока от времени облучения электронным пучком для образца, содержащего по одному типу ловушек электронов и дырок, может быть описано следующим образом:

$$J = J_0 - A_e e^{-\frac{t}{\tau_e}} + A_h e^{-\frac{t}{\tau_h}}, \quad (1)$$

где  $A_e e^{-\frac{t}{\tau_e}}$  описывает вклад электронных ловушек, а  $A_h e^{-\frac{t}{\tau_h}}$  – вклад дырочных ловушек. Коэффициенты  $A_e$  и  $A_h$  пропорциональны содержанию ловушек в образце, а  $\frac{1}{\tau_e}$  и  $\frac{1}{\tau_h}$  – вероятность захвата электронов и дырок ловушками соответственно. Определен тип ловушек и вероятность локализации заряда в различных образцах ортофосфатов иттрия и лютеция. Обсуждается возможность применения данных материалов в качестве основы для термолюминесцентных дозиметров.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-72-00112, <https://rscf.ru/project/24-72-00112/>.*

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СОСТАВА НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ  
СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛОВ  $\alpha$ -NaRF<sub>4</sub>:Yb/Er/Ce/(Zn,Mg)  
(R = Y, Yb, Lu) В БЛИЖНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ БИМЕДИЦИНЫ  
И ОПТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

А.В. Кошелев, Н.А. Архарова, Д.Н. Каримов

*Отделение «Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова»*

*Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники НИЦ*

*«Курчатовский институт», Москва, Россия*

*E-mail: [avkoshelev03@gmail.com](mailto:avkoshelev03@gmail.com)*

Фторидные нанокристаллы (НК), легированные ионами Er<sup>3+</sup>, являются перспективной платформой для создания люминофоров ближнего ИК-диапазона (БИК) (1400–1700 нм) и композитных материалов под задачи инвазивной визуализации и терапии, оптических коммуникаций. Однако невысокая интенсивность БИК-люминесценции при понижении размера кристаллов до наносостояния существенно ограничивает потенциал их практического применения. Поэтому актуальным остается вопрос разработки методологии повышения спектрально-люминесцентных свойств фторидных НК в БИК-области.

В данной работе предложен подход создания сложнолегированных НК  $\alpha$ -NaRF<sub>4</sub>: Yb/Er/Ce/(Zn,Mg) (R = Y, Yb, Lu) со структурой «ядро-оболочка», полученных методом термического разложения прекурсоров. Сравнение кубических  $\alpha$ -NaRF<sub>4</sub> (R = Y, Yb, Lu) и гексагональной  $\beta$ -NaYF<sub>4</sub> матриц, легированных ионами Yb<sup>3+</sup>/Er<sup>3+</sup>, показало, что НК  $\alpha$ -NaYbF<sub>4</sub>:Er демонстрируют наиболее высокую интенсивность БИК-люминесценции при ИК-возбуждении ( $\lambda$  = 975 нм) среди кубических аналогов и близкие показатели с НК  $\beta$ -NaYF<sub>4</sub>:Yb/Er. Введение в матрицу  $\alpha$ -NaYbF<sub>4</sub>:Er до 2 мол.% ионов Ce<sup>3+</sup> приводит к двухкратному увеличению интенсивности БИК-люминесценции при одновременном подавлении люминесценции в видимом диапазоне. Изоморфное гетеровалентное замещение ионов Yb<sup>3+</sup> ионами Zn<sup>2+</sup> или Mg<sup>2+</sup> до 10 мол.% в НК  $\alpha$ -NaYbF<sub>4</sub>:Er/Ce комплексно повышает интенсивность люминесценции в 2 раза в красной ( $\lambda$  = 620–700 нм) и в 1.7 раза в БИК-областях спектра. НК  $\alpha$ -NaYbF<sub>4</sub>:Er/Ce/(Zn, Mg) имеют перспективы применения для биовизуализации во втором окне прозрачности биоткани и компонентов-усилителей сигнала в оптических коммуникациях.

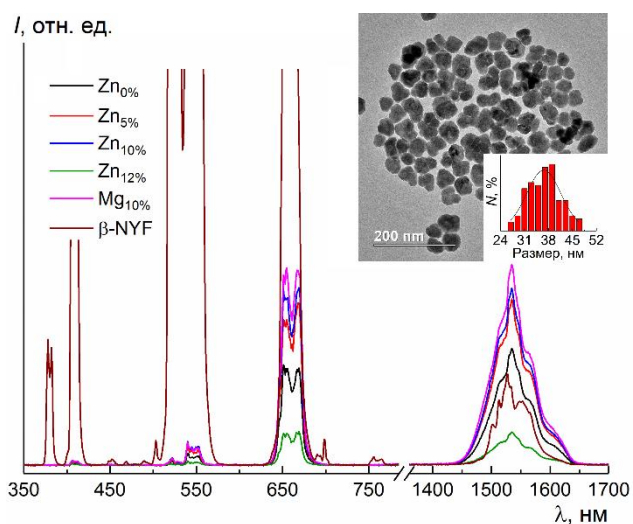


Рис. ПЭМ-изображение с гистограммой распределения по размерам и спектры люминесценции НК  $\alpha$ -NaYbF<sub>4</sub>:Er/Ce/(Zn, Mg) и  $\beta$ -NaYF<sub>4</sub>:Yb/Er при ИК-возбуждении ( $\lambda = 975$  нм)

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Структурная диагностика материалов» КККиФ НИЦ «Курчатовский институт» при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

## СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ И НАНОПОРОШКОВ $\text{ZrO}_2\text{-Sc}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$

А.С. Алексеева<sup>1</sup>, В.А. Кочешкова<sup>1</sup>, В.М. Кяшкин<sup>1</sup>, Н.А. Ларина<sup>1</sup>,  
Е.Е. Ломонова<sup>2</sup>, П.А. Рябочкина<sup>1</sup>, Н.Ю. Табачкова<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск, Россия*

<sup>2</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Россия*

E-mail: [saharova.1996@mail.ru](mailto:saharova.1996@mail.ru)

Материалы на основе диоксида циркония обладают уникальными физико-химическими свойствами и широко используются в качестве твердых электролитов для твердооксидных топливных элементов (ТОТЭ). Особый интерес представляет керамика на основе диоксида циркония, стабилизированного оксидом скандия, благодаря их повышенной ионной проводимости по сравнению с другими системами на основе диоксида циркония [1, 2].

Электрофизические и термомеханические свойства таких материалов существенно зависят от технологии получения и характеристик исходных порошков. Это может обуславливать структурные особенности материала и содержание примесей [3].

Одним из наиболее эффективных экспериментальных методов выявления локальной кристаллической структуры твердых растворов на основе диоксида циркония, учитывающей распределение кислородных вакансий, является метод оптической спектроскопии с использованием ионов  $\text{Eu}^{3+}$  в качестве спектроскопического зонда [4, 5]. Высокая чувствительность и неразрушающий характер воздействия делают этот метод также эффективным для анализа примесного состава материала [6, 7].

В настоящей работе был проведен сравнительный анализ структуры, примесного состава и спектрально-люминесцентных характеристик нанопорошков  $\text{ZrO}_2\text{-Sc}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$ , полученных методом соосаждения и гидротермального синтеза, а также монокристаллов  $\text{ZrO}_2\text{-Sc}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$ , выращенных методом направленной кристаллизации расплава в «холодном» тигле.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (код научной темы FZRS-2025-0001) в рамках государственного задания ФГБОУ ВО «МГУ им. Н.П. Огарёва».*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. N. Mahato et al., Progress in Materials Science. **72**, 141 (2015).

2. S.P.S. Badwal et al., Solid State Ionics. **136-137**, 91 (2000).
3. O. Yamamoto, Solid State Ionics. **79**, 137 (1995).
4. J. Dexpert-Ghys et al., Journal of Solid State Chemistry. **54**, 179 (1984).
5. D.A. Agarkov et al., Journal of Luminescence. **222**, 117170 (2020).
6. M. Borik et al., Materials. **15(21)**, 7722 (2022).
7. D. Agarkov et al., Membranes **13(8)**, 717 (2023).

# ИК-ЛЮМИНОФОРЫ НА ОСНОВЕ $\text{NaYGeO}_4$ , АКТИВИРОВАННЫЕ ИОНАМИ $\text{Tm}^{3+}$ , $\text{Tm}^{3+}/\text{Ho}^{3+}$ , $\text{Tm}^{3+}/\text{Dy}^{3+}$

А.А. Рыбникова, О.А. Липина, А.Ю. Чуфаров, А.А.Тютюнник,  
В.Г. Зубков

*Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия*  
*E-mail: [amelentsova@gmail.com](mailto:amelentsova@gmail.com)*

В настоящее время возрос интерес к новым материалам с эмиссией в инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн. ИК диапазон излучений является крайне привлекательным для широкого спектра применений в медицине, биологии, астрофизике, в военной сфере. Оливины  $\text{NaYGeO}_4$  допированные ионами  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}/\text{Ho}^{3+}$ , преобразуют излучение 808 нм в ИК диапазон порядка 1.6–2.2 мкм. Содопирование ионами  $\text{Tm}^{3+}/\text{Dy}^{3+}$  позволяет добиться эмиссии в более длинноволновом диапазоне 2.7–3 мкм.

В ходе работы цитратно-нитратным методом, получены серии  $\text{NaY}_{1-x}\text{Tm}_x\text{GeO}_4$ ,  $x = 0.0\text{--}0.2$ ,  $\text{NaY}_{0.85-x}\text{Tm}_{0.15}\text{Ho}_x\text{GeO}_4$ ,  $x = 0.0\text{--}0.055$ ,  $\text{NaY}_{0.85-x}\text{Tm}_{0.15}\text{Dy}_x\text{GeO}_4$ ,  $x = 0.002\text{--}0.1$ . Для всех систем проведены комплексные исследования концентрационных зависимостей, наибольшей интенсивностью свечения обладали образцы  $\text{NaY}_{0.85}\text{Tm}_{0.15}\text{GeO}_4$ ,  $\text{NaY}_{0.815}\text{Tm}_{0.15}\text{Ho}_{0.035}\text{GeO}_4$ ,  $\text{NaY}_{0.845}\text{Tm}_{0.15}\text{Dy}_{0.005}\text{GeO}_4$ . Была изучена кинетика затухания люминесценции ионов  $\text{Tm}^{3+}$ , рассчитаны времена жизни уровней  $^3\text{H}_4$ ,  $^3\text{F}_4$  ионов  $\text{Tm}^{3+}$  и детально проанализирована скорость переноса энергии  $W_{\text{Tm}^{3+} \rightarrow \text{Tm}^{3+}}$  в  $\text{NaY}_{1-x}\text{Tm}_x\text{GeO}_4$  как функция концентрации  $\text{Tm}^{3+}$ . Показано, что ионы  $\text{Tm}^{3+}$  могут выступать как в роли донора, так и акцептора, перенос энергии между соседними ионами обусловлен ускоренной миграцией вследствие диполь-дипольного взаимодействия. На основании полученных данных предложен механизм формирования двух групп люминесцентных линий при 1.3–1.6 мкм и 1.6–2.1 мкм в спектрах  $\text{NaY}_{1-x}\text{Tm}_x\text{GeO}_4$  ( $\lambda_{\text{ex}} = 808$  нм). Введение в систему ионов  $\text{Ho}^{3+}$  позволяет расширить эмиссионную полосу до 2.25 мкм за счет перехода  $^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{I}_8$ . Благодаря интенсивной широкой полосе излучения в диапазоне 1.6–2.25 мкм состав  $\text{NaY}_{0.815}\text{Tm}_{0.15}\text{Ho}_{0.035}\text{GeO}_4$  может быть использован в качестве материала, излучающего в третьем и четвертом спектральных окнах, для визуализации биологических тканей.

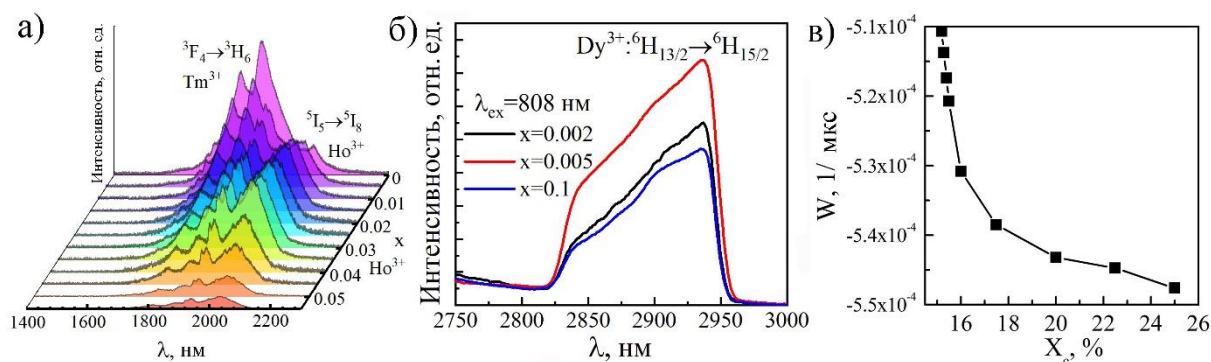


Рис. а) Спектры люминесценции  $\text{NaY}_{0.85-x}\text{Tm}_{0.15}\text{Ho}_x\text{GeO}_4$  ( $x = 0.0-0.055$ );  
 б) Спектры ИК-люминесценции при  $\lambda_{\text{ex}} = 808$  нм серии  $\text{NaY}_{0.85-x}\text{Tm}_{0.15}\text{Dy}_x\text{GeO}_4$   
 в) Концентрационная зависимость скорости переноса энергии между состояниями  $^3\text{F}_4$  ( $\text{Tm}^{3+}$ )  $W_{\text{Tm}^{3+} \rightarrow \text{Tm}^{3+}}$  в присутствии ионов  $\text{Dy}^{3+}$

Детально проанализированы времена жизни уровней  $^3\text{F}_4$  ( $\text{Tm}^{3+}$ ), в присутствии ионов  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Dy}^{3+}$ . Показано, что передача энергии от ионов тулия к ионам  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Dy}^{3+}$  происходит вследствие диполь-дипольного взаимодействия. Рассчитана скорость миграции энергии между  $^3\text{F}_4$ , ( $\text{Tm}^{3+}$ ), в присутствии ионов  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Dy}^{3+}$ . Из-за большего перекрытия электронных подуровней  $\text{Tm}^{3+}$  и  $\text{Dy}^{3+}$ , наблюдаемое уменьшение скорости миграции более значительно, чем в случае с  $\text{Ho}^{3+}$ .

## АНАЛИЗ ЛОКАЛЬНОГО ОКРУЖЕНИЯ ИОНОВ Се(III) В ГИДРОКСИАПАТИТЕ МЕТОДОМ ЭПР-СПЕКТРОСКОПИИ

М.А. Садовникова<sup>1</sup>, Д.В. Шуртакова<sup>1</sup>, Г.В. Мамин<sup>1</sup>, Н.В. Петракова<sup>2</sup>,  
М.Р. Гафуров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань,  
Россия

<sup>2</sup>Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова  
РАН, Москва, Россия

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

Гидроксиапатит (ГАп) привлек значительное внимание благодаря уникальному сочетанию биосовместимости, биоактивности, нетоксичности, регулируемым свойствам и широкому спектру применений [1]. Для расширения спектра применения и улучшения функциональности в кристаллическую решетку ГАп внедряют различными ионы, в том числе редкоземельные элементы (РЗЭ). Ионы церия (Се) являются перспективными визуализирующими агентами для диагностики и лечения поврежденных органов и тканей благодаря их способности люминесцировать в широком диапазоне электромагнитного излучения. Ожидается, что включение Се в ГАп улучшит его свойства, тем самым повышая привлекательность этих композитов для применения в имплантологии. Наше исследование демонстрирует успешное изготовление люминесцентного гидроксиапатита, легированного ионами церия (Се-ГАп).

Целью настоящего исследования является установление влияния методов синтеза и обработки на содержание посторонних примесей, магнитные свойства и структурные модификации в порошках Се-ГАп с использованием различных методов электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Порошки Се-ГАп были синтезированы методом химического осаждения с использованием нитрата кальция, нитрата церия и гидрофосфата аммония. Известно, что можно предотвратить процессы окисления Се(III) до Се(IV) в условиях восстановительной или защитной среды. Для создания восстановительной атмосферы использовались методы термической обработки и горячего прессования. Высушенные порошки подвергались термической обработке в различных условиях: (1) термическая обработка при 1300 °С в воздушной атмосфере; (2) горячее прессование в углеродной форме в атмосфере аргона при давлении 30 МПа и температуре 1100 °С. Анализ рентгеновской дифракции показал, что гидроксиапатит является основной фазой во всех синтезированных образцах.

ЭПР измерения проводились в непрерывном (CW) и импульсном режимах в X-диапазоне ( $\nu_{\text{СВЧ}} = 9,6$  ГГц) на спектрометре Bruker Elexsys E580. Электронно-ядерные взаимодействия анализировались с

использованием трехимпульсной последовательности Electron Spin Echo Envelope Modulation (ESEEM).

Результаты ЭПР показывают, что для образцов после термообработки горячим прессованием при 1100 °С Се входит в структуру ГАп в трехвалентном состоянии. Для порошков, подвергнутых термообработке на воздухе при 1300 °С, Се претерпевает частичную трансформацию в четырехвалентное состояние. В Се-ГАп (без термообработки) церий окисляется до четырехвалентного состояния. С помощью эксперимента ESEEM было установлено местоположение церия в кристаллической решетке ГАп и оценено расстояние между кальцием и церием (примерно 3,5 Å).

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-72-00161).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. V. Scognamiglio, V. Nocerino, B. Miranda, L. De Stefano, E. Tempesta, M. Rossi, F. Baldassarre, A. Altomare, F. Capitelli, J. Cryst. Growth. **70**(4), 100637 (2024).

# ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ И МАГНИТОЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТЫ В КРИСТАЛЛЕ $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА $^5I_8 \rightarrow ^5S_2$

В.В. Соколов, А.В. Малаховский, И.А. Гудим  
Институт физики им. Л.В. Киренского, Красноярск, Россия  
E-mail: [valer963@iph.krasn.ru](mailto:valer963@iph.krasn.ru)

В докладе представлены спектры электрооптического (ЭО) и магнитоэлектрооптического (МЭО) эффектов в кристалле  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  в области  $f$ - $f$  электронного перехода  $^5I_8 \rightarrow ^5S_2$  и зависимость эффектов от температуры в интервале 4–30 К.

Кристалл  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  является антиферромагнетиком типа лёгкая плоскость с температурой Нееля 38 К и имеет тригональную симметрию  $R\bar{3}m$ . Образец для измерений был вырезан в плоскости  $bc$ . Свет, электрическое поле (3200 В/см, 8 кГц) и магнитное поле (0–2.5 кОе) были направлены вдоль  $a$ -оси. Измерения производились при  $\pi$ -поляризации ( $\parallel c$ ) и при  $\sigma$ -поляризации ( $\perp c$ ). Как следует из теории линейного ЭО эффекта (эффекта Покельса), он оказался значительно слабее при  $\pi$ -поляризации. На рис. 1 представлены  $\sigma$ -поляризованные спектры поглощения, ЭО эффекта и МЭО эффекта в поле 2.2 кОе при температуре 10 К. Магнитное поле не только увеличивает эффект, но также изменяет его спектр. Величина и знак эффекта зависят от возбуждённого состояния.

МЭО эффект был исследован в функции от магнитного поля и от температуры (рис. 2).

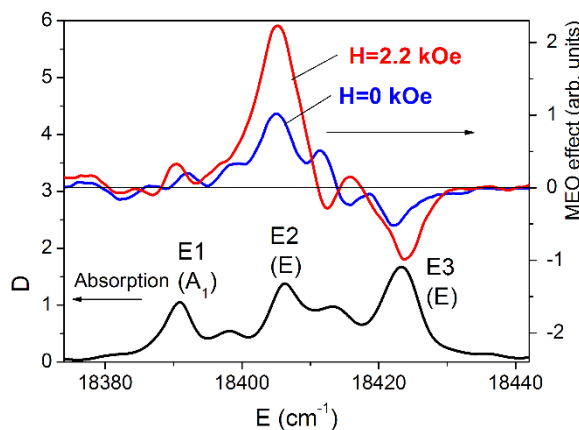


Рис. 1. Спектры поглощения (D) и МЭО эффекта при 10 К. В скобках указаны симметрии возбуждённых состояний

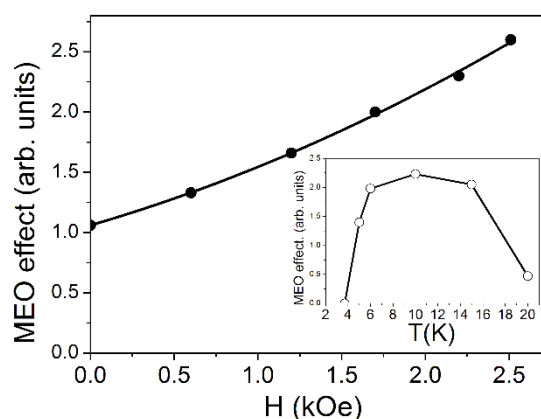


Рис. 2. Зависимость МЭО эффекта от магнитного поля при 10 К. На вставке – зависимость МЭО эффекта от температуры в поле 2.2 кОе

Температурная зависимость качественно повторяет температурную зависимость спонтанной электрической поляризации в этом-же кристалле [1]. Зависимость от магнитного поля близка к

линейной, но не зависит от знака поля. Это можно объяснить, если учесть, что МЭО эффект обусловлен не непосредственно магнитным полем, а вектором антиферромагнетизма.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. R.P. Chaudhury, F. Yen, B. Lorenz, C.W. Chu et al. Phys., Rev. **80**, 104424 (2009).

## НИОБИЙ-СОДЕРЖАЩИЕ ЛЮМИНОФОРЫ

В.В. Титков, Б.И. Лазорак

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

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

Ванадаты кальция со структурой типа витлокита являются хорошими модельными структурами для изучения влияния катионных и анионных замещений на люминесцентные свойства. Структурные особенности позволяют проводить замещения кальция на редкоземельные катионы без компенсации заряда. Также благодаря большим расстояниям между люминесцентными центрами в катионной подрешётке не наблюдается концентрационное тушение.

Ванадаты рассматриваются как перспективные матрицы для красных люминофоров на основе  $\text{Eu}^{3+}$ . В качестве источников возбуждения можно использовать как УФ-излучение, так и излучение в синей области спектра. Ранее было показано [1], что даже небольшие замещения в анионной подрешётке  $\text{V}^{5+}$  на  $\text{Nb}^{5+}$  и  $\text{Ge}^{4+}$  порядка ~1–2 % может приводить к значительному увеличению интенсивности люминесценции  $\text{Eu}^{3+}$ .

В настоящей работе рассматриваются новые ванадато-ниобаты кальция  $\text{Ca}_8\text{ErPb}(\text{VO}_4)_{7-x}(\text{NbO}_4)_x:\text{Eu}^{3+}$  и  $\text{Ca}_7\text{ErPbZn}(\text{VO}_4)_{7-x}(\text{NbO}_4)_x:\text{Eu}^{3+}$ . Определены границы замещения  $\text{V}^{5+}$  на  $\text{Nb}^{5+}$ , а также показано положительное влияние введения катионов  $\text{Nb}^{5+}$  в структуру на люминесцентные свойства.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект 24-13-00148.*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. V.V. Titkov et al., *J. Solid State Chem.* **308**, 122884 (2022).

## ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ НА КРИСТАЛЛЕ $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Er}^{3+}$

Е.П. Чукалина<sup>1</sup>, Т.А. Иголкина<sup>1,2</sup>, Н.Н. Кузьмин<sup>1</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия*

*E-mail: [echukalina@isan.troitsk.ru](mailto:echukalina@isan.troitsk.ru)*

Монокристаллы  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Er}^{3+}$  зарекомендовали себя в качестве перспективных лазерных соединений, обладающих конкурентноспособными характеристиками для генерации лазерного излучения в ближней ИК ( $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ ) и видимой ( $^2\text{H}_{11/2}, ^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ ) областях. Возможность люминесцентной термометрии, основанной на переходах между штарковскими уровнями иона  $\text{Er}^{3+}$  в кристаллической матрице  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Er}^{3+}$ , насколько нам известно, ранее не обсуждалась. Целью данной работы является построение люминесцентного термометра, работающего в области низких температур. Рассматривается частотный диапазон, соответствующий переходу  $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$  и попадающий в окно прозрачности оптических волокон (около 1.5 мкм).

Для решения поставленной задачи методом фурье-спектроскопии были зарегистрированы спектры люминесценции монокристалла  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Er}^{3+}$  (2 at.%) в спектральной области от 6000 до 7000  $\text{см}^{-1}$  в диапазоне температур от 3 до 300 К. Люминесценция образца возбуждалась полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 808 нм.

На рисунке показаны спектры люминесценции в областях 6425–6445  $\text{см}^{-1}$  (а) и 6510–6558  $\text{см}^{-1}$  (b) при температурах 25, 40 и 70 К. Штарковские уровни основного мультиплета  $^4\text{I}_{15/2}$  обозначены арабскими цифрами, возбужденного  $^4\text{I}_{13/2}$  – заглавными латинскими буквами, переходы между двумя состояниями – совокупностью обозначений соответствующих состояний. При повышении температуры происходит перераспределение населенностей уровней в соответствии с распределением Больцмана, а значит, изменяется интенсивность соответствующих линий.

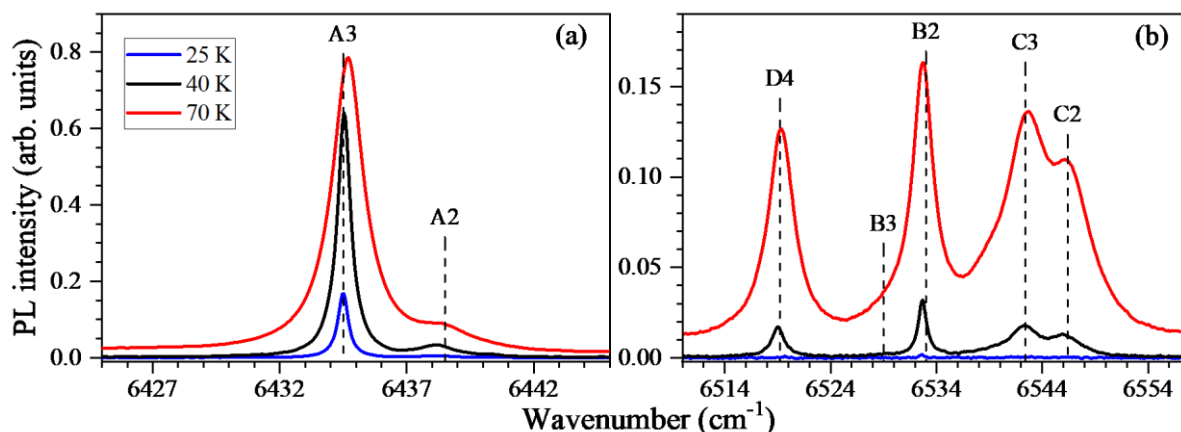


Рис. Спектры люминесценции кристалла  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Er}^{3+}$  (2 at.%) в областях  $6425\text{--}6445\text{ cm}^{-1}$  (a) и  $6510\text{--}6558\text{ cm}^{-1}$  (b)

Температурная зависимость относительных интегральных интенсивностей, приведенных на рис. спектральных областей сравнивалась с больцмановским распределением населенностей. Выполнена оценка рекомендуемого рабочего диапазона термометра (40–90 K), определена температура  $T_m = 63\text{ K}$ , при которой достигается максимальная абсолютная чувствительность предлагаемого термометра. Относительная чувствительность при этой температуре составляет  $2,9\text{ \% K}^{-1}$ .

Также обсуждается возможность использования температурной зависимости полуширины линии A3 для измерения температуры.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00047).*

## ПРОЯВЛЕНИЕ ПАМЯТИ И БАБОЧКА В ФОТОННОМ ЭХО

А.М. Шегада<sup>1</sup>, С.Л. Кораблева<sup>2</sup>, О.А. Морозов<sup>1</sup>, Н.К. Соловаров<sup>1</sup>,  
В.Ф. Тарасов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань Россия

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет,  
Казань, Россия

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

В кристаллах  $Y(Lu)LiF_4$  с ионами эрбия разной концентрации обнаружен сильный гистерезис-бабочка в интенсивности фотонного эха (ФЭ) при изменении полярности и направления сканирования внешнего магнитного поля  $H$ . Обращенное ФЭ наблюдалось на переходе  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$  при задержке между лазерными импульсами  $t_{12} = 33 \div 60$  нс. Бабочка в интенсивности ФЭ возникает при нарушении условий параллельности ( $D_{||} \neq 0$ ) или ортогональности ( $D_{\perp} \neq 0$ ) оси  $C$  кристалла и поля  $H$ . Эти условия носят критический характер и бабочка возникает уже при  $D_{||}$  ( $D_{\perp}$ )  $< 1^\circ$ .

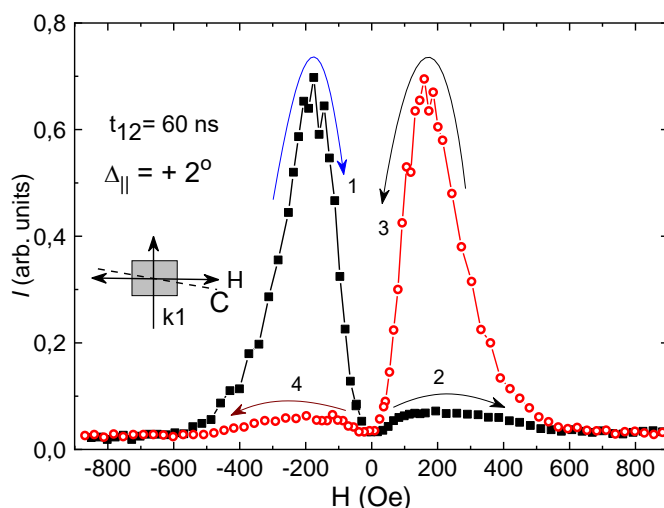


Рис. Поведение интенсивности ФЭ в  $LuLiF_4:Er^{3+}$  (0.025%) в магнитном поле при  $D_{||} = +2^\circ$ . Стрелками показано направление изменения магнитного поля

При изменении знака отклонения  $D_{||}$  ( $D_{\perp}$ ) верхние и нижние ветви «крыльев бабочки» меняются местами. Ветви гистерезиса, полученные при изменении  $H$  от  $\pm H_{\text{макс.}}$  до  $H = 0$  являются «устойчивыми» и не меняются при изменении направления сканирования  $H$ , если не меняется полярность магнитного поля. При смене полярности и увеличении  $H$  по абсолютной величине до некоторого критического значения  $H^*$  в образце сохраняется «память» о пребывании в поле противоположной полярности.

Возникновение гистерезиса-бабочки объясняется интерференцией электрических и магнитных дипольных переходов, связанных с проявлением в образцах магнитоэлектрических свойств [1]. В работе [2] также интерференцией электрических и магнитных

дипольных переходов объясняется эффект магнитоэлектрической невзаимности в субмиллиметровой ЭПР-спектроскопии  $\text{YLiF}_4$ , легированного ионами  $^{166}\text{Er}^{3+}$ , когда интенсивность сигналов электронного парамагнитного резонанса менялась при переключении направления магнитного поля на обратное.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. A.M. Shegeda, S.L. Korableva et al., JETP Letters, **117**, 267 (2023).
2. M.V. Eremin and V.F. Tarasov, JETP Letters, **121**, 434 (2025).

## РАСЧЁТ g-ФАКТОРА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ГИДРОКСИАПАТИТЕ

Д.В. Шуртакова, М.А. Садовникова, Г.В. Мамин, М.Р. Гафуров  
Казанский (Приволжский) государственный университет,  
Казань, Россия

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

Синтетический гидроксиапатит (ГАп) привлекает внимание исследователей и технологов благодаря химическому и структурному сходству с костями и зубами млекопитающих. Препараты на основе ГАп используются в медицине благодаря высокой биосовместимости, биоактивности, отсутствию токсичности. Допирование различными ионами позволяет менять свойства конечного продукта под разные цели [1].

В данной работе исследовались образцы микроразмерного порошка ГАп, допированного ионами  $\text{Ce}^{3+}$ , синтезированные в институте металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Спектры ЭПР наблюдались после рентгеновского облучения (УРС-55 ( $U = 50$  кВ,  $I = 15$  мА, W-антикатод),  $T = 297$  К, время 1 ч, расчетная доза 15 кГ). Измерения ЭПР проводились в импульсном режиме Bruker Elexsys E580 (X-диапазон).

Зарегистрированный спектр ЭПР вероятнее всего обусловлен ионами церия в двух неэквивалентных позициях ионов кальция. Для описания спектра ЭПР были рассчитаны g-фактора для обеих вероятных позиций. Была написана программа на языке Python, в которой рассчитываются параметры кристаллического поля, учитывая вклад от ионов решётки, обменный вклад и вклад от перекрывания электронных орбит иона церия и внешних оболочек ближайших ионов кислорода согласно работе [2]. После диагонализации матрицы были получены волновые функции нижнего дублета, был рассчитан g-тензор по формуле

$$g_{\alpha z} = 2g_J \langle \psi | J_\alpha | \psi \rangle, g_{\alpha x} = 2g_J \text{Re} \langle \psi | J_\alpha | \psi' \rangle, g_{\alpha y} = -2g_J \text{Im} \langle \psi | J_\alpha | \psi' \rangle, \quad (1)$$

где  $g_J$  – фактор Ланде для иона  $\text{Ce}^{3+}$ . Результат описания представлен на рисунке.

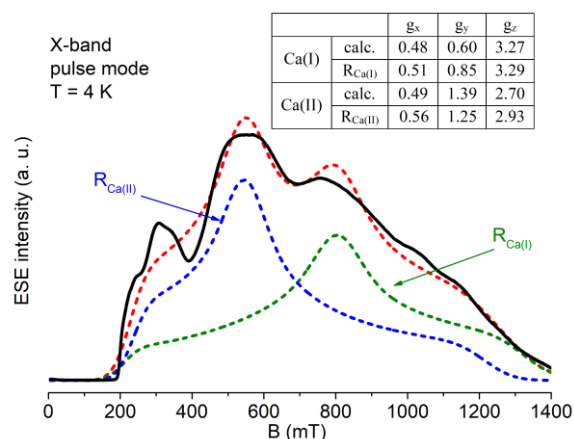


Рис. ЭПР спектр ионов церия в гидроапатите, эксперимент (черная линии) и аппроксимация

Анализ спектра, представленного на рисунке, показывает, что экспериментальный спектр поглощения может быть отнесен к спектру ионов  $\text{Ce}^{3+}$  в двух неэквивалентных кристаллографических позициях. Наблюдаемые расхождения между теоретически рассчитанными значениями  $g$ -тензора и значениями, полученными из аппроксимации экспериментальных данных, вероятно, вызваны более сильным нарушением локальной симметрии в кристаллической решетке.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-72-00161).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. G. Ciobanu, A.M. Bargan, C. Luca, *Ceram. Int.* **41**, 12192-12201 (2015).
2. D.V. Popov et al., *J. Phys. Chem. C.* **128**, 9294-9299 (2024).



**XIX International Feofilov Symposium on Spectroscopy of Crystals  
Doped with Rare Earth and Transition Metal Ions (IFS 2025)  
November 10–14, 2025 | Saransk, Russia**

## **Invited Speakers**

# POLARIZATION OF SHORT ELECTROMAGNETIC PULSES

N.N. Rosanov, S.V. Fedorov

*Ioffe Institute RAS, Saint-Petersburg, Russia*

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

Polarization phenomena play an important role in optics and spectroscopy, and polarized luminescence of crystals was the subject of special attention by P.P. Feofilov [1]. Previously, these phenomena were studied mainly for continuous-wave radiation [2]. The development of laser technology and nonlinear optics led to the appearance of very short pulses containing only one or less optical cycles [3, 4]. The description of the polarization structure of such pulses requires special consideration.

Polarization of radiation is strictly defined for monochromatic radiation. In this case, polarization at a fixed point in space  $\mathbf{r}$  is given by the hodograph of the electric field – the trajectory of the end of the vector  $\mathbf{E}$ , the beginning of which is fixed, with a change in time [2]. This trajectory is flat and is an ellipse, and in degenerate cases, a circle (circular polarization) or a straight line segment (linear polarization). The end of the vector  $\mathbf{E}$  passes along it an infinite number of times.

For polychromatic radiation consisting of waves with several specially selected frequencies, the hodograph is no longer flat and can be a closed loop, including a knot, topologically not equivalent to a circle [5, 6]. And in this case, the end of the vector  $\mathbf{E}$  passes along the hodograph an infinite number of times. The topological characteristic – the number of intersections of the projections of the hodograph on the plane – is finite for them. Such "tame knots" serve as a three-dimensional generalization of Lissajous figures.

Figure captions should be written with 10 pt font (centered). A line spacing of 6 pt should follow the caption. Markings on the figures should have the size corresponding to the 10–12 pt font in the final version of abstracts, line thickness - not less than 1 pt. Please, take the file size into account choosing the format of your figure.

In this report, the main attention is paid to the polarization structure of short, in the specified sense, electromagnetic field pulses [7]. The fundamental feature of the hodographs in this case is their closed nature, since there is no field before and after the pulse arrives at the point indicated. We present a general solution to the inverse problem of classical electrodynamics – determining the sources that form a given field, based on the general equations of Maxwell's electrodynamics. Specifying the material relations, for a vacuum with charges (plasma), we present examples of hodographs of electrical field not only in the form of tame knots, but also knots with infinite topological complexity (number of intersections). Polarization bands are also presented – two-dimensional surfaces formed by placing the origin of the vector  $\mathbf{E}$  at each point of the hodograph; they can be both two-sided and one-sided (Möbius bands). In

addition, examples of hodographs of magnetic field and the Poynting vector (electromagnetic energy flow) are given. The indicated structures can be created in plasma by charge and current density structures in the form of pulsed distributed oscillating and rotating dipoles.

It seems that the presented results can be used for complete, spatio-temporal structuring of short electromagnetic pulses [8].

*The work was supported by the Russian Science Foundation, grant No. 23-12-00012.*

## REFERENCES

1. P.P. Feofilov, *The Polarized Luminescence of Atoms, Molecules and Crystals*, Fizmatgiz, Moscow (1959).
2. M. Born and E. Wolf, *Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* (Cambridge, Cambridge university press, 2013).
3. N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov et al., *Contemp. Phys.* **64**, 224–243 (2023).
4. H. Dang, J. Gao, H. Wu et al., *Phys. Rev. A* **112**, 013510 (2025).
5. D. Sugic, M. R. Dennis, F. Nori et al., *Phys. Rev. Res.* **2**, 042045(R) (2020).
6. M.F. Ferrer-Garcia, A. D’Errico, H. Larocque et al., *Phys. Rev. Res.* **3**, 033226 (2021).
7. N.N. Rosanov, S.V. Fedorov (submitted).
8. A. Forbes, M. de Oliveira, and M. R. Dennis, *Nat. Photonics* **15**, 253–262 (2021).

# OPTICAL DETECTION OF MAGNETIZATION AND A SPIN NOISE

V.S. Zapasskii

*Saint Petersburg State University, Spin Optics Laboratory,*

*Saint Petersburg, Russia*

*E-mail: [v.zapasskii@spbu.ru](mailto:v.zapasskii@spbu.ru)*

Magneto-optical investigations of crystals containing rare-earth impurities were initiated, in the Vavilov State Optical institute, by P.P. Feofilov in late 60's. The research that I was assigned to start was initially aimed at observation of spectral manifestations of the magnetic-field effects in the RE activated crystals. In view of relatively broad optical transitions in crystals, as compared with atomic systems, the magnetic field effects are revealed in a more pronounced way as the field-induced anisotropy rather than field-induced shifts of optical transitions. In the course of this work, we have managed to achieve the highest (shot-noise limited) polarimetric sensitivity of the measurements [1, 2], which, as applied to magneto-optical effects in paramagnetic media, signified extremely high sensitivity to the spin-system magnetization or its variations. These results, in combination with significant advancements in the field of laser technologies, laid the basis for remarkable experimental and theoretical investigations in magneto-optics and magnetic resonance spectroscopy. Among the most fascinated effects discovered due to these polarimetric achievements was the effect of magnetic resonance in the Faraday rotation noise spectrum [3]. The effect was first observed on atomic systems (alkali-metal vapors) where the spin-system magnetization was converted most efficiently into the Faraday rotation [3, 4], but then was transferred to solid-state paramagnets and gave rise to the new direction of the EPR spectroscopy, nowadays referred to as the spin noise spectroscopy [5].

The main idea of the spin noise spectroscopy was to observe *spontaneous* spin precession of a spin-system without its coherent excitation indispensable in the conventional magnetic-resonance spectrometers. This approach was characterized by a number of specific features that made it unique in many respects. Among them are the nonperturbative character of the measuring procedure, no requirements to spin polarization of the system, high spatial resolution, and some others. In addition, the SNS made it possible to solve certain problems usually accessible only for nonlinear optics, like to distinguish between homogeneously and inhomogeneously broadened optical transitions, to realize the pump-probe spectroscopy in the regime of linear optical susceptibility, and to perform three-dimensional tomography of transparent media.

This talk is intended to give a general idea of the spin noise spectroscopy method implicitly initiated by P.P. Feofilov more than 50 years ago and to present examples of experimental results obtained with the aid of this unique technique. Until recently, this method was used

mainly for studying the atomic and semiconductor systems, but nowadays it has shown its efficiency with respect to the rare-earth activated crystals and thus deserves to be promoted on this Symposium.

*Preparation of the talk was supported by SPbSU grant No. 125022803069-4.*

## REFERENCES

1. E.B. Aleksandrov and V.S. Zapasskii, Opt. Spectrosc. **41**, 502 (1976).
2. V.S. Zapasskii, J. Appl. Spectrosc. **37**, 857–869 (1982)
3. E.B. Aleksandrov and V.S. Zapasskii, J. Exp. Theor. Phys. 54, 64 (1981).
4. S.A. Crooker, D.G. Rickiel, A.V. Balarsky, and D.L. Smith, Nature **431**, 49 (2004).
5. V.S. Zapasskii, Adv. Opt. Photonics **5**, 131 (2013).

# BRIDGING PHOTONICS AND THERMOMETRY: NEW HORIZONS IN LUMINESCENCE SENSING

M.D. Dramićanin

*Vinča Institute of Nuclear Sciences – National Institute of the Republic  
of Serbia, University of Belgrade, Belgrade, Serbia*

*E-mail: [dramican@gmail.com](mailto:dramican@gmail.com), [dramican@vinca.rs](mailto:dramican@vinca.rs)*

Temperature measurement is a fundamental requirement across numerous scientific disciplines and industrial sectors. Among the various thermometric techniques, luminescence thermometry has gained substantial attention due to its non-contact nature, high spatial resolution, and the ability to operate under challenging conditions [1]. This plenary lecture will offer an in-depth exploration of luminescence thermometry, examining established and emerging techniques, the challenges that constrain its broader adoption, and the exciting future directions that promise to elevate its capabilities further.

Luminescence thermometry exploits the temperature dependence of optical properties in luminescent materials. Typically, parameters such as luminescence intensity, emission spectral shifts, lifetime decay, and the ratio of intensities between thermally coupled emission bands are monitored as indicators of temperature changes [2]. These diverse modalities allow researchers to tailor sensing approaches to specific environments and accuracy requirements. Materials that have been extensively investigated include rare-earth-doped phosphors [3], such as those based on erbium, europium, and neodymium ions, transition-metal-doped phosphors, such as those based on  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Mn}^{4+}$ , and  $\text{Mn}^{5+}$  [4, 5], as well as quantum dots and organic fluorophores. Each class offers distinct advantages in terms of stability, sensitivity, and biocompatibility.

Recently, our work at the Vinča Institute has elucidated key energy transfer processes and developed multi-parameter sensing strategies that enhance the reliability and precision of temperature measurements [6, 7]. The investigations into nanostructured phosphors [8] have also opened avenues for nanoscale temperature sensing, critical for applications in microelectronics, catalysis, and biomedical diagnostics where conventional contact thermometry is impractical.

Despite these advances, luminescence thermometry faces several challenges. One major limitation is the influence of environmental factors such as background fluorescence, scattering, and photobleaching, which can degrade signal quality and affect measurement accuracy. Additionally, the calibration of luminescent thermometers often requires careful consideration of material-specific responses over the desired temperature range, posing difficulties for universal application. Ensuring reproducibility and stability of luminescent probes, especially under harsh or dynamic conditions, remains a critical hurdle. Furthermore, while lifetime-based techniques offer robustness against intensity fluctuations, they often

demand sophisticated instrumentation, which can limit practical deployment.

Addressing these challenges requires a multidisciplinary approach. Advancements in material design, such as the engineering of core-shell nanostructures or hybrid composite systems, aim to enhance luminescence efficiency and environmental stability. Concurrently, the integration of luminescence thermometry with emerging photonic technologies, such as fiber-optic sensors and plasmonic enhancement, promises improved sensitivity and miniaturization. Novel data analysis methodologies, including machine learning algorithms, are increasingly employed to deconvolute complex luminescence signals and improve temperature readout accuracy [9].

Looking ahead, the future of luminescence thermometry is poised to benefit from the convergence of material science, optics, and computational techniques. Development of multifunctional luminescent probes capable of simultaneous temperature sensing and other environmental monitoring (e.g., pressure, pH) will expand application horizons. There is also growing interest in *in vivo* thermometry, where biocompatible luminescent nanoparticles could enable non-invasive monitoring of physiological temperature with unprecedented spatial resolution. Additionally, scaling luminescence-based sensors for industrial use, especially in extreme environments such as high-temperature reactors or cryogenic systems, offers significant practical value.

This plenary talk will thus not only synthesize current knowledge and highlight the seminal contributions of researchers but also engage with emerging trends and unresolved questions in luminescence thermometry. By fostering an interdisciplinary dialogue, the lecture aims to inspire collaborative research efforts that will overcome existing barriers and unlock the full potential of luminescence-based temperature sensing in both scientific and technological contexts.

## REFERENCES

1. M. Dramićanin, *Luminescence thermometry: Methods, Materials and Applications*, Woodhead Publishing, 2018.
2. M.D. Dramićanin, J. Appl. Phys. **128**, 040902 (2020).
3. M.D. Dramićanin, Methods Appl. Fluoresc. **46**, 042001 (2016).
4. L. Marciniak, K. Kniec, K. Elzbieciak-Piecka, K. Trejgis, J. Stefanska, M. Dramićanin, Coord. Chem. Rev. **469**, 214671 (2021).
5. M.D. Dramićanin, Ł. Marciniak, S. Kuzman, W. Piotrowski, Z. Ristić, J. Periša, I. Evans, J. Mitrić, V. Đorđević, N. Romčević, M.G. Brik, C.-G. Ma, Light Sci. Appl. **11**, 279 (2022).
6. M.D. Dramićanin, A.N. Alodhayb, A. Ćirić, Condens. Matter **9**, 46 (2024).

7. T.A. Alrebdi, A.N. Alodhayb, Z. Ristić, M. D. Dramićanin, *Sensors* **23**, 3839 (2023).
8. Lj. Đačanin Far, M.D. Dramićanin, *Nanomaterials* **13**, 2904 (2023).
9. A. Ćirić, Z. Ristić, T. Gavrilović, J. Periša, M. Medić, B. Milićević, M. D. Dramićanin, *Laser Photonics Rev.* in press (2025).

# ESR SPECTROSCOPY OF THE FERMI-LIQUID OF SPINONS IN ANTIFERROMAGNETIC CHAINS

A.I. Smirnov

*P.L. Kapitza Institute for Physical Problems RAS, Moscow, Russia*

*E-mail: [smirnov@kapitza.ras.ru](mailto:smirnov@kapitza.ras.ru)*

$S = 1/2$  spin chains with antiferromagnetic exchange have a peculiar ground state of a quantum spin liquid, without classical magnetic order. However, this state is strongly correlated and may be described as an ensemble of delocalized quasiparticles with spin  $S = 1/2$ . These quasiparticles are fermions and are called spinons. Excitations which are observed in experiments on inelastic neutron scattering or electron spin resonance are pairs of quasiparticles and holes which occur when a spinon is transferred from a state below the Fermi-level to the outside. The spectrum of the energy transmitted to excitations at a fixed transmitted pulse turns out to be a wide band and has the form of a so-called two-spinon continuum, radically different from the spectrum of magnons in a conventional antiferromagnet. In the conventional fermionic systems such as electrons in metals fermions are microparticles of matter, while in the spin chains fermions are collective dynamic structures of the macroscopic spin system in a dielectric crystal.

We study the absorption spectra of microwaves in crystals of  $K_2CuSO_4Br_2$  containing chains of  $Cu^{2+}$  ions ( $S = 1/2$ ) and  $Cs_2CoCl_4$  with chains of  $Co^{2+}$  ions ( $S = 3/2$ ) and obtain experimental evidence for the existence of spinons and for their Fermi-liquid interaction. The interaction of spinons of the “backscattering” type, along with the Dzyaloshinsky-Moriya interaction, leads to an additional shift of the boundaries of the spinon continuum in presence of the magnetic field. Based on the experimental determination of the spectral boundaries and their dependence on the magnetic field, the probability of scattering of spinons on each other and the renormalization of the spectrum due to the Fermi-liquid type interaction in  $K_2CuSO_4Br_2$  was determined [1].

For  $Cs_2CoCl_4$  crystals with chains of  $Co^{2+}$  ions ( $S = 3/2$ ) with strong anisotropy, a pseudospin representation with the effective spin  $s = 1/2$  is possible because  $S_z = \pm 3/2$  states separated by a large gap are not populated. The chains of pseudospins exhibit XXZ-type anisotropy, their spectrum retains the general appearance of a two-spin continuum. However, in contrast to Heisenberg chains, XXZ chains show a splitting of  $k = 0$  states already in the zero field, which arises upon the decrease of temperature when the intrachain correlations appear [2]. We observe the formation of a spectrum corresponding to the collective motion of spins in the XXZ chain when the sample is cooled in the range from 2 to 0.2 K, after which a magnetic ordering occurs with another radical restructuring of the spectrum. The shift in the frequency of magnetic resonance as a result of the development of spin-liquid correlations corresponds to the theoretical

spectrum of the XXZ chain of pseudospins  $s = 1/2$ , obtained by the DMRG method [3].

The results obtained indicate the Fermi-liquid (i.e., non-Fermi-gas) behavior of spinons, as well as the existence of well-defined quasi-particles in the spin-liquid phase of the XXZ-chain antiferromagnet.

*The work was supported by the Russian Science Foundation grant No. 22-12-00259.*

## REFERENCES

1. K.Yu. Povarov et al., Phys. Rev. Lett. **128**, 187202 (2022).
2. T.A. Soldatov, V.S. Edelman, A.I. Smirnov, Appl. Magn. Resonance **55**, 1137 (2024).
3. P. Laurell et.al., Phys. Rev. Lett. **127**, 037201 (2021).

# MAGNETIC AND ELECTRONIC PROPERTIES OF IRON HYDRIDES AND THE $\epsilon$ -Fe PHASE AT HIGH PRESSURES BASED ON MÖSSBAUER SPECTROSCOPY DATA AND SUPERCONDUCTIVITY EFFECTS

I.S. Lyubutin<sup>1</sup>, A.G. Gavriluk<sup>1,2</sup>, A.A. Mironovich<sup>2</sup>,  
A.G. Ivanova<sup>1</sup>, D.N. Trunov<sup>2</sup>, S.N. Aksenov<sup>2</sup>, M.V. Lyubutina<sup>1</sup>, I.A. Troyan<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, Kurchatov Complex of Crystallography and Photonics, National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Institute for Nuclear Research RAS, Troitsk, Moscow, Russia*

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

Electronic, magnetic, vibrational and structural properties of pure  $\epsilon$ -Fe iron and its hydrogen compounds FeH<sub>x</sub> (iron poly- or superhydrides) were studied at high pressures and low temperatures [1–3]. Synchrotron Mössbauer spectroscopy NFS (Nuclear Forward Scattering), Raman spectroscopy, micro-contact (Andreev) spectroscopy, electrical resistivity studies, as well as the synchrotron X-ray diffraction were used. Pure atomic iron in the  $\epsilon$ -Fe phase was studied in the range of  $P$ - $T$  conditions ( $P = 15 - 241$  GPa,  $T = 4.2 - 300$  K). An anomaly in the electronic properties in the pressure range of about 150 GPa was revealed. In the entire studied range of  $P$ - $T$  conditions, the  $\epsilon$ -Fe phase exhibits diamagnetic properties and retains the *hcp* crystal structure [2].

Iron polyhydrides were synthesized at high pressure by laser heating of the initial  $\epsilon$ -Fe iron in ammonia borane BH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub> medium in high-pressure diamond anvils cells. Atomic hydrogen H<sub>2</sub> was released as a result of thermal decomposition of BH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub> during heating with powerful laser radiation and reacted with iron. As a rule, the result of such synthesis is the formation of multiple FeH<sub>x</sub> phases, whose saturation of iron with hydrogen is in the range  $x = 1 - 6$ . It was shown that the hydrogen content depends on the value of the applied pressure, temperature and time of synthesis, as well as on the uniformity of the power distribution in the laser beam. From the evolution of the Mössbauer spectra it was established that in the pressure range up to 130 GPa both magnetic and non-magnetic (or weakly magnetic) phases of FeH<sub>x</sub> are synthesized. At pressures above 150 GPa non-magnetic phases begin to appear, but with significantly different electronic properties. This follows from the value of the isomer shift, which differs from its value in  $\epsilon$ -Fe. Above  $P \sim 160$  GPa, FeH<sub>x</sub> phases were synthesized, exhibiting superconducting properties with a critical superconducting transition temperature in the range  $T_c \sim 12 - 30$  K [3]. The value of  $T_c$  depends on the pressures and synthesis conditions.

The equipment of the Collective Use Center "Accelerator Center for Neutron Studies of the Structure of Matter and Nuclear Medicine" of the INI RAS was used in the preparation of the samples. X-ray structural and Mössbauer studies were carried out within the framework of the state assignment of the National Research Center "Kurchatov Institute"

## REFERENCES

1. A.G. Gavriiliuk, V.V. Struzhkin, S.N. Aksenov, A.G. Ivanova, A.A. Mironovich, I.A. Troyan, and I.S. Lyubutin, *JETP Letters* **116**, 804 (2022).
2. A.G. Gavriiliuk, V.V. Struzhkin, S.N. Aksenov, A.A. Mironovich, I.A. Troyan, A.G. Ivanova, and I.S. Lyubutin, *JETP Letters* **117**, 126 (2023).
3. A.G. Gavriiliuk, I.A. Troyan, V.V. Struzhkin, D.N. Trunov, S.N. Aksenov, A.A. Mironovich, A.G. Ivanova, and I.S. Lyubutin, *JETP Letters* **118**, 742 (2023).

# HIGH-RESOLUTION FOURIER SPECTROSCOPY OF CRYSTALS WITH f- AND d-IONS. TEMPERATURE, MAGNETIC FIELD, AND STRAIN SENSORS

M.N. Popova<sup>1</sup>, S.A. Klimin<sup>1</sup>, B.Z. Malkin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS, Moscow, Troitsk, Russia*

<sup>2</sup>*Kazan Federal University, Kazan, Russia*

E-mail: [popova@isan.troitsk.ru](mailto:popova@isan.troitsk.ru)

At the S.I. Vavilov State Optical Institute, where Pyotr Petrovich Feofilov worked, research was conducted on various types of spectroscopy, including Fourier spectroscopy. High-resolution, wide-range Fourier spectroscopy is a powerful method for studying extended spectra rich in narrow lines. It is used in atomic and molecular spectroscopy, and at the Institute of Spectroscopy, it was first applied to solid-state problems, specifically to studying the spectra of crystals activated by rare-earth (RE) and transition-metal ions.

The report will briefly describe the features of the method and its history, then examine examples of research carried out at the Fourier Spectroscopy Laboratory of the Institute of Spectroscopy in collaboration with theoreticians from Kazan Federal University and many experimental groups from various scientific institutions, both engaged in the synthesis of crystals and their study using other methods (EPR, X-ray and neutron methods, magnetic, magnetoelectric, dielectric, thermodynamic measurements). We demonstrated that high-resolution Fourier transform spectroscopy provides record-breaking sensitivity in detecting impurities, defects, and stresses in crystals, which can be used for quality control and to improve crystal growth technology. The method enables the study of structural and magnetic phase transitions and the determination of magnetic structure types, including in cases where this is impossible or difficult to achieve using neutron methods. Various functional materials were studied, including multiferroics, phosphors, and crystals for quantum electronics and quantum informatics. Many types of optical quantum memory utilize hyperfine levels of RE ions in crystals, and we investigated the hyperfine and isotopic structure in the spectra. A microscopic theory of the isotopic structure in the spectra of rare-earth ions, induced by both isotopic disorder in the crystalline matrix and the mass difference between the nuclei of RE isotopes, was developed. Spectral lines with a specific dip in the center were discovered, corresponding to transitions involving orbitally degenerate electron states. To explain the contours of these lines, a theory of deformation-induced broadening and splitting of spectral lines was constructed, including the derivation of a generalized distribution function for the components of the random deformation tensor induced by point defects or domain boundaries in an elastically anisotropic continuum.

A recent upgrade to the experimental setup based on a Bruker 125HR Fourier transform spectrometer allows us to record not only

absorption and reflectance spectra but also luminescence spectra with a resolution of up to 0.0006 cm<sup>-1</sup> [1]. This has opened up research opportunities in the field of remote luminescence monitoring of low temperatures, magnetic fields, and deformations [1–3].

*This report was prepared with the financial support of the Russian Science Foundation (grant no. 23-12-00047).*

## REFERENCES

1. K.N. Boldyrev, B.Z. Malkin, M.N. Popova, Light: Sci. & Appl. **11**, 245 (2022).
2. M. Diab, K.N. Boldyrev, M.N. Popova, Opt. Mater. **160**, 116676 (2025).
3. M.N. Popova et al., Phys. Rev. Materials (under review).

# CONCEPT OF THZ RADIATION VISUALIZATION USING RARE-EARTH DOPED FLUORESCENT NANOSENSORS

V.V. Semashko<sup>1,2</sup>, G.S. Shakurov<sup>1</sup>, O.A. Morozov<sup>1,2</sup>, S.L. Korableva<sup>2</sup>,  
V.I. Kolesnikova<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Kazan E.K. Zavoisky Physical-Technical Institute, Kazan, Russia*

<sup>2</sup>*Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia*

E-mail: [ua4pcy@mail.ru](mailto:ua4pcy@mail.ru)

The THz range (0.1–10 THz, 3 mm – 30  $\mu\text{m}$ ) is located between the microwave and far IR spectral regions and is still poorly explored by mankind. The THz radiation interacts with the low frequency vibrational modes of molecules and allows obtaining unique functional information about objects and phenomena that is inaccessible using other radiation of the electromagnetic spectrum. In particular, THz radiation can penetrate various materials, enabling the contrast differentiation of materials by their molecular composition and the identification of hidden objects. Besides, it is non-ionizing and completely harmless to living matter. That is why detection and visualization of THz radiation is a prospective powerful tool for exploring in biology, medical theranostics [1], security & military screening [2], materials science, defectoscopy [3], advanced communication systems [4] etc. The development of physical principles for the designs of highly sensitive fast-response real-time detectors and visualizers of microwave and terahertz radiation is the pressing and urgent task.

In this report, we propose a paradigm of THz radiation visualization, which is the result of the synthesis of previously proposed ideas regarding of microwave radiation imaging ("radiovisor") [5] and metallic nanoparticles THz-to-heat converters for thermal imaging systems [6]. Here the opportunity of implementing detectors and visualizers based on activated fluoride nanoparticles, which simultaneously are efficient THz-radiation absorber and high-sensitive luminescent temperature sensors is discussed and developed. Rare-earth doped fluoride nanocrystals, having low values of heat capacity, thermal conductivity, density and efficient fluorescence [7] are a promising materials for such kind sensors. It is possible to design bulk and/or composite nanoparticles of the "core-shell" type, where interStark transitions of ground state rare-earth ions, water clusters or metal inclusions can be use to absorb THz radiation and the followed heating can be detected by their spectral-luminescent properties dependent on temperature. The advantages and disadvantages of this approach are analyzed and various approaches of such kind sensors/visualizers are evaluated.

The features of the synthesis of rare-earth ions doped fluoride nanoparticles of various compositions and morphology are presented, their absorption and fluorescent spectral-kinetic characteristics in THz and optical spectral and temperature ranges in which their maximum

temperature sensitivity is realized are analyzed and reviewed. The detection thresholds for THz radiation and the inertial properties of temperature sensors-visualizer based on fluoride nanoparticles are evaluated. The results of first experiments are demonstrated. Further prospects of THz fluorescent nanovisualizers are discussed.

## REFERENCES

1. T. Amini, F. Jahangiri, Z. Ameri Z, et.al., J. Lasers Med Sci. **12**, 1 (2021).
2. A. Gong, Appl. Spectr. Rev. **55**(5), 418 (2019).
3. D. Woolard, J. Jensen, R. Hwu, M. Shur, *Terahertz Science and Technology for Military and Security Applications*. 10.1142/6608, 2007.
4. Y. Huang, Y-Ch. Shen, J. Wang, Engineering. **22**(7), 106 (2022).
5. A.P. Bazhulin, N.A. Irisova, V.A. Sarosov et.al. Vestnik AN SSSR. **12**, 122 (1973).
6. K.A. Moldosanov, V.M. Lelevkin, P.V. Kozlov, et.al., J. of Nanophotonics, **6**, 061716-1 (2012).
7. V.V. Semashko, The 30th Int. Conf. on Adv. Laser Tech. N-I-3 (2023).

# METHOD FOR DETERMINING THE PROBABILITIES OF TRANSITIONS FROM INDIVIDUAL COMPONENTS OF AN EXCITED MULTIPLET BASED ON THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE LIFETIME

A.A. Kornienko<sup>1</sup>, E.B. Dunina<sup>1</sup>, L.A. Fomicheva<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Vitebsk State Technological University, Vitebsk, Belarus*

<sup>2</sup>*Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus*

E-mail: [a\\_a\\_kornienko@mail.ru](mailto:a_a_kornienko@mail.ru)

The lifetime of an excited multiplet is an important characteristic that is taken into account when designing lasers. Lifetime measurements are sometimes supplemented by measurements of its temperature dependence. The first measurements of the temperature dependence were performed more than 50 years ago and continue to be performed at present. However, a consistent theoretical description of the experimental temperature dependence was recently performed in [1]. In this work, the following formula for the oscillator strength was proposed for a correct description of radiative and absorption transitions taking into account the temperature dependence:

$$f_{JJ'} = \frac{f_{JJ'}^{J-O}}{(2J+1)} \sum_j \sum_i \frac{Kc(\Gamma_i)SR(\Gamma_i, \Gamma'_j)g(\Gamma_i)g(\Gamma'_j) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{\Gamma_i}}{kT}\right)}{Z} \quad (1)$$

Here as  $f_{JJ'}^{J-O}$  one can use the oscillator strengths determined by the Judd-Ofelt theory,  $Kc$  are correction factors,  $SR(\Gamma_i, \Gamma'_j)$  is the matrix of selection rules for radiative transitions,  $\Delta E_{\Gamma_i} = E_{\Gamma_i} - E_{\Gamma_1}$  is the energy of the component with an irreducible representation  $\Gamma_i$  of the multiplet  $J$  relative to the component with the lowest energy of this multiplet,  $k$  is the Boltzmann constant,  $Z$  denotes the statistical sum.

The results of the description of the experimental temperature dependence [2] of the lifetime of the  $^4F_{3/2}$  multiplet of the  $Nd^{3+}$  ion in  $LiYF_4$  using formula (1) are presented in Figure.

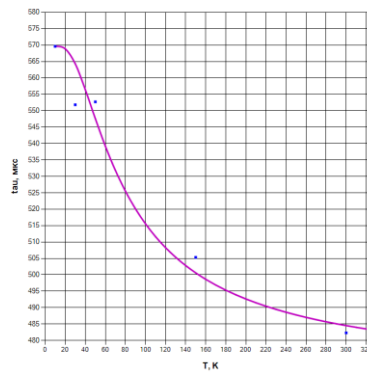


Fig. The dots indicate the experimental values

The following parameters were selected as variable parameters:  $Kc[\Gamma_{7,8}] = 1$ ,  $Kc[\Gamma_{5,6}] = 1.4$ . The following transition probabilities correspond to them:  $W(\Gamma_{7,8}) = 1755 \text{ c}^{-1}$ ;  $W(\Gamma_{5,6}) = 2457 \text{ c}^{-1}$ .

Thus, a good description of the experimental dependence and probability of transitions from the components of the excited multiplet is obtained.

## REFERENCES

1. Ant. Kornienko, P. Loiko, E. Dunina, L. Fomicheva, A. Kornienko, Opt. Mat. **148**, 114808 (2024).
2. Demirbas, J. Thesinga, M. Kellert et al, Opt. Mat. Expr. **12**, 4712–4730 (2022).

## LUMINESCENCE CRYOTHERMOMETRY

S.A. Klimin<sup>1</sup>, M. Diab<sup>1,2</sup>, M.N. Popova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Spectroscopy RAS, Troitsk, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia*

E-mail: [klimin@isan.troitsk.ru](mailto:klimin@isan.troitsk.ru)

Remote temperature measurement based on temperature-dependent characteristics of luminescence of objects (decay time, position, width, and intensity of lines) is widely used in various fields of science and technology. It allows monitoring the course of chemical reactions and various technological processes and obtaining temperature distribution maps with good spatial resolution, which is especially valuable for biomedical applications. The above applications require measurements near room temperature and above, and luminescent measurements in this temperature range are well developed. Luminescence of crystals with *f*- and *d*-ions, organic molecules, quantum dots, color centers in diamonds is used. The cryogenic temperature range is almost unmastered, while such measurements are necessary, for example, when conducting low-temperature experiments, in space research, in modern quantum technologies.

For luminescence measurements of temperatures in the range of 3–150 K, we proposed using measurements of the relative intensities *LIR* (line intensity ratio) and the widths  $\Delta\nu$  of the lines of transitions between the crystal-field levels of lanthanide and chromium ions in crystals [1–6], and for even lower temperatures – measuring the intensity distribution of the hyperfine structure components in the spectrum of the  $\text{Ho}^{3+}$  ion in a crystalline position with sufficiently high symmetry [7]. Luminescent Boltzmann ratiometric thermometers based on  $\text{K}_2\text{YF}_5:\text{Er}^{3+}$  [1],  $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$  [2],  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  [4], and  $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4:\text{Cr}^{3+}$  [5] crystals were proposed with maximum absolute sensitivities near temperatures from 3 K to 60 K. In this case, the luminescence of the  $\text{Er}^{3+}$  ion was recorded in the region of about 1.5  $\mu\text{m}$  at the  $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$  transition, which falls within the transparency window of optical fibers. In [6], magnetic phase transitions in multiferroic  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  crystal (at 37 and 9 K) were recorded using the luminescence of erbium introduced as a probe into this crystal, with simultaneous temperature monitoring.

To measure ultra-low temperatures, a line with a frequency of 6089.3  $\text{cm}^{-1}$  in the luminescence spectrum of a monoisotopic  $^7\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$  crystal in the  $^5\text{I}_5 \rightarrow ^5\text{I}_7$  transition was selected. This line has a well-resolved hyperfine structure and falls into the standard U-range for fiber-optic communication. The distribution of the intensities of hyperfine components was calculated taking into account the mixing of the wave functions of crystal-field levels by hyperfine interactions and under the assumption of the Boltzmann distribution of the populations of hyperfine sublevels. A technique for

recording the temperature using all components of the hyperfine structure was developed.

*We thank the co-authors of [1–7] K.N. Boldyrev, A.D. Molchanova, E.P. Chukalina, T.A. Igolkina, M. Bettinelli, and N.M. Khaidukov. The work was carried out with financial support from the Russian Science Foundation (grant No. 23-12-00047).*

## REFERENCES

1. K.N. Boldyrev et al., *Оптика и спектроскопия*, **131**(10), 1335 (2023).
2. K.N. Boldyrev et al., *J. Lumin.* **271**, 120591 (2024).
3. S.A. Klimin et al., *Optical Materials* **149**, 115086 (2024).
4. M. Diab, K.N. Boldyrev, M.N. Popova, *Opt. Mater.* **160**, 116676 (2025).
5. А.Д. Молчанова и др., *Оптика и спектроскопия*, **132**(4), 406 (2024).
6. M.N. Popova, M. Diab, K.N. Boldyrev, *Magn. Reson. Solids* **26**, 24210 (2024).
7. М.Н. Попова, М. Диаб, К.Н. Болдырев *УФН*, **194** (11), 1177 (2024).

# RAMSEY RESONANCES IN OPTICALLY DENSE CRYSTALS WITH RARE-EARTH IONS

S.A. Moiseev, K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev, I.V. Brekotkin  
*Kazan Quantum Center, Kazan National Research Technical University  
named after A.N. Tupolev-KAI, Kazan, Russia*  
E-mail: [s.a.moiseev@kazanqc.org](mailto:s.a.moiseev@kazanqc.org)

Optical and electronic spin transitions in rare-earth ions have a long quantum coherence lifetime, which is why these ions attract great attention in the development of modern quantum technologies [1], among which the development of photon echo quantum memory (QM) occupies a noticeable place [2] as one of the basic elements of an optical quantum repeater. Photon echo QM protocols in crystals with rare-earth ions (REI) is interesting for its ability to store a large number of light pulses, as was demonstrated, for example, by storing more than 1,000 such pulses in one of such QM protocols [3]. Multi-pulse excitation schemes of coherent atomic ensembles are also used in the formation of Ramsey resonance lines with a narrow spectral width  $\delta\omega_R$ , which are actively used in high-resolution spectroscopy, as well as in the creation of optical clocks and frequency standards [4]. Narrow Ramsey lines are always formed by excitation of an optically thin atomic medium by a sequence of laser pulses with specially prepared temporal shapes. In this work, we show the possibility of using multiple photon echo signals, that occur in optically thick crystals doped by REIs, to create ultra-narrow Ramsey resonances [5], the width of which can be greatly reduced compared to  $\delta\omega_R$ .

The excitation of a two-level inhomogeneous broadened optically thick resonant medium by a sequence of two and three parallel propagating laser pulses separated by preset time intervals was considered. The total pulse area of the laser pulses were chosen to be close to  $\pi$ . These pulses are rapidly absorbed in the medium, causing the appearance of photon echo signals in its depth. It is shown that a sequence of multiple photon echo signals already occurs in the depth of the medium, leading to the formation of a group of excited atoms with ultra-narrow Ramsey resonance lines, the spectral width of which decreases in the depth of the medium as  $\delta\omega_{R,od} \sim \delta\omega_R e^{-\alpha L/2}$  (where  $\alpha L$  is the optical density of the resonant junction,  $\alpha$  is the coefficient of resonant absorption of the medium, and  $L$  is its length). The behavior of the line shape of these resonances was studied depending on the parameters of the laser pulses and the probing methods. It is shown that ultra-narrow Ramsey lines can be generated with  $\alpha L \gg 1$  and their probing by a probe pulse propagating in parallel (antiparallel) with exciting laser pulses, as well as in orthogonal geometry.

An experiment was conducted to detect the predicted narrowing of Ramsey lines for two-pulse excitation of an optical transition of erbium ions in a  $^{167}\text{Er}^{3+} \text{Y}_2\text{SiO}_5$  crystal with an optical thickness  $\alpha L = 3.8$ . The detected

narrowing of the Ramsey line is about 2.5 times, their shape and parameters are well described by the presented theory.

*This research was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (Reg. No. NIOKTR 121020400113-1).*

## REFERENCES

1. P. Goldner, A. Ferrier, and O. Guillot-Noel, Chapter 267, *Rare earth-doped crystals for quantum information processing*, Elsevier, pp. 1–78, 2015.
2. S.A. Moiseev, M.M. Minnegaliev, K.I. Gerasimov, E.S. Moiseev, A.D. Deev, Y.Y. Balega, *Physics-Uspekhi* **68** (5), 431–451, (2025).
3. M. Bonarota et al *New J. Phys.* **13** (1), 013013 (2011).
4. N.F. Ramsey, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 541 (1990).
5. S.A. Moiseev, K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev et al., arXiv:2505.13146.

# JAHN-TELLER MAGNETS

A.S. Moskvina<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Mikheev Institute of Metal Physics, UD RAS, Ekaterinburg, Russia*

E-mail: [alexander.moskvina@urfu.ru](mailto:alexander.moskvina@urfu.ru)

We classify compounds based on Jahn-Teller 3d and 4d ions with configurations of the  $t_{2g}^{n_1}e_g^{n_2}$  type in a highly symmetric octahedral, cubic or tetrahedral environment and with the ground state orbital *E*-doublet as Jahn-Teller (JT) magnets [1, 2]. These are compounds based on tetra-complexes with the  $d^1$  configuration ( $Ti^{3+}$ ,  $V^{4+}$ ,  $Cr^{5+}$ ), low-spin (LS)  $d^3$  configuration ( $V^{2+}$ ,  $Cr^{3+}$ ,  $Mn^{4+}$ ), high-spin (HS)  $d^6$  configuration ( $Fe^{2+}$ ,  $Co^{3+}$ ), octa-complexes with the HS  $d^4$  configuration ( $Cr^{2+}$ ,  $Mn^{3+}$ ,  $Fe^{4+}$ ,  $Ru^{4+}$ ), LS  $d^7$  configuration ( $Co^{2+}$ ,  $Ni^{3+}$ ,  $Pd^{3+}$ ), as well as octa-complexes with the  $d^9$  configuration ( $Cu^{2+}$ ,  $Ni^{1+}$ ,  $Pd^{1+}$ ,  $Ag^{2+}$ ). All JT configurations of *d*-ions include one  $e_g$ -electron or one  $e_g$ -hole over stable, fully or half-filled shells, which makes them unstable with respect to the anti-JT disproportionation reaction, leading to the formation of a system of S-type electron and hole centers with an orbitally non-degenerate ground state [2], equivalent to a system of effective composite spin-singlet or spin-triplet bosons in a non-magnetic or magnetic lattice [2]. The class of JT magnets includes a large number of promising materials with competition of orbital, spin and charge degrees of freedom, which are in the focus of modern condensed matter physics, such as manganites  $RMnO_3$ , ferrates  $(Ca,Sr)FeO_3$ , ruthenates  $RuO_2$ ,  $(Ca,Sr)RuO_3$ ,  $(Ca,Sr)_2RuO_4$ , a wide range of ferropnictides (FePn) and ferrochalcogenides (FeCh), 3D-nickelates  $RNiO_3$ , 3D-cuprate  $KCuF_3$ , 2D-cuprates ( $La_2CuO_4$ , ...) and nickelates  $RNiO_2$ , silver-based compounds ( $AgO$ ,  $AgF_2$ ). These materials have a wide range of unique properties from various types of orbital [1], spin, charge, and spin-charge ordering, unusual quasi-metallic behavior, to metal-insulator transitions and spin-triplet superconductivity [2].

The report discusses the classification of JT magnets, the original method of charge triplets and effective Hamiltonians, which allows for an adequate description of the electronic structure of JT magnets, possible phase states, phase diagrams, magnetic and optical properties of actual JT magnets beyond the so-called "*ab initio*" methods based on the density functional theory (DFT).

## REFERENCES

1. K.I. Kugel', D.I. Khomskii, Sov. Phys. Uspekhi, **25**, 231 (1982).
2. A.S. Moskvina, Magnetochemistry **9**, 224 (2023).

# THE JAHN-TELLER EFFECT IN PHYSICAL ACOUSTICS. DOPED CRYSTALS

V.V. Gudkov<sup>1</sup>, N.S. Averkiev<sup>2</sup>, M.N. Sarychev<sup>1</sup>, I.V. Zhevstovskikh<sup>1,3</sup>,  
S. Zherlitsyn<sup>4</sup>, N.Yu. Tavrunova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*A.F. Ioffe Physical Technical Institute RAS, Saint-Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russia*

<sup>4</sup>*Hochfeld-Magnetlabor Dresden (HLD-EMFL), Helmholtz-Zentrum  
Dresden-Rossendorf, Germany*

E-mail: [v.v.gudkov@urfu.ru](mailto:v.v.gudkov@urfu.ru)

The Jahn – Teller effect (JTE) currently includes the phenomena associated with the Jahn-Teller theorem [1], which states that “all degenerate electronic states of non-linear molecules are unstable whether the degeneracy is due to electronic orbits or to spin”. This theorem does not directly relate to crystals, but to describe crystals with a low concentration of substitution impurities, a molecular model is used that considers Jahn – Teller (JT) complexes, each of which consists of an ion with orbital degeneracy (often 3d ions) and its nearest environment. Prior to substitution, the metal ion is in a highly symmetric coordination (tetrahedral, cubic or octahedral), and after substitution, the complex undergoes tetragonal, trigonal or orthorhombic distortions, which leads to changes in the energy of the ground and excited states, and the appearance of associated features in magnetic resonance and optical spectra (see, e.g., [2]), as well as elastic characteristics [3]. Thus, if we use a more general approach, we can consider the manifestation of the JTE in magnetism (magnetostatics and magnetodynamics), electromagnetism and physical acoustics. For completeness, we should also mention thermal physics, but experiments in this area are few [4]. Thermophysical and magnetostatic experiments provide information related to transitions between the ground and close excited energy levels, magnetic resonance experiments - between those split by a magnetic field, optical - between the ground and higher energy levels, and acoustic - information related to the ground state. Consequently, for the most complete description of the JT complexes, all these experimental techniques should be used.

In this report, we will focus on the experimental advantages of physical acoustics in terms of studying the JTE in impurity crystals, meaning a low impurity concentration, such that the JT complexes could be considered as a thermodynamic ensemble with structural elements that do not interact with each other. In this case, the substitutional impurities are located at the lattice sites with a highly symmetric environment. In this experiment, as a rule, changes in the amplitude  $A$  and phase  $\varphi$  of the signal propagated through the sample are measured as a function of an external parameter (temperature  $T$ , magnetic field  $B$ ) at a fixed frequency

( $\omega$ ). These changes are associated with changes in attenuation  $\alpha$  and phase velocity  $v$  as follows:

$$\Delta\alpha = -\frac{1}{l} \ln \frac{A}{A_0}, \quad \frac{\Delta v}{v_0} = \frac{\Delta\varphi}{\varphi_0}, \quad (1)$$

where  $k = \omega/v$  is the wave number,  $l$  is the distance travelled by the wave, and quantities with index 0 correspond to values determined at some fixed parameter, such as  $T_0$  for temperature. Measurements of the attenuation and phase velocity are in fact measurements of the complex wave number:

$$\frac{\Delta k}{k_0} = -\frac{\Delta v}{v_0} - i \frac{\Delta\alpha}{k_0}, \quad (2)$$

which is the solution of the wave equation, which includes the components of the elastic modulus tensor  $c_{ijkl}$ . The elastic moduli define stress tensor  $\sigma_{kl}$  which are thermodynamic forces conjugate to the strain tensor  $\varepsilon_{kl}$  as thermodynamic coordinates and determine the Helmholtz free energy. The elastic moduli are calculated when interpreting the experimental results, so it is natural to present the experimental results recalculated into components of the dynamic (frequency-dependent) complex elastic moduli. If in an experiment the change in the phase of a signal is determined by the change in frequency, we can use

$$\frac{\Delta c}{c_0} = 2 \left( \frac{\Delta\omega}{\omega_0} + i \frac{1}{k_0 l} \ln \frac{A}{A_0} \right). \quad (3)$$

Here and below, where it is not necessary, tensor indices are omitted.

The first studies by M. Sturge's group showed: (i) the JTE in an ultrasonic experiment has an anisotropic nature (it only appears in modes with elastic displacements corresponding to the polarization of active vibronic modes), (ii) the attenuation maximum associated with the JTE has a relaxation, and not a resonance nature, as it was predicted before [5], (iii) from the experimentally determined temperature dependence of the relaxation time, it is possible to establish the relaxation mechanisms, which proved to be thermal activation and tunneling through a potential barrier, accompanied by the absorption and emission of thermal phonons (see references in [3]).

An expression for the contribution of the JT subsystem to the attenuation of ultrasonic waves (i.e., to the imaginary part of the elastic modulus) was derived to interpret the results of experiments in the  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ni}^{3+}$  crystal [3]. This expression was generalized for the JT contributions of both components of the complex dynamic elastic modulus in [6]:

$$\frac{c^{JT}}{c_0} = \frac{(c^{JT})^T}{c_0} \frac{1}{1 + i\omega\tau}, \quad (4)$$

where  $(c^{JT})^T$  is the isothermal contribution of the JT subsystem to the elastic modulus,  $\tau$  is the configurational relaxation time (the time of equilibration of the JT complexes over the states characterized by different deformations of the complexes). The expression for the components

$(c_{ijkl}^{JT})^T$  is determined by the derivative of the JT contribution to the Helmholtz free energy density  $F^{JT}$  over the components of the relative deformation tensor  $\varepsilon_{ij}$  [7]:

$$(c_{ijkl}^{JT})^T = \left( \frac{\partial^2 F^{JT}}{\partial \varepsilon_{ij} \partial \varepsilon_{kl}} \right)_{\varepsilon \rightarrow 0}, \quad (5)$$

and  $F^{JT}$  is expressed by the statistical sum  $Z$  [8]:

$$F^{JT} = -nk_B T \ln Z, \quad (6)$$

$$Z = \sum_{i=1}^m \exp \left( -\frac{\Delta E_i^S}{k_B T} \right), \quad (7)$$

where  $n$  is the concentration of JT complexes,  $k_B$  is the Boltzmann constant, the index “S” indicates the symmetry properties of the global minima of the adiabatic potential energy surface (APES),  $E$  for tetragonal,  $T$  for trigonal or  $OR$  for orthorhombic symmetry,  $m = 3, 4, 6$  is the number of minima for the cases of symmetry  $E, T, OR$ , respectively:

$$(c_{ijkl}^{JT})^T = -nk_B T \left( \frac{\partial^2 \ln Z}{\partial \varepsilon_{ij} \partial \varepsilon_{kl}} \right)_{\varepsilon \rightarrow 0}. \quad (8)$$

The explicit form of the moduli  $(c_{ijkl}^{JT})^T$ , in the case of crystals with the wurtzite structure, was obtained in [9], and for the crystals with the sphalerite and fluorite structure it was reported in [10]. From the expressions given in these works, it is clear which modes should exhibit anomalies in the temperature dependences of the attenuation and velocity of ultrasound depending on symmetry properties of the global minima of the APES that form the ground state.

Thus, ***the statement about the anisotropy of the JTE in the ultrasonic experiments on  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ni}^{3+}$  crystal, formulated in [3], was not only generalized comprising crystals of different symmetry. In the addition, possibility of experimentally determining the symmetry properties of the APES extrema of the JT complexes was demonstrated.*** These symmetry properties depend on the relation between the values of the force constants and the constants of vibronic coupling, linear and quadratic, and are *a priori* unknown. Note that this possibility is not available when conducting other types of experiments without model consideration. It is due to the fact that the equations of motion in physical acoustics contain tensors of the fourth rank  $(c_{ijkl}^{JT})$ , and not of the second  $(\varepsilon_{ij}^{JT}, \chi_{ij}^{JT})$ , as in electromagnetism.

From the equations (5–8), it can be noticed that the explicit form of expressions for the JT contribution to isothermal moduli has the form:

$$(c_{ijkl}^{JT})^T = A_{ijkl} \frac{na_0^2 F_S^2}{k_B T}, \quad (9)$$

where  $a_0$  is the distance from the JT center to the nearest anion,  $A_{ijkl}$  is a constant, and  $F_S$  is a linear constant of the vibronic coupling (in this case, the index  $S$  indicates the tetragonal  $E$  or trigonal  $T$  distortions). Calculation of the constants  $A_{ijkl}$  is complicated one and it is individually performed for matrices of different symmetries and for the JT complexes of different configurations.

It can be shown that if we introduce the notation of temperature  $T_1$ , such that  $\omega T_1 = 1$  (not to be confused with the spin-lattice relaxation time), then expression (4) can be written in the form:

$$\frac{c^{JT}}{c_0} = 2 \frac{Re\ c^{JT}(T_1) \cdot T_1}{c_0 T} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} + i 2 \frac{Im\ c^{JT}(T_1) \cdot T_1}{c_0 T} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (10)$$

The value of  $T_1$  can be determined experimentally by the maximum of  $\alpha(T) \cdot T$ , thus,  $Re\ c^{JT}(T_1)$  and  $Im\ c^{JT}(T_1)$  also become known from the experiment. As a result, the joint solution of equations (9) and (10) for  $T = T_1$  leads to two expressions, one of which includes data obtained from attenuation measurements, the second one includes data from velocity measurements. This, in addition to other known experimental parameters, contains  $F_S^2$ , which makes it possible to quantitatively determine the linear constants of vibronic coupling by two independent methods. If the force constants are known from another experiments, than the obtained values of  $F_S^2$  allow us to determine the JT stabilization energies and the JT deformation of the complexes. Thus, ***the methods of physical acoustics make it possible to determine the static properties of the JT complexes, namely, the values of the extrema of the adiabatic potential energy surface and their positions in a five-dimensional coordinate system of symmetrized displacements.***

If we substitute the experimentally determined dependencies  $Re\ c^{JT}(T)/c_0$  and  $Im\ c^{JT}(T)/c_0$  into the left-hand side of Eq. (10), we obtain two independent equations for determining the temperature dependence of the configurational relaxation time  $\tau(T)$ :

$$\tau(T) = \frac{1}{\omega} \left\{ \frac{Im\ c^{JT}(T_1) \cdot T_1}{Im\ c^{JT}(T) \cdot T} \pm \sqrt{\left[ \frac{Im\ c^{JT}(T_1) \cdot T_1}{Im\ c^{JT}(T) \cdot T} \right]^2 - 1} \right\}, \quad (11)$$

$$\tau(T) = \frac{1}{\omega} \sqrt{2 \frac{Re\ c^{JT}(T_1) \cdot T_1}{Re\ c^{JT}(T) \cdot T} - 1}. \quad (12)$$

In Eq. (11) the «+» sign is taken for  $T < T_1$  and «–» for  $T \geq T_1$ . Expression (11) differs from that utilized earlier by Sturge's group [11] in that the value of  $T_1$  is used rather than the position of the attenuation maximum  $T_m$ . Actually,  $T_m \cong T_1$ , but this approximation does not take into account the hyperbolic variation in the isothermal modulus with temperature. It is valid for peaks of width  $\Delta T \ll T_1$ . The study of the temperature dependence of relaxation time [12] showed that the

mechanisms proposed by Sturge [3] describe relaxation processes well, and at low temperatures the processes of tunneling through the potential barrier are dominant, which allows us to classify ultrasound studies of the JTE in doped crystals as quantum acoustics [13]. The tunneling mechanism with the emission of one phonon ensures a relaxation rate proportional to temperature and leads to the non-zero attenuation of ultrasound even in the limit of zero temperature, which is a very impressive result. Thus, ***the methods of physical acoustics also make it possible to study the dynamic properties of JT subsystems, namely, the relaxation mechanisms that are directly related to the properties of individual nuclear complexes: their adiabatic potential energy surface and the probabilities of transition from one state to another by means of quantum tunneling.***

*The work was partially financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (the basic part of the state assignment, project no. FEUZ-2023-0013).*

## REFERENCES

1. H.A. Jahn and E. Teller, *Proc. Roy. Soc.* **A161**, 220 (1937).
2. I.B. Bersuker, *The Jahn-Teller effect*, Cambridge: Cambridge University Press, 2006.
3. M.D. Sturge, in *Solid State Physics*, Eds: F. Seitz, D. Turnbull, H. Ehrenreich, New York: Academic Press, vol. 20, 1967, pp. 92-213.
4. W. Mac et al. *Phys. Rev. B* **50**, 14144 (1994).
5. I.B. Bersuker, *JETP* **17**, 1060 (1963).
6. V.V. Gudkov, in *The Jahn-Teller effect*, Eds: H. Koppel, D.R. Yarkony, H. Barentzen, Heidelberg: Springer, 2009, pp. 743-766.
7. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics*, Vol. 7: *Theory of Elasticity*, Moscow: Fizmatlit, 2003; New York: Pergamon, 1986.
8. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics*, Vol. 5: *Statistical Physics*, Moscow: Fizmatlit, 2002; Oxford: Pergamon, 1980.
9. N.S. Averkiev et al., *JETP* **129**, 72 (2019).
10. M.N. Sarychev et al., *JETP* **135**, 473 (2022).
11. M.D. Sturge et al., *Phys. Rev.* **155**, 218 (1967).
12. M.N. Sarychev et al., *JETP Letters* **113**, 47 (2021).
13. M.N. Sarychev et al., *Phys. Rev. B* **109**, 214104 (2024).

# EFFECT OF $\text{Sc}^{3+}$ CONCENTRATIONS ON THE OPTICAL PROPERTIES OF YTTRIUM SCANDIUM ALUMINUM GARNETS DOPED WITH RARE EARTH CATIONS

A.A. Kravtsov, E.A. Brazhko, D.P. Bedrakov, V.A. Tarala  
*North-Caucasus Federal University, Stavropol, Russia*  
E-mail: [Vtarala@ncfu.ru](mailto:Vtarala@ncfu.ru)

Garnet-structured materials are widely used as matrices for rare earth ions (Re) due to their high thermal conductivity, mechanical strength, and thermal stability. Among the various garnets, yttrium scandium aluminum garnet (YSAG) deserves special attention. Its crystal lattice exhibits tolerance to the partial substitution of yttrium ( $\text{Y}^{3+}$ ) in dodecahedral sites and aluminum ( $\text{Al}^{3+}$ ) in octahedral sites by scandium ( $\text{Sc}^{3+}$ ). When selecting a material with desired properties, it is important to understand how changes in the crystal environment of the rare earth ion affect the properties of  $\text{YSAG:Re}$ .

The aim of this study was to identify the effects of  $\text{Sc}^{3+}$  concentrations in dodecahedral and octahedral sites on the optical properties of  $\text{YSAG:Re}$ -based ceramics (where  $\text{Re} = \text{Sm}$  and  $\text{Nd}$ ). Optical ceramics  $\text{YSAG:Re}$  were obtained by non-reactive sintering of nanocrystalline powders, which were solid solutions with a garnet structure. The composition of the samples is described by the general formula  $\{\text{Y}_{3-x-y}\text{Sc}_x\text{Re}_y\}[\text{Al}_{2-z}\text{Sc}_z]\text{Al}_3\text{O}_{12}$ , where  $0 < x < 1.5$ ;  $y = 0.03$  ( $\text{Nd}$ ) and  $y = 0.15$  ( $\text{Sm}$ ),  $0 < z < 1.0$ . The optical quality of the obtained ceramics can be assessed by the spectra shown in Fig.

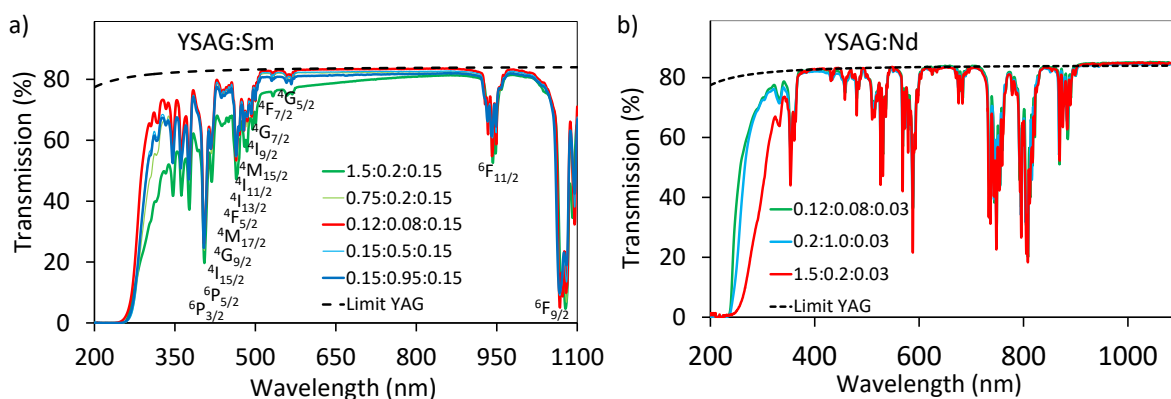


Fig. Transmission spectra of YSAG:Sm (a) and YSAG:Nd (b) ceramic samples, composition code  $x:y:z$ .

For the studied  $\text{YSAG:Re}$  compositions, the effects of inhomogeneous broadening and shifts of the Stark bands in luminescence and absorption were recorded. It was suggested that the inhomogeneous broadening of the luminescence bands is caused by the presence of nonequivalent  $\text{Re}^{3+}$  centers. Thus, in the nearest environment of  $\text{Re}^{3+}$ , there can be from 0 to 4  $\text{Sc}^{3+}$  ions in the octahedral position ( $4\text{Al}^{3+}-0\text{Sc}^{3+}$ ;  $3\text{Al}^{3+}-1\text{Sc}^{3+}$ ;  $2\text{Al}^{3+}-2\text{Sc}^{3+}$ ;  $1\text{Al}^{3+}-3\text{Sc}^{3+}$ ;  $0\text{Al}^{3+}-4\text{Sc}^{3+}$ ) and from 0 to 4 in the dodecahedral site ( $4\text{Y}^{3+}-0\text{Sc}^{3+}$ ;  $3\text{Y}^{3+}-1\text{Sc}^{3+}$ ;  $2\text{Y}^{3+}-2\text{Sc}^{3+}$ ;  $1\text{Y}^{3+}-3\text{Sc}^{3+}$ ;  $0\text{Y}^{3+}-$

4Sc<sup>3+</sup>). In other words, the number of possible nonequivalent centers in YSAG:Re should be at least 25. All these centers are formed with probabilities that depend on the composition of the scandium-containing garnet. With an increase in Sc<sup>3+</sup> concentration to 50 at.%, the diversity of nonequivalent centers reaches its maximum. In addition, the influence of Sc<sup>3+</sup> concentrations on the nephelauxetic effect was revealed.

*The study was carried out within the framework of the state assignment of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (FSRN-2025-0001).*

# EXCITATION OF LUMINESCENCE OF $\text{Ln}^{3+}$ IONS OUTSIDE THEIR ABSORPTION BANDS IN ACTIVATED GLASSES

G.E. Malashkevich<sup>1</sup>, V.V. Kouhar<sup>1</sup>, A.A. Sukhodola<sup>2</sup>, V.N. Sigaev<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*B.I. Stepanov Institute of Physics NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

<sup>2</sup>*Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus*

<sup>3</sup>*Mendeleev Russian University of Chemical Technology, Moscow, Russia*

E-mail: [g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by](mailto:g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by)

The first report on the observation of luminescence of rare-earth ions at laser excitation outside their absorption bands in oxide glasses was made more than 10 years ago [1]. However, the proposed interpretation of the nature of the observed effect, based on the hypothesis of the formation of a continuum of defective centers in the glass [2] and the transfer of excitations from them to the activator, seems unlikely. Therefore, in the present work, an attempt is made to achieve greater clarity in understanding the reasons for this effect using the example of a number of oxide glasses activated by  $\text{Tb}^{3+}$  and  $\text{Yb}^{3+}$  ions.

It has been established that the luminescence of the activators used at such excitation takes place only with the appearance of supercontinuum generation in the matrix and is carried out by non-radiative transfer of excitations from Raman satellites broadened by phase self- and cross-modulation. A necessary condition for the implementation of this process is that the activator has energy states resonant to the Raman satellites and optical phonons generated by the supercontinuum. In this case, scanning along the spectrum of the matrix of the wavelength of laser radiation can be accompanied by excitation of various optical centers. Noteworthy is the active role in the process of transferring excitations of oscillatory oscillators not only of the matrix, but also of impurities, in particular,  $\text{OH}^-$ -groups, and the contribution of the latter depends on the strength of their connection with the structural glass grid. It should also be noted that despite the overlap of the supercontinuum spectrum with the absorption bands of the activators used, the contribution of radiative transferring to the excitation of their luminescence is practically absent; no excitation of the activators was detected as a result of two-photon absorption.

The described effect can be used to obtain a population of a metastable state of activators uniform in volume, as a new tool for studying the interaction of the activators with the matrix and impurity oscillatory oscillators, as well as studying the microstructure of optical materials.

## REFERENCES

1. A.S. Pinheiro, A.M. Freitas, G.H. Silva et al., Chem. Phys. Letters, **592**, 164–169 (2014).
2. W. Stambouli, H. Elhouichet, B. Gelloz et al., J. Lumin., **132**, 205–209 (2012).

# EFFECT OF MAGNETOELECTRIC NONRECIPROCITY IN SUBMILLIMETER EPR SPECTROSCOPY OF IMPURITY $^{166}\text{Er}^{3+}$ IONS IN $^7\text{LiYF}_4$ SINGLE CRYSTAL

M.V. Eremin<sup>1</sup>, V.F. Tarasov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia*

<sup>2</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center  
of RAS, Kazan, Russia*

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

During the study of the effect of a magnetic field on photon echo signals of  $^{166}\text{Er}^{3+}$  impurity ions in  $\text{LiYF}_4$  and  $\text{LiLuF}_4$  single crystals the effects of magnetoelectric nonreciprocity and butterfly-shaped hysteresis were found [1]. The intensity of the photon echo was dependent on the direction of the magnetic field and on the direction of its scanning. The echo signals were observed at the transition between the levels of the  $^4\text{I}_{15/2}$  and  $^4\text{F}_{9/2}$  multiplets. Here we report that magnetoelectric nonreciprocity was observed during the study of resonant transitions between the levels of the ground and first excited doublets of the ground  $^4\text{I}_{15/2}$  multiplet of  $^{166}\text{Er}^{3+}$  ions in an isotopically pure  $^7\text{LiYF}_4$  single crystal. The effect of nonreciprocity is manifested as a dependence of the amplitude of the resonant signals on the direction of the magnetic field and the orientation of the sample in the magnetic field. This is demonstrated by the spectra shown in Fig.

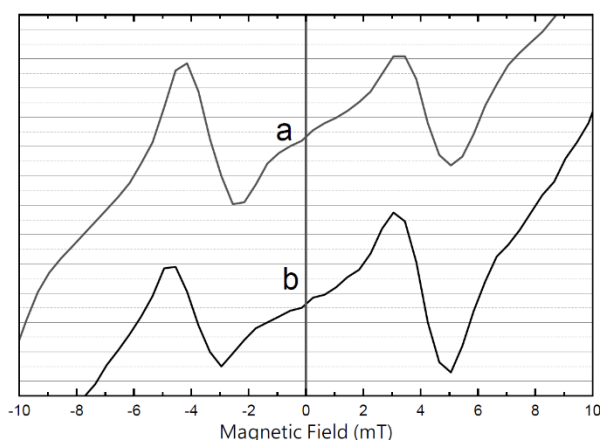


Fig. EPR spectra of inter-doublet transitions of  $^{166}\text{Er}^{3+}$  ions in  $\text{LiYF}_4$ . The spectra (a) and (b) are recorded with the sample rotated at  $180^\circ$

A quantum mechanical calculation of the probability of magnetic and electric dipole transitions has shown that for some orientations of the sample in the magnetic field, these probabilities are comparable. The nonreciprocity effect is explained by the interference of the probability amplitudes of magnetic and electric dipole transitions, the nature of interference depends on the orientation of the sample in the magnetic field. For more information, see [2].

## REFERENCES

1. A.M. Shegeda, S.L. Korableva, O.A. Morozov et al., JETP Letters, **117**, 267 (2023).
2. M.V. Eremin, V.F. Tarasov, JETP Letters, **121**, 434 (2025).

# SUBTERAHERTZ EXCITATION SPECTRA OF $\text{LiY}_x\text{Dy}_{1-x}\text{F}_4$ CRYSTALS

G.S. Shakurov<sup>1</sup>, A.D. Shishkin<sup>1</sup>, I.V. Romanova<sup>2</sup>, V.V. Semashko<sup>1,2</sup>,  
O.A. Morozov<sup>1,2</sup>, S.L. Korableva<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute FRC Kazan Scientific Center RAS,  
Kazan, Russia*

<sup>2</sup>*Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia*

E-mail: [shakurov@kfti.knc.ru](mailto:shakurov@kfti.knc.ru)

Crystals of double fluorides containing rare earth impurities have been intensively studied for many years. Interest in these compounds is associated with numerous applications in various fields of physics. They are used as efficient lasers and as model systems for studying tunneling processes in molecular magnets. Many works are devoted to studying magneto-optics and optoacoustics processes in them. One of the interesting features of these compounds is the fairly close arrangement of excited states within the ground multiplet. In particular,  $\text{LiYF}_4\text{:Ho}^{3+}$  has Stark levels of 0, 6.8 and 23  $\text{cm}^{-1}$ ,  $\text{LiYF}_4\text{:Er}^{3+}$  has 0, 17  $\text{cm}^{-1}$ ,  $\text{LiYF}_4\text{:Dy}^{3+}$  has 0, 14.4  $\text{cm}^{-1}$ , and  $\text{LiYF}_4\text{:Tm}^{3+}$  has 0, 31  $\text{cm}^{-1}$ . This circumstance makes them very attractive systems for applications in terahertz range technology, one of the urgent tasks of which is the creation of sensitive detectors. Recently, it was proposed to register terahertz radiation by changing the luminescence spectra. For this, it is necessary for the detector to intensively absorb terahertz waves, which will lead to an increase in the detector temperature and a change in the luminescence spectrum. Double fluoride crystals that allow the entry of rare-earth ions from fractions of a percent to concentrated systems have the necessary properties. Moreover, the presence of closely spaced Stark levels allows increasing the absorption of terahertz waves, and the dependence of the electron states of the rare-earth ion on the magnetic field to change the regions of the resonance absorption bands. Therefore, a detailed spectroscopic study is a prerequisite for the use of double fluorides in terahertz technology. We present the results of studying  $\text{LiY}_x\text{Dy}_{1-x}\text{F}_4$  crystals in the subterahertz (50–600 GHz) frequency range using EPR spectroscopy methods.

Previously, we studied a dilute system ( $\text{LiYF}_4\text{:Dy}$  0.05%) by EPR spectroscopy in the subterahertz range [1]. The value of the Stark splitting between the ground and first excited doublet of the ground multiplet  $^6\text{H}_{15/2}$  was determined and the frequency-field dependence of the resonance transitions between doublets was obtained. In the present work, it was found that an increase in the concentration of dysprosium ions leads to a noticeable decrease in the Stark splitting between doublets and a strong increase in the effective g-factor when observing interdoublet transitions. In the concentrated sample ( $\text{LiYF}_4$ ), the effective g-factor is more than twice the value obtained for the dilute crystal in the orientation when the magnetic field is orthogonal to the symmetry axis. In addition, anisotropy of the EPR signal intensity was detected when rotating the crystal around the

symmetry axis. The report discusses possible reasons for the observed features in the study of the concentration series.

## REFERENCES

1. G.S. Shakurov et al., Phys. of the Solid St. **50**, 1619 (2008).

# OPTICAL PHENOMENA IN NON-CENTROSYMMETRIC ANTIFERROMAGNET $\text{CuB}_2\text{O}_4$

R.V. Pisarev

*Ioffe Institute RAS, Saint Petersburg, Russia*

*E-mail: [Pisarev@mail.ioffe.ru](mailto:Pisarev@mail.ioffe.ru)*

Copper metaborate  $\text{CuB}_2\text{O}_4$  crystallizes in a unique non-centrosymmetric tetragonal structure  $-42m$  [1], in which magnetic copper ions  $\text{Cu}^{2+}$  with an electron shell of  $3d^9$  and spin  $S = 1/2$  occupy two structurally nonequivalent  $4b$  and  $8d$  positions in the unit cell (Fig. 1). These structural features are manifested in a rich magnetic phase diagram [2] and in optical absorption spectra associated with electronic transitions in the crystal field (Fig. 2) [3].

$\text{CuB}_2\text{O}_4$  has been the subject of active research for two decades due to the observation of unusual magnetic and optical properties. The report will consider the features of linear spectra, nonlinear spectra of second harmonic generation and photoluminescence spectra.

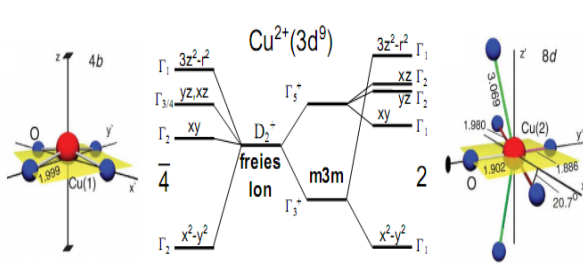


Fig. 1. Diagram of exciton states of copper ion in  $4b$  and  $8d$  positions.

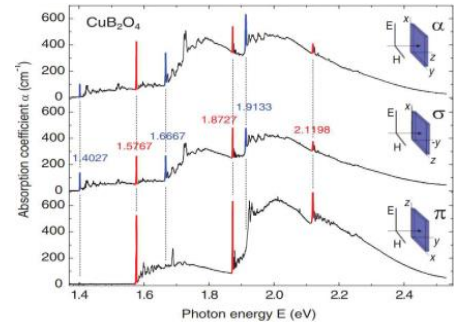


Fig. 2. Optical absorption spectrum in three main polarizations,  $T = 9$  K

Figure 2 shows the absorption spectra in polarizations  $\alpha$  ( $E||x$ ),  $\sigma$  ( $E||x$ ) and  $\pi$  ( $E||z$ ). They are characterized by a rich fine structure with a high polarization dependence, which is usually non typical for oxide magnets. Such a structure of the spectra allows one to unambiguously distinguish electric dipole (ED) and magnetic dipole (MD) transitions. In the spectra, it is possible to reliably distinguish phononless lines (excitons), which are accompanied by magnon and phonon satellites. A feature of the spectra is that phonon satellites are observed on all excitons. Excitons at 1.405, 1.667 and 1.913 eV can be unambiguously attributed to the  $4b$  subsystem, and they are observed predominantly in  $\alpha$ - and  $\sigma$ -polarizations. Excitons at 1.577, 1.873 and 2.120 eV transitions should be attributed to the  $8d$  subsystem, and they are observed mainly in the  $\pi$ -polarization. In addition, these two groups of excitons are characterized by different temperature behavior, namely, the virtual disappearance of  $4b$  excitons above  $T_N = 20$  K, while  $8d$  excitons are observed up to temperatures of

~150 K. The report will consider spectroscopic features of the second optical harmonic generation on exciton transitions and features of its behavior in a magnetic field of up to 10 T [4]. In conclusion, the results on rich photoluminescence spectra below 1.405 eV on the first exciton transition will be presented.

*The work was carried out within the framework of the RSF project No. 24-12-00348.*

## REFERENCES

1. M. Martinez-Ripoll, S. Martínez-Carrera and S. García-Blanco, Act.Crys. B **27**, 677 (1971).
2. A.E. Petrova and A.I. Pankraz, J. Exp. Theor. Phys. **126**, 506 (2018).
3. R.V. Pisarev and R.M. Dubrovin, J. Exp. Theor. Phys. **137**, 582 (2023).
4. N. E. Kopteva, D. Kudlacik, D.R. Yakovlev, M.V. Eremin, A.R. Nurmukhametov, M. Bayer, and R.V. Pisarev, Phys. Rev. B **105**, 024421 (2022).

# CALCULATION OF LIGHT EMISSION NONRECIPROCITY IN THE ANTIFERROMAGNET $\text{CuB}_2\text{O}_4$

A.R. Nurmukhametov, M.V. Eremin

<sup>1</sup>Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia

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

The phenomenon of optical nonreciprocity, where the absorption or emission of light differs depending on the direction of propagation, has attracted significant attention in recent years. In materials with broken time and space inversion symmetry, it can arise due to the interference of electric (ED) and magnetic (MD) dipole transitions [1].

The first quantum mechanical calculations of the probabilities of magnetic and electric dipole transitions, taking into account their interference in  $\text{CuB}_2\text{O}_4$ , were carried out in studies [2, 3]. Alongside microscopic calculations of matrix elements, a group-theoretical method was used to determine the invariant components of the magnetoelectric coupling tensor. In this work, we generalize previously obtained results and analyze the applicability of the interference scenario between magnetic and electric dipole transitions for modeling new experimental data recently reported in [4] on luminescence spectra in the 1.4 eV range in  $\text{CuB}_2\text{O}_4$ .

The unit cell of  $\text{CuB}_2\text{O}_4$  contains two types of copper ions in the 4b positions, with their local axes rotated relative to each other (geometric frustration). The frustration effect significantly affects the total luminescence intensity. To calculate the wave functions and matrix elements for ED and MD transitions, the crystallographic coordinate system was used, which simplified the calculation of the exchange fields acting on the excited states of the copper ions.

The energy levels and wave functions of the  $\text{Cu}^{2+}$  ions occupying the 4b positions were calculated by numerical diagonalization of the effective Hamiltonian:

$$H = H_{CF} + H_{SO} + H_Z + H_{ex}^{gg} + H_{ex}^{ge} \quad (1)$$

Here, the first three terms correspond to the crystal field, spin-orbit, and Zeeman interactions, respectively. The last two terms describe the exchange fields acting on the ground and excited states of the copper ions.

To describe electric dipole transitions, an effective operator was used, accounting for the mixing of the ground-state  $3d^9$  configuration with excited  $3d^84p$  and charge-transfer states:

$$H_E = \sum_{k,p,t} \{E^{(1)}U^{(k)}\}_t^{(p)} D_t^{(1k)p} \quad (2)$$

The values of  $D_t^{(1k)p}$  were estimated using formulas from [5], and the absolute value was then refined based on experimental data.

The relative transition intensities from the excited states  $\langle e_i |$  to the ground state  $|g\rangle$  were calculated using the formula (where  $Z$  is the partition function):

$$I_{eg} \propto \sum_i \left| \langle e_i | H_M + H_E | g \rangle \right|^2 e^{-\beta E_i} / Z \quad (3)$$

A key difference between absorption and luminescence calculations is the need to account for the level population, as the excited state splitting of 0.6 meV [3] becomes significant at experimental temperatures.

Due to the coexistence of both ED and MD contributions, interference terms (linear in both  $\mathbf{E}^\omega$  and  $\mathbf{B}^\omega$ ) appear, leading to directional asymmetry in luminescence. Figure illustrates this interference for transitions from the lower (a–c) and upper (d–f) excited doublet components.

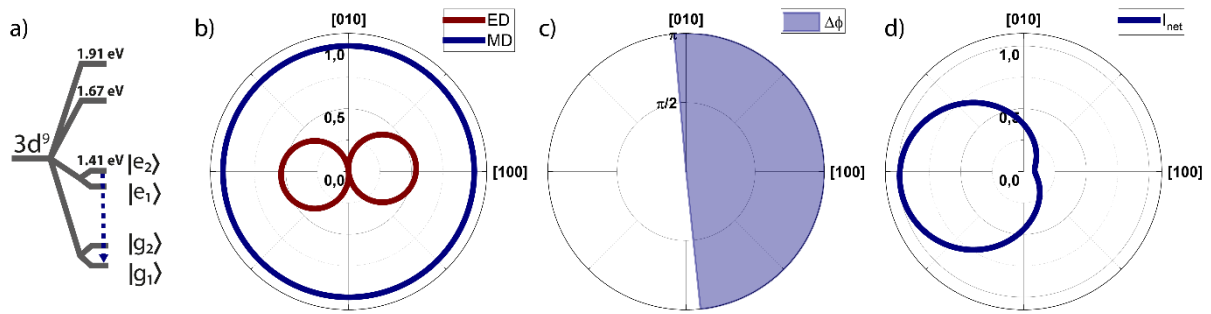


Fig. a) Energy level scheme of Cu<sup>2+</sup>; the arrow marks the analyzed transition. Diagrams (b–d) are calculated for position A1, with the light wave  $\mathbf{k}^\omega \parallel \mathbf{a}$ ,  $\mathbf{E}^\omega \parallel \mathbf{b}$ ,  $\mathbf{B}^\omega \parallel \mathbf{c}$ , and an external magnetic field  $B = 0.5$  T rotating in the ab-plane of the crystal. The polar angle indicates the direction of the external magnetic field, starting from the a-axis. Radial values represent: b) normalized matrix element magnitudes, c) phase difference between ED and MD matrix elements, d) normalized total transition intensities. Depending on the phase relationship between ED and MD contributions, the total transition intensities are either enhanced (constructive interference) or suppressed (destructive interference).

Our calculations reproduce the main features of the experimental data obtained in [4] and allow us to construct spatial emission distribution diagrams for different vector combinations. The absence of the effect for geometries with  $\mathbf{k}^\omega \parallel \mathbf{c}$  is explained. Specific directions and relative magnitudes of the vectors corresponding to the maximum nonreciprocity effect are calculated.

The authors thank R.V. Pisarev and D.R. Yakovlev for valuable discussions of the experimental data and insightful comments.

## REFERENCES

1. S. Toyoda, N. Abe, S. Kimura, Y. H. Matsuda, T. Nomura, A. Ikeda, S. Takeyama, and T. Arima, Phys. Rev. Lett., **115**, 267207 (2015).
2. A.R. Nurmukhametov, M.V. Eremin, JETP **135** (3), 339–346 (2022).
3. K.N. Boldyrev et al., Magnetochemistry **9**, 95 (2023).

4. A.R. Nurmukhametov, D.R. Yakovlev, M.V. Eremin, R.V. Pisarev et al., *in preparation*.
5. M.V. Eremin, J. Exp. Theor. Phys. **129**, 990 (2019).

# HIGH-RESOLUTION LUMINESCENCE SPECTROSCOPY OF $\text{CaWO}_4\text{:Ho}^{3+}$

M.N. Popova<sup>1</sup>, M. Diab<sup>1,2</sup>, N.N. Kuzmin<sup>1</sup>, K.A. Subbotin<sup>3</sup>, A.I. Titov<sup>3</sup>,  
B.Z. Malkin<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS, Moscow, Troitsk, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia*

<sup>3</sup>*Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia*

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

Calcium tungstate ( $\text{CaWO}_4$ ) has a scheelite structure and possesses high mechanical strength, chemical resistance, and excellent optical properties. Both pure and doped with rare-earth elements,  $\text{CaWO}_4$  is widely used in various fields of photonics and optoelectronics. Due to the low density of nuclear spins in  $\text{CaWO}_4$ , the excitations of hyperfine sublevels of doping rare-earth ions in this crystal have long coherence times, which is of interest for modern quantum technologies. In this case, knowledge of the hyperfine structure (HFS) of rare-earth ion levels is essential. HFS in luminescence spectra can also be used to implement sensitive sensors of magnetic field, temperature and deformations.

This paper presents the results of a high-resolution ( $0,02\text{ cm}^{-1}$ ) study of the photoluminescence (PL) spectra of the  $\text{CaWO}_4\text{:Ho}^{3+}$  (0,01 at.%) crystal, including those in magnetic fields (up to 270 mT) under excitation by a diode laser with a wavelength of 641,6 nm. All PL lines were identified as being associated with  $\text{Ho}^{3+}$  ions substituting for  $\text{Ca}^{2+}$  ions at the  $S_4$  tetragonal symmetry sites with nonlocal charge compensation. For the first time, a well-resolved HFS was observed in the luminescence spectra of  $\text{CaWO}_4\text{:Ho}^{3+}$ . HFS was previously recorded in the absorption spectra of this crystal [1]. In the absorption spectra of  $\text{CaWO}_4\text{:Ho}^{3+}$ , the deformation splitting caused by the interaction of degenerate electron levels with random lattice strains and manifested in an increase in the central interval of the HFS was absent at holmium concentrations of less than 0,5 at.% [1]. In the PL spectrum of  $\text{CaWO}_4\text{:Ho}^{3+}$  (0,01 at.%), a pronounced increase in the central interval of the hyperfine structure for the line  $6740,3\text{ cm}^{-1}$  in the transition between the excited multiplets  $^5F_5$  and  $^5I_6$ , which cannot be observed in absorption, was found. This PL line, which falls into the S-transparency window of optical fibers, can serve as a sensitive indicator of internal strains for monitoring the quality of crystals. Using the lines  $8640,3$  and  $8582,7\text{ cm}^{-1}$  in the PL spectra of  $\text{CaWO}_4\text{:Ho}^{3+}$  (0,5 at.%), we realized a luminescent Boltzmann ratiometric thermometer. It has a maximum absolute sensitivity at a temperature of  $T_m = 21,5\text{ K}$ , the relative sensitivity at this temperature is  $10\text{ \% K}^{-1}$ . The  $g$ -factors were determined from the spectra depending on the magnetic field directed along the  $c$  axis (0–270 mT). We showed that magnetic field changes of  $\sim 0,3\text{ mT}$  can be

detected using the PL line  $5160,5\text{ cm}^{-1}$  with  $g = 25$ . Calculations of the crystal-field parameters were performed and the shape of the spectral lines was modeled taking into account hyperfine interactions and random lattice strains using the distribution function of random deformations caused by point defects in an elastically anisotropic  $\text{CaWO}_4$  crystal.

*The work was carried out within the framework of the state assignment of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation No. FFUU-2024-0004 for the Institute of Spectroscopy RAS. M.N.P. thanks the Russian Science Foundation for support (grant No. 23-12-00047).*

## REFERENCES

1. G.S. Shakurov et al, Phys. Chem. Chem. Phys. **16**, 24727 (2014).

# OPTICAL SPECTROSCOPY OF ZrO<sub>2</sub> AND HfO<sub>2</sub> NANOPARTICLES DOPED WITH RARE EARTH IONS

P.A. Ryabochkina<sup>1</sup>, S.A. Khrushchalina<sup>1</sup>, A.S. Alekseeva<sup>1</sup>,  
A.S. Bikeev<sup>1</sup>, V.I. Shlyapkina<sup>1</sup>, O.A. Kulikov<sup>1</sup>, N.Yu. Tabachkova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Ogarev Mordovia State University, Saransk, Russia*

<sup>2</sup>*Prokhorov Institute of General Physics RAS, Moscow, Russia*

*E-mail: [ryabochkina@freemail.mrsu.ru](mailto:ryabochkina@freemail.mrsu.ru)*

Earlier in [1] presents the results indicating that when YPO<sub>4</sub> nanopowders with a high concentration of Yb<sup>3+</sup> ions are excited by laser radiation with a wavelength of 970 nm and a high power density, broadband "white" radiation occurs in the visible region of the spectrum, which has a thermal nature. In [2], a mechanism was proposed for the occurrence of this radiation as a result of heating of YPO<sub>4</sub>:Yb nanopowders when exposed to intense laser radiation. It consists in the nonlinear interaction of Yb<sup>3+</sup> ions with each other and with defects in the crystal lattice. As a result of this interaction, the levels of structural defects located near the bottom of the conduction band are populated. As the temperature increases, electrons from these levels can move into the conduction band and interact with the phonons of the crystal lattice, which leads to significant heating of the dielectric nanoparticles, accompanied by the appearance of broadband "white" radiation.

This report presents the results of studies of the spectral luminescent characteristics of ZrO<sub>2</sub> and HfO<sub>2</sub> nanoparticles doped with rare earth (RE) ions (Er<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup>) with different concentrations, when they are excited by laser radiation in the near-infrared range ( $\lambda_{\text{exc}} \sim 980$  nm,  $\lambda_{\text{exc}} \sim 1500$  nm).

A comparative analysis of the characteristics of thermal radiation resulting from the excitation of ZrO<sub>2</sub> – 30mol%Yb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and HfO<sub>2</sub> – 30mol%Yb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanoparticles by laser radiation with  $\lambda_{\text{exc}} \sim 980$  nm and high power density has been performed. The results of a study of the cytotoxicity of ZrO<sub>2</sub> – 30mol.%Yb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and HfO<sub>2</sub> – 30mol.%Yb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanoparticles are presented, as well as the results of in vivo experiments (on mice), indicating that therapy using a suspension of ZrO<sub>2</sub>, HfO<sub>2</sub> nanoparticles with a high content of Yb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> has an antitumor effect against the malignant tumor melanoma B16.

*The study was carried out with the financial support of the Russian Science Foundation (grant No. 25-22-00281).*

## REFERENCES

1. S.A. Khrushalina, P.A. Ryabochkina, V.M. Kyashkin, A.S. Vanetsev, O.M. Gaitko, N.Yu. Tabachkova, JETP Letters. **103**, 342 (2016).
2. P.A. Ryabochkina, S.A. Khrushalina, V.M. Kyashkin, A.S. Vanetsev, O.M. Gaitko, N.Yu. Tabachkova, JETP Letters. **103**, 836 (2016).

## INVESTIGATION OF TRAPS IN WIDE-BAND LUMINESCENT MATERIALS

M.V. Zamoryanskaya, K.N. Orekhova, G.A. Gusev, V.A. Kravets,  
E.V. Dementeva, P.A. Dementev, A.N. Trofimov  
*Ioffe Institute RAS, Saint Petersburg, Russia*  
E-mail: [zam@mail.ioffe.ru](mailto:zam@mail.ioffe.ru)

Carrier traps can significantly affect the luminescent and scintillation properties of wide-bandgap materials, LEDs based on semiconductor nanoheterostructures and other luminescent functional materials. The presence of traps in some cases leads to deterioration of properties (reduction of the luminescence yield for phosphors, scintillators and LEDs). However, in some cases they can play a positive role, for example, in the development of memory devices (hopping conductivity in thin dielectric layers). The phenomenon of thermoluminescence, which is used in the creation of thermoluminescent sensors of ionizing radiation, is based on the capture of charge carriers by deep trap levels. Thus, the study of trap states is relevant and has not only fundamental but also practical significance. The main method for studying trap states is currently the thermoluminescence method. This method allows one to determine the activation energy of traps and the frequency factor, but does not provide information on the rate of capture of charge carriers by traps (charge localization on traps), the type of traps and their number. These problems can be solved by studying the dynamics of the cathodoluminescence intensity and the absorbed current during long-term irradiation of samples with an electron beam. Such studies can be performed using an electron microscope. In many cases, a slow change in the cathodoluminescence intensity and the absorbed current during continuous irradiation with an electron beam is associated with trap states, which, in turn, can be luminescence centers or affect the excitation of luminescence centers as a result of the transfer of excitation energy from the electrons of the primary electron beam. The nature of the dynamics of the absorbed current allows us to determine the type of trap (capture of electrons or holes, or both processes are possible simultaneously). The dependence of the time of change in the absorbed current and the cathodoluminescence intensity on the excitation density (current density of the electron beam) provides information on the rate of capture of charge carriers by traps, the dependence of the dynamics of the cathodoluminescence intensity on temperature allows us to estimate the activation energy of the trap. The relative change in the intensity of the cathodoluminescence bands and the absorbed current is associated with the content of traps in the region irradiated by the electron beam. Studying the kinetics of cathodoluminescence bands on irradiated and non-irradiated regions of the sample allows us to determine the interaction of traps with luminescence

centers. Studying the nature of trap states, their interaction with luminescence centers, and determining their activation energy by the local cathodoluminescence method opens up new possibilities in the application of scanning electron microscopy methods to study wide-bandgap materials.

This method was used in the study of yttrium aluminum garnets, zirconium and hafnium oxides, orthophosphates activated by rare earth element ions.

# TEMPERATURE-RESOLVED LUMINESCENCE SPECTRA OF MULTICOMPONENT FLUORIDES DOPED WITH $\text{Eu}^{2+}$ IONS

N.M. Khaidukov<sup>1</sup>, M.N. Brekhovskikh<sup>1</sup>, N.Yu. Kirikova<sup>2</sup>, V.A. Kondratyuk<sup>2</sup>,  
V.N. Makhov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *N.S. Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry RAS,  
Moscow, Russia*

<sup>2</sup> *P.N. Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia  
E-mail: [makhovvn@lebedev.ru](mailto:makhovvn@lebedev.ru)*

Among the technologies of luminescence thermometry, the most promising one is considered to be the "Luminescence Intensity Ratio" (LIR), which is based on measuring the temperature dependence of the ratio of the integral intensities of two luminescence bands recorded in one spectrum, in particular, two luminescence bands caused by transitions from two energy levels being in thermal equilibrium in some optically active ions. One of the variants of the LIR method is the use of phosphors doped with  $\text{Eu}^{2+}$  ion, which has similar energies of the lowest level of the  $4f^65d$  (hereinafter 5d) electronic configuration and the lowest excited  ${}^6\text{P}_{7/2}$  level of the  $4f^7$  (hereinafter 4f) electronic configuration. Such phosphors can exhibit simultaneously both broadband inter-configuration 5d-4f luminescence and narrowband intra-configuration 4f-4f ( ${}^6\text{P}_{7/2} - {}^8\text{S}_{7/2}$ ) luminescence of  $\text{Eu}^{2+}$  ions. These two types of luminescence have very different probabilities of radiative transitions, which leads to a strong dependence of their relative intensities on temperature. This feature creates prerequisites for the development of highly sensitive temperature sensors based on luminescent materials containing  $\text{Eu}^{2+}$  ions.

Ceramic samples of multicomponent cubic fluorides  $\text{Na}_2\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{F}_{14}$ ,  $\text{NaCaMg}_2\text{F}_7$ ,  $\text{Na}_3\text{CaMg}_3\text{AlF}_{14}$  and  $\text{Na}_4\text{Ca}_4\text{Al}_7\text{F}_{33}$  doped with  $\text{Eu}^{2+}$  ions have been obtained by solid-state synthesis. In these fluorides,  $\text{Eu}^{2+}$  doping ions have significantly different local environments and, as a result, different spectral and temperature properties of 5d - 4f and 4f - 4f luminescence bands. In particular, in  $\text{Na}_3\text{CaMg}_3\text{AlF}_{14}$  and  $\text{NaCaMg}_2\text{F}_7$ , having cubic pyrochlore crystal structure,  $\text{Eu}^{2+}$  4f - 4f luminescence band is observed only at low temperatures [1, 2]; in  $\text{Na}_4\text{Ca}_4\text{Al}_7\text{F}_{33}$ , a 4f - 4f luminescence band with a peak intensity comparable to that of the 5d - 4f  $\text{Eu}^{2+}$  luminescence band is observed in the spectrum up to rather high temperatures of ~650 K, whereas in  $\text{Na}_2\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{F}_{14}$  4f - 4f  $\text{Eu}^{2+}$  luminescence is absent in the spectrum in the entire studied temperature range of 77–670 K. The observed differences in the luminescence properties of  $\text{Eu}^{2+}$  ions in synthesized fluorides are due to the different energy positions of the emitting  $\text{Eu}^{2+}$  4f( ${}^6\text{P}_{7/2}$ ) and 5d levels relative to each other in these fluorides, in the structures of which  $\text{Na}^+$  and  $\text{Ca}^{2+}$  ions occupy different coordination polyhedra, as well as the presence of two or more europium centers in some fluorides. The temperature dependence of the  $\text{Eu}^{2+}$  luminescence intensity in synthesized fluorides in the region of

strong temperature quenching in the range of 400–500 K can potentially be used for luminescence thermometry with a maximum relative sensitivity of up to 3 %.

## REFERENCES

1. N.M. Khaidukov, M.N. Brekhovskikh, N.Yu. Kirikova, V.A. Kondratyuk, V.N. Makhov, *J. Lumin.* **272**, 120646 (2024).
2. N.M. Khaidukov, M.N. Brekhovskikh, N.Yu. Kirikova, V.A. Kondratyuk, V.N. Makhov, *Russ. J. Inorg. Chem.* **69**, 1327 (2024).

# SYNCHROTRON-BASED SPECTROSCOPIC INVESTIGATIONS OF NOVEL SCINTILLATORS: RECENT WORK AT DESY AND MAX IV FACILITIES

V. Pankratov

*Institute of Solid State Physics, University of Latvia, Riga, Latvia*

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

After its discovery in 1946/47, it took about 15 years until synchrotron radiation (SR) was systematically used for spectroscopy. From that time many spectroscopic methods under SR excitations have been developed. However, the tuneability of SR and its inherent well-defined time structure make it particularly well suited for time-resolved luminescence studies. Nevertheless, the first pioneering work was published only in 1970 reporting the luminescence spectroscopy experiments under SR excitations. The measurements were performed at TANTALUS storage ring (Wisconsin, USA). Afterwards, luminescence activities at other synchrotron centers around the world started. Since 1970 luminescence spectroscopy experiments have been carried out for instance at Tokyo synchrotron (Japan), at synchrotron center of Lebedev Physical Institute (Moscow, USSR), at ACO storage ring (Orsay, France), MAX-Lab (Lund, Sweden), UVSOR (Okazaki, Japan) and others. However, the most successful and significant luminescence experiments under SR were performed at SUPERLUMI setup. The SUPERLUMI endstation was constructed and developed as a user facility in 1981 at DORIS III storage ring of Hasylab at DESY (Hamburg, Germany) and it was a flagship experiment for three decades [1, 2].

Currently there are two experimental facilities in Europe which provide regular and user friendly luminescence experiments under synchrotron radiation excitations. The first one is photoluminescence end station (*FINESTLUMI*) [3] that was installed in 2019 on the Finnish-Estonian undulator beamline (FinEstBeAMS) [4, 5] of the 1.5 GeV storage ring at MAX IV Laboratory (Lund, Sweden). Another setup is new SUPERLUMI station installed on the P66 beamline of PETRA III storage ring at DESY (Hamburg, Germany) which is resumed its operation in 2020 [6]. Currently, both setups are actively utilizing by many user groups within and outside of Europe. The main parameters and components of both luminescence setups will be demonstrated and discussed.

The recent experiments as well as the recent significant results [7–13] obtained at *FINESTLUMI* and *SUPERLUMI* for prospective luminescent materials and scintillators will be briefly demonstrated and discussed. The obtained results clearly demonstrate advantages of synchrotron radiation in the luminescence spectroscopy of wide bandgap materials providing unique experimental data. Another attention will be paid on the analysis of time-resolved excitation spectra in vacuum ultraviolet spectral range in cerium doped high-entropy garnet single crystals, which are currently

among the most promising scintillator materials. The obtained results allows identify energy transfer processes as well as follow final stages of relaxation of electronic excitations in these compounds. The role of these processes in the luminescence efficiency in heavily irradiated garnet crystals by means of swift heavy ions [14, 15] will be also discussed.

## REFERENCES

1. G. Zimmerer, Rad. Measur. **42**, 859 (2007).
2. V. Pankratov and A. Kotlov, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B **474**, 35 (2020).
3. V. Pankratov, R. Pärna, M. Kirm et al., Radiation Measur. **121**, 91 (2019).
4. K. Chernenko, A. Kivimäki, R. Pärna et al., J. of Synch. Rad. **28**, 1620 (2021).
5. R. Pärna, R. Sankari, E. Kukk et al., Nucl. Inst. Meth. A **859**, 83 (2017).
6. Y. Smortsova, O. Chukova, M. Kirm et al., *The P66/Superlumi beamline at PETRA III storage ring of DESY*, J. of Synch. Rad. (2025).
7. A.P. Kozlova, V.M. Kasimova, O.A. Buzanov et al., Res. in Phys. **16**, 103002 (2020).
8. A. Shalaev, R. Shendrik et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B **467**, 17 (2020).
9. V. Pankratova, A.P. Kozlova, O.A. Buzanov et al., Scient. Rep. **10**, 20388 (2021).
10. E Radzhabov, R Shendrik, V. Pankratov, Journal of Lumin. **252**, 119271 (2022).
11. E Radzhabov, R Shendrik, V. Pankratov, Opt. Mat. **135**, 113235 (2023).
12. D. Sofich, V. Gavrilenko, V. Pankratova et al., Crystals **15**, 489 (2025).
13. R Shendrik, E. Radzhabov, A. Myasnikova et al., Scient. Rep. *Ultrafast core-to-core luminescence in BaF-LaF single crystals* (2025).
14. V. Pankratova, V.A. Skuratov, O.A. Buzanov et al., Opt. Mat.:X **16**, 100217 (2022).
15. V. Pankratova, J. Butikova, A. Kotlov et al., Opt. Mat.:X **23**, 100341 (2024).

# MICROSCOPIC NATURE OF THE TEMPERATURE BROADENING OF LUMINESCENCE SPECTRA OF SINGLE QUANTUM EMITTERS

A.V. Naumov<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>*P.N. Lebedev Physical Institute RAS, Branch in Troitsk, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow State Pedagogical University, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Institute of Spectroscopy RAS, Moscow, Russia*

E-mail: [a\\_v\\_naumov@mail.ru](mailto:a_v_naumov@mail.ru)

We provided a review on results of spectroscopy and fluorescence nanoscopy of single organic molecules, colloidal semiconductor quantum dots, and color centers in diamond, embedded in solid matrices (polymers, molecular crystals), in a wide range of cryogenic temperatures [1].

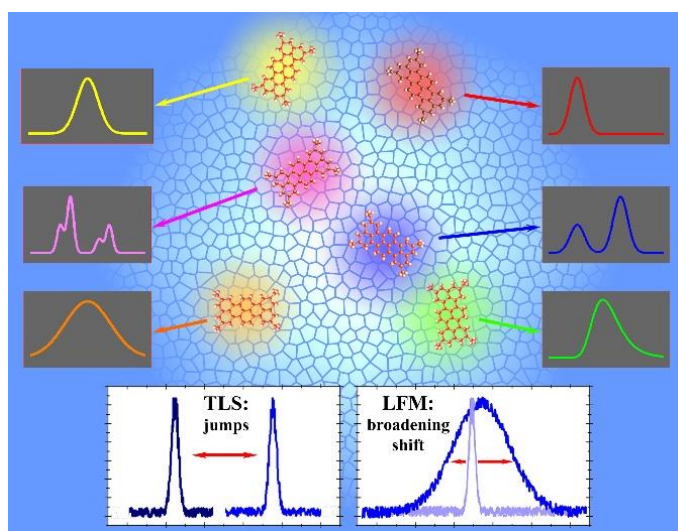


Fig. Illustration of the possibility of measuring local parameters of a solid matrix using ZPL of a single impurity quantum emitter.

We discussed the microscopic nature of the inhomogeneous broadening of optical absorption and luminescence spectra, as well as the mechanisms of homogeneous temperature broadening of the zero-phonon spectral lines (ZPL) of single quantum emitters of various types: organic luminescent molecules [2, 3], semiconductor quantum dots [4, 5], and color centers in diamond [6, 7] in a range of temperatures from a few to several tens of Kelvins. We demonstrated the possibility of directly probing local fields [8] and relaxation dynamics on the nanometer scale, measuring the parameters of low-energy elementary excitations of tunneling and phonon types [9], and study the influence of impurity centers on relaxation dynamics and the role of resonant phonon modes of the matrix [2, 3].

## REFERENCES

1. A.V. Naumov, Physics – Uspekhi. **56**, 605 (2013).
2. A.O. Savostianov, A.V. Naumov, JETP Lett. **120**, 332 (2024).

3. A.O. Savostianov, I.Y. Eremchev, T. Plakhotnik, A.V. Naumov, Phys. Rev. B. **110**, 045430 (2024).
4. K.R. Karimullin, A.I. Arzhanov, I.Y. Eremchev, B.A. Kulnitskiy, N.V. Surovtsev, A.V. Naumov, Laser Phys. **29**, 124009 (2019).
5. A.I. Arzhanov, A.O. Savostianov, K.A. Magaryan, K.R. Karimullin, A.V. Naumov, Photonics Russ. **15**, 622 (2021).
6. A.Yu. Neliubov, I.Yu. Eremchev, V.P. Drachev, S.S. Kosolobov, E.A. Ekimov, A.I. Arzhanov, A.O. Tarasevich, A.V. Naumov, Phys. Rev. B. **107**, L081406 (2023).
7. I.Yu. Eremchev, A.Yu. Neliubov, K.N. Boldyrev, V.G. Ralchenko, V.S. Sedov, L. Kador, A.V. Naumov, J. Phys. Chem. C. **125**, 17774 (2021).
8. A.V. Naumov, A.A. Gorshchev, M.G. Gladush, T.A. Anikushina, A.V. Golovanova, J. Köhler, L. Kador, Nano Lett. **18**, 6129 (2018).
9. S.V. Orlov, A.V. Naumov, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **78**, 184 (2014).

# MEASURING THE PROPERTIES OF AN ENSEMBLE OF LUMINESCENT CENTERS IN A CRYSTALLINE MEDIUM BY THE CHARACTERISTICS OF ITS SINGLE CENTERS

E.F. Martynovich, Ya.I. Grigorov, A.A. Tyutrin, V.P. Dresvyansky  
*Irkutsk Branch of the Institute of Laser Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*  
E-mail: [femto@bk.ru](mailto:femto@bk.ru)

Real luminescent or laser media often contain not one ensemble of luminescent quantum systems (luminescence centers), but a mixture of several ensembles. The interaction of optical radiation with such media is usually described by the density matrix method, the evolution of which is described by the Neumann equation [1, 2]. For a complete description, it is useful to have information on the number and properties of all ensembles participating in the processes of interaction of light and matter in the experiment. In direct experimental measurement, for example, of the spectral or temporal characteristics of the luminescence of any ensemble, it is necessary, in one way or another, to separate the luminescence of this ensemble from the luminescence of the accompanying ensembles. However, if there is a significant overlap of the spectral bands of different ensembles, or if poorly distinguishable values of their decay time constants are realized, then such a separation is difficult. This increases the measurement error.

In this paper, a method for measuring the luminescent characteristics of an ensemble is experimentally investigated, in which these characteristics are measured on individual centers [3], and the result for the ensemble is obtained by statistical averaging of the results obtained for the individual centers included in this ensemble. For this purpose, other possible characteristics are also preliminarily measured, including the characteristics of the time trajectories of the luminescence intensity, for all individual centers that are excited in this experiment. Then, for the entire set of their characteristics, all registered luminescent centers are compared with each other and distributed among individual ensembles. After this, statistically averaged values of various characteristics of each individual ensemble are calculated. It was convenient to conduct experimental testing of the described measurement method using the example of measuring the lifetime of ensembles of quantum systems (color centers) formed in a lithium fluoride single crystal under the action of ionizing radiation. Luminescence was excited by picosecond laser radiation with a wavelength of 532 nm and recorded in the spectral region from 655 to 725 nm, isolated by a band interference filter. The studies were carried out using a MicroTime 200 confocal luminescent scanning microscope with time resolution, operating in the time-correlated counting mode of single luminescent photons. The most frequently occurring centers were isolated in the first ensemble. The measured average lifetime of the centers of the first ensemble in the excited state was  $17.49 \pm 0.072$  ns. For the ensemble

with the second highest frequency of registration of centers, the lifetime in the excited state was  $(16.47 \pm 0.040)$  ns. In total, 11 different ensembles were registered under the above-mentioned excitation and registration conditions.

## REFERENCES

1. L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, Moscow: Fizmatgiz, 1963.
2. R. Pantell, G. Puthof, *Fundamentals of Quantum Electronics*, Moscow: MIR, 1972.
3. S.A. Zilov, N.D. Krivosheev, E.F. Martynovich, V.P. Dresvyanskiy, *J. of Lumin.* **286**, 121430 (2025).



**XIX International Feofilov Symposium on Spectroscopy of Crystals  
Doped with Rare Earth and Transition Metal Ions (IFS 2025)  
November 10–14, 2025 | Saransk, Russia**

## **Oral Sessions**

# SPECTROSCOPY OF POLARIZATION FLUCTUATIONS OF RARE-EARTH IONS IN DIELECTRIC MEDIA

V.O. Kozlov

*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

*E-mail: [v.o.kozlov@spbu.ru](mailto:v.o.kozlov@spbu.ru)*

In recent years, the spin noise spectroscopy (SNS) technique has become an important tool [1] for studying magnetic resonance, while possessing the capabilities of nonlinear optical methods [2] and, in some cases, simultaneously non-disturbing [3]. At the same time, the fact that SNS is a polarimetric technique made it possible to expand the scope of SNS to a number of "non-magnetic" physical systems, the properties of which are also manifested in light fluctuating in polarization, therefore it was advisable to introduce a generalization of the technique in the form of polarization fluctuation spectroscopy (SPF). Suitable objects for SPF can be systems that emit light with fluctuating polarization, for example, as in the case of radiation from a polariton condensate [4]. The same applies to media that transform the polarization state of light transmitted through the medium, for example, birefringence noise in glasses with rare earth ions (REI) [5].

This review report is devoted to the application of SPF, a generalized polarimetric technique developed on the basis of spin noise spectroscopy, to the study of REI in dielectric matrices. The main attention is paid to the study of REI in disordered media, in particular, in glasses, as well as in a number of isotropic and anisotropic crystals. The successful application of SNS to crystals with REI [6] led to the idea of its application to alloyed glasses with a huge predominance of the inhomogeneous width of the intra-configuration optical transitions over the homogeneous one at liquid helium temperatures. After a series of experiments, noise was detected in the glass, which cannot be explained by SNS. Fluctuations were observed in glasses doped with  $\text{Nd}^{3+}$  and  $\text{Yb}^{3+}$  as the polarization noise of a laser beam passing through a sample in the REI absorption region. The noise was characterized by a flat ("white") spectrum in the frequency range up to 1 GHz and showed no dependence on the magnetic field. The detected polarization noise is interpreted in terms of the structural dynamics of glasses detected at low temperatures and usually described in the model of tunnel two-level systems.

*The work was supported by Saint Petersburg State University under research grant No. 125022803069-4.*

## REFERENCES

1. Г.Г. Козлов, И.И. Рыжов, А.В. Кавокин, В.С. Запасский, УФН **194**, 268–290 (2024).

2. M.M. Glazov, V.S. Zapasskii, Opt. Express, **23**, 11713 (2015).
3. G. Muller et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 206601 (2008).
4. I.I. Ryzhov et al., Phys. Rev. B **93**, 241307 (2016).
5. V.O. Kozlov, I.I. Ryzhov et al., J. Non-Cryst. **621**, 122610 (2023).
6. A.N. Kamenskii et al., Phys. Rev. Res. **2**, 023317 (2020).

# ANOMALOUS LUMINESCENCE OF $\text{Sm}^{2+}$ IN $\text{LaF}_3$ CRYSTALS

E.A. Radzhabov

*Vinogradov Institute of Geochemistry SB RAS, Irkutsk, Russia*

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

In  $\text{LaF}_3\text{-Sm}^{2+}$  crystals, a broadband structureless luminescence band with a maximum at about 1230 nm was detected upon excitation into the region of 4f-5d transitions in samarium ions. By close analogy with the optical spectra of red luminescence in  $\text{LaF}_3\text{-Eu}^{2+}$ , the observed luminescence is attributed to anomalous luminescence of  $\text{Sm}^{2+}$  in  $\text{LaF}_3$ .

In addition to the normal 5d-4f luminescence in most materials,  $\text{Eu}^{2+}$  and  $\text{Yb}^{2+}$  in some crystals exhibit "anomalous" broadband luminescence with a large Stokes shift [1]. For such lanthanides, the excited 5d level falls into the conduction band. Luminescence arises after a transition from the conduction band states, which have lower energy than the 5d level, to the 4f level of the lanthanide impurity ion. The broadband luminescence of  $\text{Eu}^{2+}$  in  $\text{LaF}_3$  with a maximum at 600 nm also represents emission from relaxed states of the conduction band to the ground level of Eu 4f (anomalous luminescence) [2]. Red 5d-4f luminescence of divalent samarium in crystals has been actively studied recently in connection with the search for new scintillation and dosimetric materials. In this work, broadband anomalous luminescence of  $\text{Sm}^{2+}$  was detected in  $\text{LaF}_3$  crystals.

The absorption spectrum of  $\text{LaF}_3\text{-Sm}^{2+}$  exhibited a broad, structureless band peaking at approximately 600 nm and a number of bands at wavelengths shorter than 500 nm. Optical transitions of electrons from the 4f shell of samarium ions to the 1s level of the vacancy are responsible for a long-wavelength absorption band peaking at approximately 580–600 nm, while transitions to the 5d shell levels of samarium are responsible for the short-wavelength absorption bands (200–500 nm).

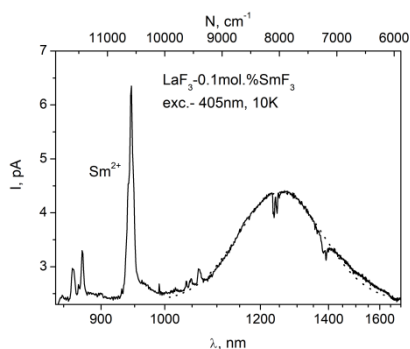


Fig. 1. Emission spectrum of  $\text{LaF}_3\text{-0.01\% SmF}_3$  at 80K. Small dips in the emission spectrum around 1240 and 1380 nm are due to the absorption of water vapor (hydroxyl) in the air

Upon excitation in the region of 4f-5d transitions of  $\text{Sm}^{2+}$ , a line emission spectrum of 560–960 nm was observed due to 4f-4f transitions in  $\text{Sm}^{2+}$  ions ( $^5\text{D}_{0,1,2}$ - $^7\text{F}_j$ ). In addition, a broad structureless luminescence band with a maximum near 1230 nm appears at low temperatures. The shape of the infrared band in  $\text{LaF}_3$  crystals with an admixture of 0.01, 0.1 and 0.3 mol.%  $\text{SmF}_3$  is the same. The infrared band was observed upon illumination with lasers with wavelengths of 405, 450, 536 nm (the region of 4f-5d transitions in  $\text{Sm}^{2+}$ ). The infrared band was not excited by radiation from longer-wavelength lasers (650, 808, 980 nm). The excitation spectra of the broadband infrared emission and the linear 4f-4f emission of  $\text{Sm}^{2+}$  are similar. The intensity of the broadband emission at 1230 nm increases up to temperatures of approximately 130 K. With further increases in temperature, the intensity of the 1230 nm band begins to decrease, and the emission is quenched above 240 K.

In terms of a number of properties, such as excitation in the region of 4f-5d transitions, a large Stokes shift (about 1.6 eV), a broad structureless band, and decay in the microsecond range, the luminescence we observed in  $\text{LaF}_3\text{-Sm}^{2+}$  is similar to the anomalous luminescence of  $\text{Eu}^{2+}$  and  $\text{Yb}^{2+}$  in crystals. The infrared emission band at 1230 nm in  $\text{LaF}_3\text{-Sm}^{2+}$  crystals is due to anomalous luminescence, transitions from local relaxed band states of nearby lanthanum ions to the ground 4f state of samarium  $\text{Sm}^{2+}$  ions. Anomalous luminescence was first detected for the lanthanide  $\text{Sm}^{2+}$ , for which radiative f-f transitions and transitions from levels in the conduction band to the 4f ground level of  $\text{Sm}^{2+}$  are simultaneously observed.

## REFERENCES

1. P. Dorenbos, Journal of Physics: Condensed Matter, **15**(17), 2645–2665 (2003).
2. E.A. Radzhabov, R.Yu. Shendrik, Radiation Measurements, **90**, 80–83, (2016).

# CsLa<sub>1-x</sub>Ce<sub>x</sub>AB<sub>4</sub> ( $x = 0-1$ ; A = Si, Ge; B = S, Se) SOLID SOLUTIONS: ELECTRONIC STRUCTURE, OPTICAL PROPERTIES

V.A. Pustovarov<sup>1</sup>, D.A. Tavrunov<sup>1</sup>, A.A. Sapov<sup>2</sup>, M.S. Tarasenko<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

<sup>3</sup>*Institute of Inorganic Chemistry SB RAS, Novosibirsk, Russia*

E-mail: [v.a.pustovarov@urfu.ru](mailto:v.a.pustovarov@urfu.ru)

Single-phase crystals of the solid solution CsLa<sub>1-x</sub>Ce<sub>x</sub>AB<sub>4</sub> ( $x = 0-1$ ; A = Si, Ge; B = S, Se) were obtained by high-temperature flux synthesis and studied by absorption and low-temperature (from 5 K) luminescence spectroscopy, DFT calculations of the band structure. According to calculations and absorption spectroscopy data, the La→Ce, S→Se or Si→Ge replacements in initial CsLaSiS<sub>4</sub> leads to a decrease in the band gap determined in the Tauc model:  $E_g = 3.76$  (CsLaSiS<sub>4</sub>),  $3.50$  (CsLaGeS<sub>4</sub>),  $3.18$  eV (CsLaSiSe<sub>4</sub>). The 4f5d excited states of Ce<sup>3+</sup> are located in the band gap, therefore, in the photoluminescence (PL) spectra, at any value of the parameter  $x$ , a non-elementary  $d \rightarrow f$  band of Ce<sup>3+</sup> emission is observed in the 520-600 nm region. The Ce<sup>3+</sup> luminescence decay kinetics upon excitation by a pulsed electron beam or X-ray synchrotron radiation is characterized by a dominant  $ns$ -component. With an increase in the  $x$  parameter, the decay time decreases. Concentration quenching of Ce<sup>3+</sup> emission is clearly evident at  $x = 1$  [1].

At  $T = 5$  K, new intense emission bands appear in the visible region and at  $\sim 700-760$  nm in the PL spectra of all pure or lightly doped Ce<sup>3+</sup> matrices. They are due to the emission of self-trapped excitons (STEs) and defects, respectively. With increasing of  $x$  parameter, the STE emission band is reabsorbed due to absorption by Ce<sup>3+</sup> ions and is quenched due to STE→Ce<sup>3+</sup> energy transfer. STE PL is excited exclusively in the region of the long-wavelength fundamental absorption edge and interband transitions. At low temperatures, Ce<sup>3+</sup> emission and defect emission are effectively excited both by intracenter or recombination pathways and by creating defect-bound excitons. The Stokes shift of the STE emission band, the exciton binding energy, and the region of PL temperature quenching depend on the matrix composition. At temperatures above  $\sim 25$  K, the PL of the STE is quenched according to the Mott law due to the autoionization of excitons. CsLaSiB<sub>4</sub>, B=S, Se single crystals doped with Ce<sup>3+</sup> ions are promising as effective converters of ionizing radiation.

*The work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of Russian Federation (Projects No. FEUZ-2023-0013 and 121031700315-2).*

## REFERENCES

1. V.A. Pustovarov, D.A. Tavrunov, M.R. Ryzhikov at al., J. of Lumin. **273**, 120677 (2024).

# THE RADIATION REABSORPTION EFFECT ON THE PULSED CATHODOLUMINESCENCE KINETICS OF THE YTTERBIUM ION IN YTTRIA-BASED CERAMICS

A.S. Makarova<sup>1</sup>, V.I. Solomonov<sup>1</sup>, V.A. Pustovarov<sup>2</sup>, V.V. Osipov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Electrophysics Ural Branch RAS, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

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

Pulsed cathodoluminescence of ytterbium ion in cubic yttria-based ceramic samples, synthesized using zirconium oxide with content of 5 mol.% as a sintering additive (Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> + ZrO<sub>2</sub>), was studied. The ytterbia content was 5 mol.%. The samples were irradiated in air at room temperature by 2-ns electron beams with an average electron energy of 170 keV and a current density of 130 A/cm<sup>2</sup>. To record kinetic curves, the luminescence flux was transmitted to the MDR-41 monochromator, by means of which a spectral region with a width of 5 nm was selected. The FEU-62 photomultiplier tube was used as a receiver. The signal from the photomultiplier tube was transmitted to the Keysight DSOX 2014A oscilloscope.

The Yb<sup>3+</sup> ion luminescence was observed in a highly structured broad band in the range of 900–1150 nm, corresponding to optical transitions between the Stark components of the upper <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> and lower <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> energy levels [1]. In the time range of 0-19 ms, there is a significant difference in the characteristic luminescence decay times ( $\tau$ ) for individual pulsed cathodoluminescence lines (Fig. 1a). This may be caused by radiation reabsorption [2], particularly noticeable in the region of the <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub>(v<sub>0</sub>)  $\leftrightarrow$  <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub>(v<sub>0</sub>) transition at 976.6 nm.

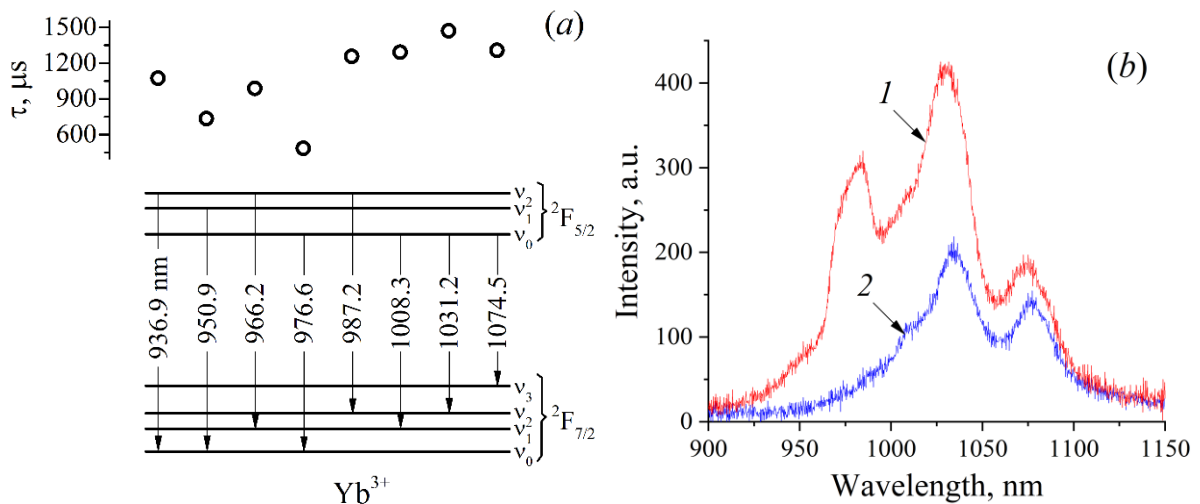


Fig. 1. (a) – Optical transitions of the Yb<sup>3+</sup> ion in cubic yttria and luminescence decay times measured at the corresponding wavelengths in Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> + ZrO<sub>2</sub> ceramics; (b) – Luminescence spectra of Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> + ZrO<sub>2</sub> ceramics recorded immediately after electron irradiation (1) and 1 min after the end of external exposure (2)

In addition, the afterglow time of  $\text{Yb}^{3+}$  ions increased, and the phosphorescence completely decayed in  $\sim 20$  min after the end of external exposure. The afterglow spectra of irradiated ceramics were recorded using a SOL Instruments MS3504i monochromator and a HLS 190IR digital camera. The spectra showed the disappearance of the line at 976.6 nm and the persistence of radiation at 1031.2 and 1074.5 nm (Fig. 1*b*). The mechanisms underlying these phenomena are discussed.

*The research was carried out at the expense of a grant from the Russian Science Foundation No. 24-19-20074, <https://rscf.ru/project/24-19-20074/>, with financial support from the Government of the Sverdlovsk region.*

## REFERENCES

1. V.I. Solomonov et al., Opt. Spectr. **117** (6), 908 (2014).
2. S.V. Kurilchik et al., Devices Methods Meas. **1** (2), 59 (2011).

# HYPERFINE AND DEFORMATION LINE SPLITTING IN THE LUMINESCENCE SPECTRA OF A $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$ CRYSTAL

T.A. Igolkina<sup>1,2</sup>, E.P. Chukalina<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS, Troitsk, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia*

E-mail: [igolkinata@isan.troitsk.ru](mailto:igolkinata@isan.troitsk.ru)

Single crystals of complex fluorides  $\text{KY}_3\text{F}_{10}$  (space group  $Fm3m$ ) are transparent in a wide range of the spectrum and thermally and chemically stable. These crystals doped with rare earths are of interest as laser media, emitters of white light, and materials for laser cooling.

This work is devoted to the study of  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  crystals.  $\text{Ho}^{3+}$  ions replace  $\text{Y}^{3+}$  ions and occupy positions with point symmetry group  $C_{4v}$ . The first observation of a well-resolved hyperfine structure (HFS) in the *absorption* spectra of a  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  crystal with a holmium ion concentration of 0.4 and 1 at.% was reported in [1]. The observed hyperfine patterns were well reproduced by calculations based on the crystal-field theory [1]. The potential of HFS in  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  for quantum memory was shown [2]. In quantum technologies, luminescence is usually used. In this study, we recorded the high-resolution *luminescence* spectra of a  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$  (1 at.%) single crystal.

Luminescence spectra with resolution up to  $0.02\text{ cm}^{-1}$  were measured in broad spectral ( $5800\text{--}11000\text{ cm}^{-1}$ ) and temperature (5–300 K) ranges using a Fourier spectrometer Bruker IFS 125HR and a closed-cycle Sumitomo RP-082 cryostat. Monitoring and stabilization of the temperature were achieved using a two-channel thermal controller Lake Shore Model 335. Photoluminescence was excited by a radiation of a diode laser with the wavelength 635 nm.

In the luminescence spectra of  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$ , we observed hyperfine and deformation splittings of lines for the first time. The lines of transitions involving the crystal-field levels of the ground multiplet  $^5\text{I}_8$  have the same structure in the luminescence and absorption spectra. It should be noted that in Ref. [1] deformation splitting of lines in the absorption spectra was not observed. For lines with HFS, the deformation splitting caused by the interaction of degenerate electronic levels with random deformations of the crystal lattice manifests itself in an increase in the central interval of the HFS. In the luminescence spectra of  $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ho}^{3+}$ , transitions between excited multiplets are observed, which cannot be observed in the absorption spectra. For some of the transition lines between the crystal-field levels of excited multiplets  $^5\text{I}_5$  and  $^5\text{I}_7$  of the  $\text{Ho}^{3+}$  ion, we found a pronounced increase in the central interval of the HFS. Thus, high-resolution luminescence spectra are more sensitive to deformations than absorption spectra and can be used to control the quality of grown crystals.

*The authors thank K.N. Boldyrev for measuring the luminescence spectra. The work of T.A. Igolkina was supported by the project of the Ministry of Education and Science of Russia FFUU-2024-0004 for the Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences. The work of E.P. Chukalina was supported by the project of the Ministry of Education and Science of Russia FFUU-2025-0004 for the Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences.*

## REFERENCES

1. D.S. Pytalev, E.P. Chukalina, M.N. Popova, G.S. Shakurov, B.Z. Malkin and S.L. Korableva, Phys Rev B **86**, 115124 (2012).
2. M.N. Popova, Optical Materials **35**, 1842 (2013).

# INTENSITY OF f-f TRANSITIONS OF $\text{Eu}^{3+}$ IONS IN $\text{ZrO}_2\text{-Eu}_2\text{O}_3$ CRYSTALS

S.A. Bukarev<sup>1</sup>, S.V. Gushchin<sup>1</sup>, E.E. Lomonova<sup>1,2</sup>, V.A. Myzina<sup>1,2</sup>,  
A.A. Reu<sup>2</sup>, P.A. Ryabochkina<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ogarev Mordovia State University, Saransk, Russia*

<sup>2</sup>*Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russia*

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

$\text{Eu}^{3+}$  ( $4f^6$ ) ions have one of the simplest schemes of energy levels and optical transitions, which attract researchers to use them as a spectroscopic probe to study the features of the local crystal structure. From the point of view of practical applications, materials doped with  $\text{Eu}^{3+}$  ions are of considerable interest for their use as phosphors emitting in the red region of the spectrum.

The most important characteristic of luminescent materials is the probability of radiative transitions between multiplets of rare earth (RE) ions. The Judd – Ophelt method is widely used to determine it [1, 2]. The Judd – Ophelt method is based on the results of measurements of absorption spectrum parameters, namely, the integral absorption cross section of optical transitions between the ground and excited multiplets of the RE ion. At the same time, europium ions have properties that allow calculating Judd – Ophelt parameters only using luminescence spectra.

In this work, the Judd-Ophelt intensity parameters  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) of  $\text{Eu}^{3+}$  ions in  $\text{ZrO}_2 - x\text{mol}\%\text{Eu}_2\text{O}_3$  crystals ( $x = 15, 20$ ) obtained by directed crystallization of a melt in a cold crucible and nanopowders of similar composition obtained by co-precipitation were calculated. It should be noted that crystals and nanopowders of these compositions are characterized by a cubic phase. The values of the intensity parameters  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) of  $\text{Eu}^{3+}$  ions for crystals and nanopowders of  $\text{ZrO}_2 - \text{Eu}_2\text{O}_3$  are presented in Tables 1, 2.

Table 1. The values of  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) of  $\text{Eu}^{3+}$  ions for  $\text{ZrO}_2 - \text{Eu}_2\text{O}_3$  crystals.

Crystal	$\Omega_2$	$\Omega_4$	$\Omega_6$
$\text{ZrO}_2$ -15мол.% $\text{Eu}_2\text{O}_3$	2.81	1.57	2.12
$\text{ZrO}_2$ -20мол.% $\text{Eu}_2\text{O}_3$	3.36	1.77	2.21

Table 2. The values of  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) of  $\text{Eu}^{3+}$  ions for  $\text{ZrO}_2 - \text{Eu}_2\text{O}_3$  nanopowders.

Nanopowder	$\Omega_2$	$\Omega_4$	$\Omega_6$
$\text{ZrO}_2$ -15мол.% $\text{Eu}_2\text{O}_3$	3.02	1.73	1.9
$\text{ZrO}_2$ -20мол.% $\text{Eu}_2\text{O}_3$	2.91	1.58	1.8

It can be seen from Tables 1,2 that the intensity parameters  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) for crystals and nanopowders of  $\text{ZrO}_2 - x\text{mol}\%\text{Eu}_2\text{O}_3$  are characterized by similar values.

*The work was carried out with the financial support of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (scientific topic code FZRS-2025-0001) as part of the state assignment of the Ogarev Mordovia State University.*

## REFERENCES

1. B.R. Judd, Phys. Rev. **127**, 750 (1961).
2. G.S. Ofelt, J. Chem. Phys. **37**, 511 (1962).

# ENHANCEMENT OF THERMOLUMINESCENT RESPONSE IN $\text{LiMgPO}_4$ , $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$ AND $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$ BY DOPING WITH RE IONS

D.A. Akulov<sup>1</sup>, M.O. Kalinkin<sup>1</sup>, R.M. Abashev<sup>1,2</sup>, N.I. Medvedeva<sup>1</sup>,  
A.I. Syurdo<sup>1,2</sup>, D.G. Kellerman<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Solid State Chemistry UB RAS, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russia*

E-mail: [akulov@ihim.uran.ru](mailto:akulov@ihim.uran.ru)

Luminescence dosimetry methods (thermally and optically stimulated luminescence) are effective and demanded tools for monitoring ionizing radiation doses. The key role in dosimetric control devices is played by the detector material, which should provide an intense optical response to the effects of ionizing radiation. In this paper, the compounds  $\text{LiMgPO}_4$ ,  $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$  and  $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$  are considered as detector materials for luminescence dosimetry. It is shown that due to a successful combination of functional characteristics, such as low effective atomic number, linear dose dependence, low fading, these matrices can be used for personal dosimetry. It should be noted that fluorophosphates  $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$  and  $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$  are considered as dosimetric materials for the first time.

Introduction of RE allows to increase the intensity of the TL signal of each compound manifold, however, the mechanism of action for a specific RE on the dosimetric characteristics of different compounds can be strikingly different, which is clearly seen in Fig. 1 for the  $\text{Er}^{3+}$  ion. In this work, it was found for the first time that in  $\text{LiMgPO}_4$ ,  $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$  and  $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$  doped with RE, two mechanisms of the thermoluminescence intensity enhancement are possible. In the first case, the enhancement is achieved due to the emission of the rare earth element itself; such mechanism is observed for Dy, Tb, Gd, Sm, Tm and Eu. In this case, the main component of the spectra are the f-f lines associated with transitions in RE. The second mechanism is characteristic of Ho, Nd, Ce, Pr, Yb and Er. In this case, the spectrum does not contain emission bands, which are characteristic of a given RE, and only strongly enhanced matrix signals are emitted. For the first time, a scheme explaining the presence of two emission mechanisms is proposed.

In this work, using a combination of theoretical and experimental methods, an explanation is proposed for the difference in the efficiency of each of the mechanisms for thermoluminescence enhancement depending on the material of the optical matrix.

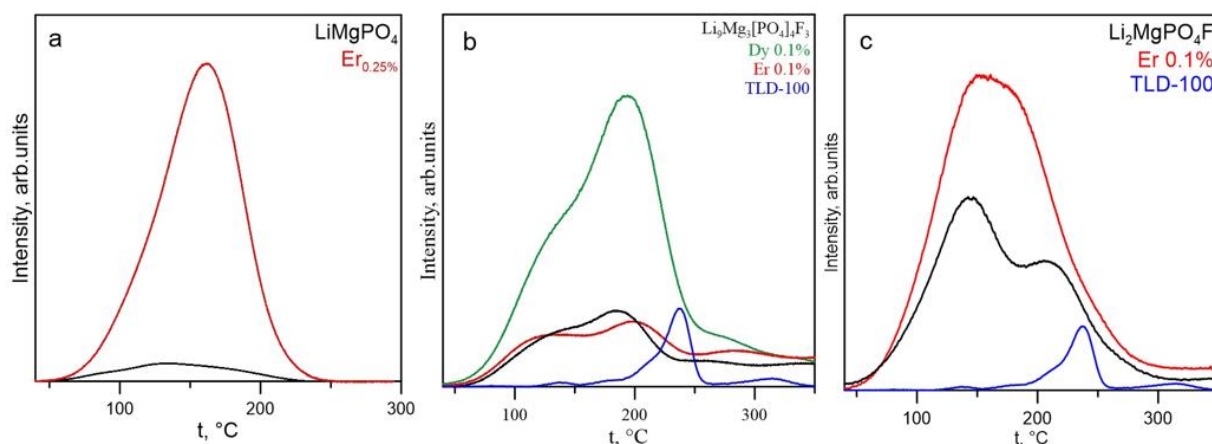


Fig. 1. Thermoluminescence curves of  $\text{LiMgPO}_4$  (a),  $\text{Li}_9\text{Mg}_3[\text{PO}_4]_4\text{F}_3$  (b) and  $\text{Li}_2\text{MgPO}_4\text{F}$  (c) doped with RE's in comparison with the commercially produced dosimetric material TLD-100 (LiF:Mg, Ti)

*The study was supported by the Russian Science Foundation Grant № 25-13-00068, <https://rscf.ru/project/25-13-00068/>.*

# SINGLE-PHOTON SOURCE AND SINGLE-ATOM OPTICAL GATE BASED ON MAGNETO-OPTICAL EFFECTS IN A WAVEGUIDE

I.M. Sokolov<sup>1</sup>, A.S. Kuraptsev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint Petersburg, Russia*

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

Rapid progress in quantum information science requires compact and effective sources of single photons, nanodetectors, and optical gates on the single-photon level. For this purpose, extensive efforts are directed toward the design of quantum systems with desired optical properties and the control over these properties in real time [1, 2]. Waveguide QED provides an excellent platform to handle this task, in particular, in terms of quantum information protocols [3].

When coupled with a waveguide, the entanglement between different atoms in an ensemble significantly increases owing to the guided modes. This understanding gave rise to a number of experiments with laser-cooled atoms prepared in a nanofiber trap [4–6]. Afterwards, it allowed one to realize an efficient Bragg mirror using  $\sim 10^3$  atoms achieving a reflectance of up to 75 % [7, 8].

We have studied magneto-optical effects which occur in an ensemble of atoms *inside* the waveguide, as shown in Fig.

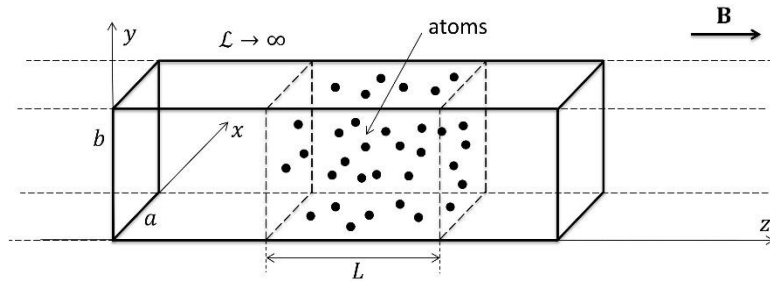


Fig. 1. Sketch of the waveguide, the atomic ensemble inside it, and the permanent magnetic field

Based on the calculation of the transmittance of an atomic ensemble in a waveguide in the presence of an external magnetic field, we show that it is possible to create an efficient and controllable Bragg mirror that allows changing the reflectivity from 0 to 1. Moreover, a comparison of the results obtained for an ensemble and for a single atom has shown that tuning of the light transmission in the specified range can be achieved using only one atom [9].

On this basis of the performed studies, we also suggest the new scheme of a single photon source. As shown earlier, an atom can be prepared inside the waveguide in a certain non-decaying excited dark state [10]. We demonstrate that switching on the magnetic field destroys this

dark state. Thus, we can induce the emission of a photon at the desired moment of time.

## REFERENCES

1. C.K. Law and H.J. Kimble, J. Mod. Opt. **44**, 2067 (1997).
2. A.I. Galimov, M.V. Rakhlin, G.V. Klimko et al., JETP Lett. **113**, 252 (2021).
3. A.S. Sheremet, M.I. Petrov, I.V. Iorsh et al., Rev. Mod. Phys. **95**, 015002 (2023).
4. Fam Le Kien, V.I. Balykin, and K. Hakuta, Phys. Rev. A **70**, 063403 (2004).
5. E. Vetsch, D. Reitz, G. Sague et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 203603 (2010).
6. A. Goban, K. S. Choi, D. J. Alton et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 033603 (2012).
7. H.L. Sørensen, J.-B. Beguin, K.W. Kluge et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 133604 (2016).
8. N.V. Corzo, B. Gouraud, A. Chandra et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 133603 (2016).
9. A.S. Kuraptsev and I.M. Sokolov, Phys. Rev. A **112**, 013702 (2025).
10. A.S. Kuraptsev and I.M. Sokolov, Phys. Rev. A **101**, 053852 (2020).

# RELAXATION PHENOMENA IN ELASTIC MODULI OF NaGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>:Er CRYSTAL

N.Yu. Tavrunova<sup>1</sup>, M.N. Sarychev<sup>1</sup>, I.V. Zhevstovskikh<sup>1,2</sup>, V.T. Surikov<sup>3</sup>,  
N.Yu. Tabachkova<sup>4,5</sup>, P.A. Ryabochkina<sup>6</sup>, N.S. Averkiev<sup>7</sup>, V.V. Gudkov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russia*

<sup>3</sup>*Institute of Solid State Chemistry UB RAS, Ekaterinburg, Russia*

<sup>4</sup>*Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russia*

<sup>5</sup>*National University of Science and Technology (MISIS), Moscow, Russia*

<sup>6</sup>*Ogarev Mordovia State University, Saransk, Russia*

<sup>7</sup>*A.F. Ioffe Physical Technical Institute RAS, Saint Petersburg, Russia*

E-mail: [n.iu.ofitserova@urfu.ru](mailto:n.iu.ofitserova@urfu.ru)

In a NaGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> single crystal doped with erbium ions which has a scheelite structure, the temperature dependencies of attenuation and velocity of ultrasonic waves propagating along different crystallographic axes were measured. The experiments were carried out at the frequencies of 48–161 MHz in the temperature range of 4–200 K with the use of longitudinal and share normal modes. An example of such dependencies is shown in Fig. Variations of attenuation ( $\Delta\alpha$ ) and phase velocity ( $\Delta v$ ) of normal ultrasonic modes are associated with variations of the imaginary and real components of the elastic moduli tensor ( $c_{\beta}$ ) as follows:

$$\frac{\Delta c}{c_0} = 2 \left( \frac{\Delta v}{v_0} + i \frac{\Delta \alpha}{k_0} \right), \quad (1)$$

where  $k$  is a wave number, and zero indexes are reference magnitudes determined at fixed temperature  $T_0$ .

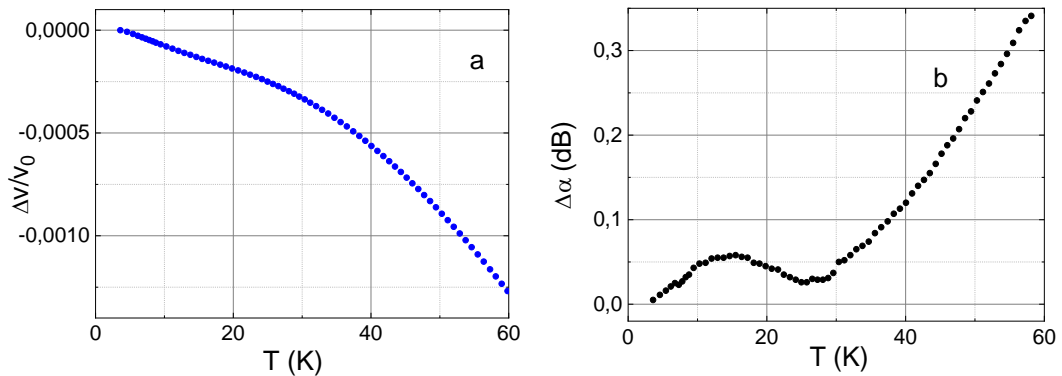


Fig. 1. Temperature dependencies of the change relative to the values at  $T_0 = 4$  K in the phase velocity (a) and attenuation (b) of longitudinal ultrasonic waves propagating along the tetragonal axis obtained at 161 MHz frequency

In the temperature region below 30 K, anomalies of relaxation processes were observed. They are similar to those that occur in the Jahn-Teller effect manifestation in the impurity crystals (see, e.g., [1]). The temperature dependence of the configurational relaxation time was determined. The values were obtained of the activation energy, 210 K, and

the high-temperature limit of the relaxation frequency,  $2.5 \times 10^{13}$  Hz. A possible interpretation of the obtained anomalies is discussed in the report.

*The work was partially financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (the basic part of the state assignment, project no. FEUZ-2023-0013).*

## REFERENCES

1. M.N. Sarychev et al., JETP **135**, 473 (2022).

# SPECTROSCOPY OF PHASE TRANSITION IN MULTIFERROIC $h\text{-YbMnO}_3$

A.D. Molchanova<sup>1</sup>, S.A. Klimin<sup>1</sup>, N.N. Kuzmin<sup>1</sup>, L.H. Yin<sup>2</sup>, M.N. Popova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS, Moscow, Troitsk, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Solid State Physics, CAS, Hefei, Anhui, P. R. China*

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

Hexagonal manganites  $RE\text{MnO}_3$  ( $RE$ – rare-earth elements) attract attention by their strong interplay of ferroelectricity, magnetism and dielectric properties [1–4]. In  $h\text{-YbMnO}_3$  spontaneous magnetic phase transition is observed at  $T_N = 85$  K, a 120-degree magnetic structure is realized due to frustrations in the manganese sublattice [3]. Ordering in the ytterbium sublattice is observed at lower temperatures. In the spectroscopic work [5], the fact of splitting of spectral lines in the transmission spectra of  $h\text{-YbMnO}_3$  in the region of the intermultiplet transition in the  $\text{Yb}^{3+}$  ion was stated, associated with the removal of the Kramers degeneracy in the effective magnetic field of the ordered manganese subsystem.

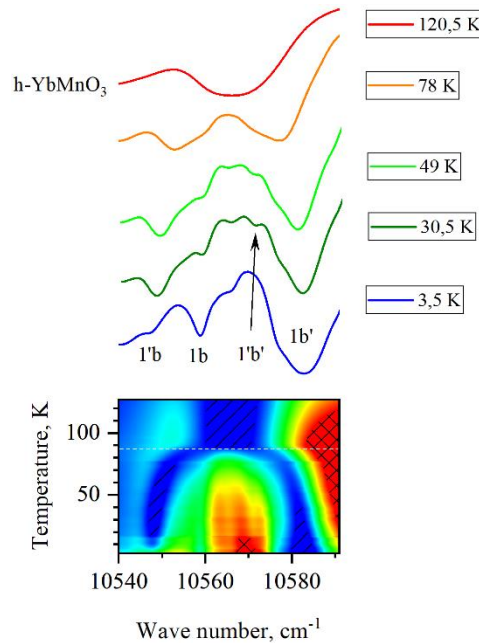


Fig. 1. Splitting of Kramers doublets. Transmission spectra and intensity map.

In this paper, a systematic study of the splitting of the Kramers doublets of the  $\text{Yb}^{3+}$  ion in the  $h\text{-YbMnO}_3$  crystal is carried out. In particular, the temperature dependence of the splitting  $\Delta_0(T)$  the ground Kramers doublet of the ytterbium ion in the  $4b$  position is obtained. It is used to calculate the temperature behavior of the magnetic moment of the  $\text{Yb}^{3+}(4b)$  ion, as well as the Schottky anomaly in the heat capacity. The results are in good agreement with the literature data. The value of the effective magnetic field acting on the  $\text{Yb}^{3+}(4b)$  ions is estimated. It is concluded that

the magnetic moment of ytterbium in the  $4b$  position is a result of magnetization in the effective field created by the manganese subsystem.

*The work was carried out within the framework of state assignments of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation for ISAN No. FFUU-2024-0004.*

## REFERENCES

1. B. Lorenz, Phys. Sci. Rev., **4**(12), 20190014 (2019).
2. Z. Shan et al., J Mater Sci: Mater Electron **36**, 26 (2025).
3. S. Chattopadhyay et al., Phys. Rev. B **98**, 134413 (2018)
4. N. Sharma et al., Adv. Mater. Interfaces **12**, 2400813 (2025).
5. M. Divis et al., J. Alloys Comp. **451**, 662 (2008).

## Eu<sup>3+</sup> LUMINESCENCE IN HfO<sub>2</sub>-Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Eu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> CERAMICS

E.V. Dementeva<sup>1</sup>, K.N. Orekhova<sup>1</sup>, D.A. Tavrunov<sup>2</sup>, A.F. Zatsepin<sup>2</sup>,  
M.V. Zamoryanskaya<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ioffe Institute RAS, Saint Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

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

Recently, important problems of dosimetry have become those related to the disposal and immobilization of nuclear waste, analysis of the consequences of large-scale radiation accidents and environmental disasters. Thermoluminescent dosimeters have become widely used for these applications. One of the possible materials for creating radiation- and chemically resistant dosimeters is ceramics based on ZrO<sub>2</sub>-HfO<sub>2</sub>-Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Eu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

In this work, HfO<sub>2</sub>-Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Eu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramics with different yttrium content were synthesized, and it was shown that the ceramics are stabilized in the cubic phase. Photoluminescence spectra were obtained on a Horiba Fluorolog 3 spectrofluorimeter (Jobin Yvon), equipped with a 450 W xenon lamp and a characteristic signal-to-noise ratio of more than 20,000:1. When zirconium oxide is stabilized by rare earth elements, heterovalent substitution of the trivalent rare earth ion for the Hf<sup>4+</sup> ion occurs, forming an oxygen vacancy Vo. In this case, the different arrangement of vacancies relative to the rare earth elements in the nearby coordination spheres determines the diversity of its environment and a change in its local symmetry. With an increase in the concentration of yttrium, the concentration of oxygen vacancies increases, which leads to the formation of different types of local environment of Eu<sup>3+</sup>. When a vacancy appears in the second coordination sphere, the local symmetry of the center decreases to C<sub>1</sub> (type I centers). When a vacancy appears in the first coordination sphere of Eu<sup>3+</sup>, the local position corresponds to C<sub>2v</sub> or lower (type II centers). At high concentrations of the stabilizing oxide, two vacancies can be observed at once in the first coordination sphere of Eu<sup>3+</sup>, in which case its local position will correspond to C<sub>2</sub> (type III centers) [1, 2]. In the luminescence of the <sup>5</sup>D<sub>0</sub>-<sup>7</sup>F<sub>0</sub> transition, two bands with maxima at 17283 cm<sup>-1</sup> (578.60 nm) and 17311 cm<sup>-1</sup> (577.67 nm) are observed, which indicates the presence of two nonequivalent europium positions. It is shown that the ratio of the band intensities depends on the excitation wavelength. Since the position of the <sup>5</sup>D<sub>0</sub>-<sup>7</sup>F<sub>0</sub> transition is related to the Eu-O bond length, it can be assumed that the transition with a maximum at 17311 cm<sup>-1</sup> is related to a less symmetric europium position. It is expected that upon excitation in the <sup>7</sup>F<sub>2</sub>-<sup>5</sup>D<sub>0</sub> ED transition, Eu<sup>3+</sup> ions in less symmetric positions will be excited. A peak with a maximum at 587.3 nm appears in the spectra. According to the literature [1, 2], a similar band is observed in yttrium-stabilized zirconium oxide, corresponding to the luminescence of Eu<sup>3+</sup> in the type I position, which has an oxygen vacancy in its environment in the

second coordination sphere. The relative intensity of this peak increases with increasing yttrium content.

## REFERENCES

1. M.A. Borik, T.V. Volkova, I.E. Kuritzyna et al., Crystals. Opt. Spectrosc. **125**, 898–902 (2018).
2. J. Dexpert-Ghys, M. Faucher, P. Caro, J. Solid State Chem., **54**, 179 (1984).

# BOLTZMANN-TYPE CRYOGENIC RATIOMETRIC THERMOMETRY

A.A. Kalinichev<sup>1</sup>, E.V. Afanaseva<sup>2</sup>, I.E. Kolesnikov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia*

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

Contactless luminescence temperature sensing has become a hot topic for the scientific community due to the pressing need for reliable thermometry for a variety of applications, where standard contact methods are useless, for example, moving objects, harsh environments, nanosize objects [1]. The principle of luminescence thermometry is monitoring of the temperature induced change in the photoluminescence parameters that include intensity (or intensity ratio between two bands), spectral line position, bandwidth, rise and decay lifetime and polarization. The ratiometric approach utilizing two different luminescence transitions is more robust toward systematic errors caused by source intensity fluctuations, probe quantity or spatial distribution of phosphors than single emission intensity or spectral line position. Luminescence intensity ratio (LIR) technique of a single active center is based on temperature-induced electron redistribution between thermally coupled energy levels. The energy difference ( $\Delta E$ ) between thermally coupled energy levels should be in the range of 200–2000  $\text{cm}^{-1}$ , to provide a Boltzmann-type distribution for the temperature evolution of LIR [2].

To perform precise temperature detection in cryogenic range, which is of crucial importance for the fields of superconducting magnets, aerospace, and macromolecular crystallography,  $\Delta E$  between thermally coupled energy levels should be smaller to respond to minimal temperature variations in low or ultralow temperature environments.

Herein, we exploit  $\text{Nd}^{3+}$ -doped  $\text{LuVO}_4$  phosphor to provide cryogenic luminescence thermometry (20–250 K) using thermally coupled Stark sublevels. Ratiometric thermometry was successfully performed based on excited  $^4\text{F}_{3/2}(1)/^4\text{F}_{3/2}(2)$  and ground  $^4\text{I}_{9/2}(1)/^4\text{I}_{9/2}(2)$  Stark sublevels with significantly different energy gaps, namely 30 and 131  $\text{cm}^{-1}$ . An additional temperature dependent luminescence parameter, bandwidth of the most prominent  $^4\text{F}_{3/2}(1) \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}(1)$  transition, allows performing multimode thermal sensing, which can enhance reliability and broaden working range.

*This study has been funded by the Russian Science Foundation (No 25-79-10050). Experimental measurements were performed in “Center for Optical and Laser materials research”, “Research Centre for X-ray Diffraction Studies”, and “Interdisciplinary Resource Center for Nanotechnology” (Saint Petersburg University).*

## REFERENCES

1. M.D. Dramićanin, J. Appl. Phys. **128**, 40902 (2020).
2. D. Jaque and F. Vetrone, Nanoscale **4**, 4301–4326 (2012).

# STUDY OF COMPOSITE STRUCTURES $\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$ ACTIVATED BY $\text{Nd}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ IONS FOR TEMPERATURE SENSING

A.K. Ginkel<sup>1</sup>, P.M. Rakhmatullin<sup>1</sup>, S.L. Korableva<sup>1</sup>, O.A. Morozov<sup>1,2</sup>,  
A.A. Rodionov<sup>1</sup>, M.S. Pudovkin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Kazan (Volga Region) Federal University, Institute of Physics, Kazan, Russia*

<sup>2</sup>*Kazan Institute of Physics and Technology, Kazan Scientific Center RAS, Kazan, Russia*

E-mail: [fyz0561999@gmail.com](mailto:fyz0561999@gmail.com)

Single-phase (hexagonal structure) nanoparticles of  $\text{Nd}^{3+}$  (0.1 mol%) and  $\text{Yb}^{3+}$  (0.5 mol%) co-doped  $\text{CeF}_3$  were synthesized via co-precipitation. These nanoparticles were annealed in air at 600 °C for 15, 30, 60, and 120 minutes to obtain two-phase  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$  nanoparticles. After 120 minutes of annealing, single-phase  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeO}_2$  (cubic phase) was formed. The  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$  particles (15, 30, and 60 minutes) exhibited combinations of  $\text{CeF}_3$  and  $\text{CeO}_2$  phases. The physical size of the samples gradually increased from 19 nm ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3$ ) to ~409 nm ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$  (120 min)). It was assumed that the two-phase samples consisted of sintered doped nanoparticles of  $\text{CeF}_3$  and  $\text{CeO}_2$ , with an average coherent scattering domain (CSD) size of about 65 nm.

We performed spectral-kinetic characterization of the samples in the temperature range of 80–320 K. The luminescence intensity ratio (LIR) ( $\text{LIR} = I_{\text{Nd}}/I_{\text{Yb}}$ ) was used as the temperature-dependent parameter (Fig. 1a). For single-phase doped  $\text{CeF}_3$  nanoparticles, the LIR was a decreasing function over the entire 80–320 K range. In contrast, for single-phase  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeO}_2$  nanoparticles (120 min), it was an increasing function. The LIR behavior for two-phase samples was more complex and could be considered a combination of the LIR trends observed in single-phase samples.

EPR spectra of the composite  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$  particles were also obtained. The EPR spectra appeared identical for all three samples and consisted of an intense line at  $g = 3.43$ , attributed to even isotopes of  $\text{Yb}^{3+}$  in the cubic crystal field of  $\text{CeO}_2$ . The line at  $g = 3.07$  was assigned to trigonal sites formed by substituting one of the nearest oxygen ions around  $\text{Yb}^{3+}$  with a hydroxyl group. The line at  $g = 2.76$  corresponded to a second type of trigonal site associated with oxygen vacancies in the nearest neighborhood of  $\text{Yb}^{3+}$  ions, possibly including the formation of  $\text{Yb}^{3+}$  dopant clusters (Fig. 1b).

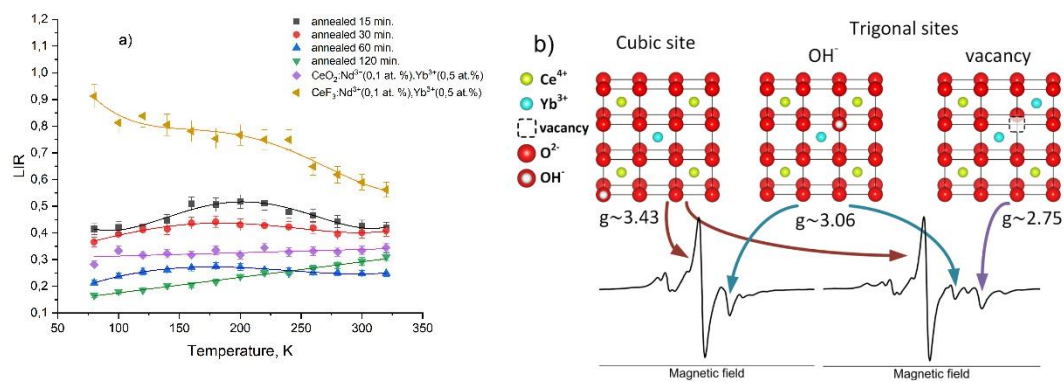


Fig. 1. (a) Temperature dependence of the LIR function for single-phase ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3$  and  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeO}_2$ ) and two-phase  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$  samples. (b) Schematic representation of changes in the local environment of  $\text{Yb}^{3+}$  ions in  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$  samples

# INFLUENCE OF THERMAL EXPANSION EFFECT ON THE TEMPERATURE SENSITIVITY OF $\text{YF}_3\text{: Nd}^{3+}$ , $\text{Yb}^{3+}$ SAMPLES

E.I. Shosheva, M.S. Pudovkin

*Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia*

*E-mail: [Kate15-05@mail.ru](mailto:Kate15-05@mail.ru)*

$\text{YF}_3\text{: Nd}^{3+}$  and  $\text{YF}_3\text{: Nd}^{3+}, \text{Yb}^{3+}$  nanoparticles were synthesized via the hydrothermal method followed by annealing at 400 °C for 4 hours in air. The phase composition was determined by X-ray powder diffraction (XRD), the average particle size of  $55 \pm 2$  nm was obtained by transmission electron microscopy (TEM), and luminescent properties were studied using laser absorption spectroscopy. According to XRD data, a Bragg peak shift toward higher angles was observed at lower temperatures. Changes in interplanar distances (0.0003–0.0005 nm) and lattice parameters at various temperatures were calculated. Such variations may contribute to the spectral-kinetic characterization of the samples. The samples were examined at excitation wavelengths of 355 nm and 790 nm, corresponding to the absorption bands of  $\text{Nd}^{3+}$  ions. Initially, a series of  $\text{YF}_3\text{: Nd}^{3+}$  (0.1, 0.5, 1.0, 2.0, and 5.0 mol.%) particles were synthesized to determine the optimal doping concentration. The luminescence decay kinetics at 865 nm exhibited similar behavior under both excitation wavelengths; the dependence for 355 nm excitation is shown in Figure 1. Notably, the decay times shorten with decreasing temperature, demonstrating atypical behavior. A hypothesis was proposed [1, 2] that the increase in  $\text{Nd}^{3+}$  luminescence decay time with rising temperature is linked to lattice contraction at low temperatures (as evidenced by XRD). At lower temperatures,  $\text{Nd}^{3+}$  ions approach each other, enhancing the probability of cross-relaxation processes that deplete the  $^4\text{F}_{3/2}$  ( $\text{Nd}^{3+}$ ) level. These results are reproducible in  $\text{YF}_3\text{: Nd}^{3+}$  microparticles, indicating that the phenomenon is independent of particle size and synthesis method. Moreover, such decay kinetics are absent in  $\text{LiYF}_4\text{: Nd}^{3+}$  and  $\text{BaY}_2\text{F}_8\text{: Nd}^{3+}$  samples, suggesting that the effect is intrinsic to the  $\text{YF}_3$  matrix.

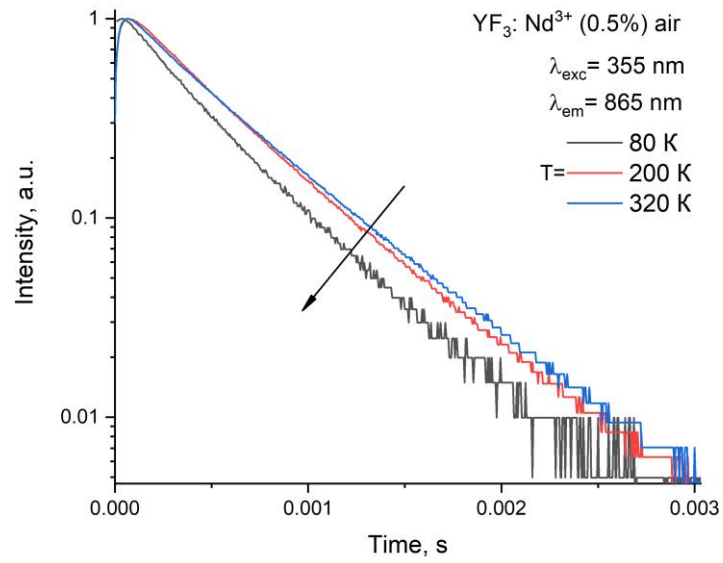


Fig. 1. Luminescence decay kinetics of the  $\text{YF}_3:\text{Nd}^{3+}$  (0.5 mol.%) sample

## REFERENCES

1. M. Pudovkin, E. Oleynikova et al., *Materials* **16**(1), 39 (2022).
2. M. Pudovkin, A. Ginkel et al., *Journal of luminescence* **249**, 119037 (2022).

# PHYSICAL PRINCIPLES OF FUNCTIONING OF LUMINESCENT TEMPERATURE SENSORS BASED ON CRYSTALLINE PARTICLES OF FLUORIDES ACTIVATED BY ION PAIR $\text{Ce}^{3+}/\text{Tb}^{3+}$

M.S. Pudovkin, D.Ya. Safiullina, S.I. Kalinichenko  
*Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia*  
E-mail: [maksim.s.pudovkin@gmail.com](mailto:maksim.s.pudovkin@gmail.com)

Luminescence thermometry is an actively developing method of temperature recording by analyzing the luminescence parameters of a special luminophore in contact with the object under study. This method allows one to study temperature fields with submicron spatial resolution. It has been shown in the literature that crystalline particles of fluorides activated by the  $\text{Ce}^{3+}/\text{Tb}^{3+}$  ion pair are promising as luminophores [1].

In this work, nanoparticles of various architectures, including  $\text{CeF}_3:\text{Tb}^{3+}(1\%)$ ,  $\text{CeF}_3$ ,  $\text{LaF}_3:\text{Tb}^{3+}(1\%)$ ,  $\text{CeF}_3:\text{LaF}_3:\text{Tb}^{3+}(1\%)$ ,  $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}(5\%)$ ,  $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}(5\%):\text{Tb}^{3+}(1\%)$ , were synthesized by co-precipitation from aqueous solutions at room temperature followed by hydrothermal treatment. Physical characterization was carried out using transmission electron microscopy and powder X-ray diffraction analysis. It was shown that mononuclear nanoparticles have an average diameter of 60 nm. Nanoparticles of the core-shell structure have a diameter of more than 250 nm. It is assumed that the shell "grows" on the agglomerates of nanoparticles. According to the powder X-ray phase analysis data, all nanoparticles have the desired hexagonal phase characteristic of lanthanum fluoride and cerium fluoride compounds. No peaks from impurity phases or an amorphous phase were detected. In the course of laser spectroscopy experiments, based on such criteria as an intense luminescence signal from two ions and the absence of broadband emission, the composition  $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}(5%):\text{Tb}^{3+}(1\%)$  was selected. For further studies, nanoparticles with similar concentrations of activator ions but a different architecture were synthesized, namely  $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}(5%):\text{Tb}^{3+}(1\%)$ ,  $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}(5\%)$ ,  $\text{LaF}_3:\text{Tb}^{3+}(1\%)$ . It was shown that in compositions where cerium and terbium ions are spatially separated ("core-shell" or a mechanical mixture of two powders), the temperature sensitivity is higher. Thus, it was shown that the efficiency of thermal quenching of cerium ions is higher than the change in intensity due to energy transfer to terbium ions.

The general recommendation for creating nanothermometers based on the  $\text{Ce}^{3+}/\text{Tb}^{3+}$  ion pair is that it is necessary to create structures where these ions do not interact with each other (core-shell, mechanical mixture of powders, etc.). In this case, a ratiometric approach will be implemented, where the ratio of the integral intensities of these ions will be taken as a temperature-dependent parameter.

## REFERENCES

1. C.D.S. Brites, R. Marin, M. Suta et al., *Advanced Materials*, **35**(36), 2302749 (2023).

# BROADBAND PHOTOLUMINESCENCE OF IMPURITY CATIONS $\text{Cu}^{2+}$ IN THE SPINEL LATTICE $\text{LiAl}_5\text{O}_8$

A.A. Kapustin, A.N. Romanov, E.V. Khaula, V.N. Korchak  
N.N. Semenov Federal Research Center for Chemical Physics RAS,  
Moscow, Russia

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

Materials containing transition metal impurity cations exhibiting broadband photoluminescence (PL) are in demand as an active medium for tunable lasers. We have previously shown that divalent copper impurity cations in the  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (corundum) lattice are emitting centers of broadband NIR PL on the optical transition  ${}^2\text{T}_{2g} \rightarrow {}^2\text{E}_g$  [1, 2]. Lithium-aluminum spinel  $\text{LiAl}_5\text{O}_8$ , like corundum, is characterized by a strong ligand field and low symmetry of the environment in cation sites, which should promote the radiative transition in on  $\text{Cu}^{2+}$  impurity ions.

Indeed, the prepared  $\text{Cu}^{2+}:\text{LiAl}_5\text{O}_8$  samples demonstrate intense broadband NIR PL both at room temperature and at 77K (Fig.).

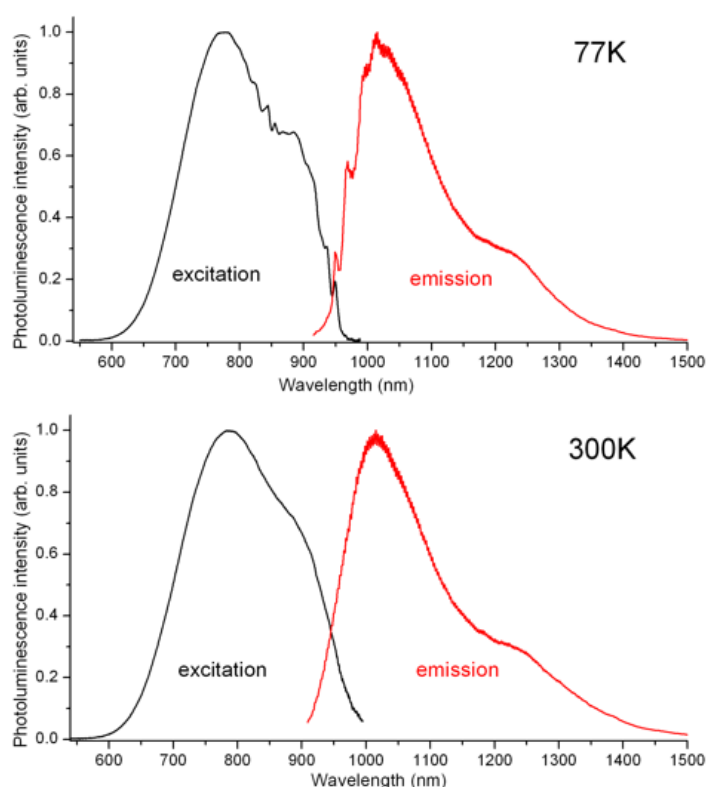


Fig. PL and PL excitation spectra for  $\text{Cu}^{2+}:\text{LiAl}_5\text{O}_8$ , obtained at room temperature and at liquid nitrogen temperature

The obtained PL spectra and PL excitation spectra are similar to those for  $\text{Cu}^{2+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ . Apparently, both in corundum and in  $\text{LiAl}_5\text{O}_8$  spinel, the broadband NIR PL is due to the manifestation of the Jahn – Teller effect in the ground electronic state of the  $\text{Cu}^{2+}$  impurity ion. An estimate of the quantum yield of the NIR PL at room temperature for  $\text{Cu}^{2+}:\text{LiAl}_5\text{O}_8$

yields a value of ~25 %, which is of interest from the point of view of implementing a solid-state laser.

*This work was supported by the Russian Science Foundation (RSF, grant No. 25-23-20099).*

## REFERENCES

1. A.N. Romanov et al., J. Am. Ceram. Soc. **107**, 979–983 (2024).
2. A.N. Romanov et al., Inorg. Mat. **59**, 1303–1308 (2023).

# INFLUENCE OF CATIONIC COMPOSITION ON OPTICAL AND LUMINESCENT PROPERTIES OF MULTICOMPONENT GARNETS

F.D. Fedyunin<sup>1</sup>, A.N. Vasil'ev<sup>2</sup>, N.S. Kozlova<sup>3</sup>, E.V. Zabelina<sup>3</sup>,  
V.M. Kasimova<sup>3</sup>, O.A. Buzanov<sup>4</sup>, A.G. Petrosyan<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*National University of Science and Technology (MISIS), Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*FOMOS-Materials, Moscow, Russia*

<sup>5</sup>*Institute for Physical Research, Ashtarak, Armenia*

E-mail: [fedyuninf@my.msu.ru](mailto:fedyuninf@my.msu.ru)

Garnet crystals doped with rare-earth  $\text{Ce}^{3+}$  ions are promising phosphors and scintillators. In particular,  $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$ -based scintillators are planned to be used in the calorimeter of the upgraded Large Hadron Collider [1]. These crystals are also characterized by high density and good energy resolution [2]. The luminescence in these garnets is due to radiative  $5d-4f$  transitions of  $\text{Ce}^{3+}$  ions. The presence of slow components in the decay kinetics of  $\text{Ce}^{3+}$  luminescence under high energy excitation remains a drawback and is attributed to both charge carrier trapping and energy transfer via the  $4f$  subsystem of  $\text{Gd}^{3+}$  ions. Changing the cationic composition allows for a gradual change in the properties of crystals and, in particular, to optimize the processes of energy transfer from the host lattice to the activator ions. In addition, partial disordering of the structure, characteristic of multicomponent garnets, also has a positive effect on the processes of energy transfer to  $\text{Ce}^{3+}$  ions [3, 4]. In the present study, the influence of cationic composition on the luminescent and optical properties of a series of multicomponent garnets is considered. Particular attention is paid to the effect of scandium on the properties of garnets.

$\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ,  $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce,Ca}$ ,  $\text{Gd}_3\text{Al}_{1.5}\text{Sc}_1\text{Ga}_{2.5}\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ,  $\text{Gd}_3\text{Al}_{1.5}\text{Sc}_1\text{Ga}_{2.5}\text{O}_{12}:\text{Ce,Ca}$ ,  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$  single crystals were grown by the Czochralski method in iridium crucibles in an Ar atmosphere and an addition of 1–2 vol%  $\text{O}_2$ .  $\text{Gd}_{2.88}\text{Sc}_{1.89}\text{Al}_{3.23}\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ,  $\text{Y}_3\text{ScAl}_4\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ,  $\text{Tb}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$  crystals were grown by the Bridgman method in a reducing atmosphere. The absorption, reflection and refractive index spectra were obtained using PerkinElmer Lambda 950 and Agilent Technologies Cary-5000 spectrophotometers. The reflection spectra were corrected taking into account the factor of multiple reflection of light from the crystal surfaces using specialized software. The luminescence spectra, luminescence excitation spectra and thermally stimulated luminescence curves were also measured. The measurements were carried out using a laboratory setup for luminescence spectroscopy in the energy range of 2.5–6 eV and in the temperature range of 80–500 K.

Based on the analysis of absorption spectra, the relationship between the cationic composition of garnets and the strength of the crystal field

determining the splitting value of the  $5d_1$  and  $5d_2$  levels of  $Ce^{3+}$  is shown. The change in the width of the band gap value depending on the composition of garnets is demonstrated. For a number of crystals, the position of the exciton peak is determined based on the reflection spectra. The features of the luminescent properties associated with the partial substitution of aluminum and gallium cations by scandium are also discussed in the work.

## REFERENCES

1. V. Alenkov et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **916**, 226–229 (2019).
2. Sh. Kurosawa et al., J. Cryst. Growth **393**, 134–137 (2014).
3. M. Korzhik et al., Crystals **12**, 1196 (2022).
4. K. Bartosiewicz et al., J. Mater. Chem. C **13**, 13691–13712 (2025).

# LUMINESCENT SPECTROSCOPY, ENERGY TRANSFER AND RADIATION RESISTANCE OF $\text{Gd}_2\text{O}_3\text{:RE}^{3+}$ SINGLE CRYSTALS

D.A. Tavrunov<sup>1</sup>, N.G. Naumov<sup>2</sup>, R.E. Nikolaev<sup>2</sup>, V.A. Trifonov<sup>2</sup>,  
V.A. Pustovarov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Inorganic Chemistry SB RAS, Novosibirsk, Russia*

E-mail: [d.a.tavrunov@urfu.ru](mailto:d.a.tavrunov@urfu.ru)

Interest in the synthesis and study of the gadolinium oxide  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  properties is due to the prospect of its use in medicine, for example, as contrast agents for ultrasound and magnetic resonance imaging, computed tomography, radiation therapy, as well as in biomedicine, spintronics. At the same time, almost all known experimental research and practical developments are carried out on micro- or nanopowders. In this work, we studied high-optical-quality  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  bulk single crystals with a cubic bixbyite structure doped with rare-earth ions (Tb, Eu, Pr, Ce) grown using an original technique by the Czochralski method [1]. Absorption, low-temperature photo- and X-ray luminescence spectra were studied. Based on the obtained data from the P. Dorenbos model, the energy position of the ground state of all bivalent and trivalent lanthanide ions, and the energy of f-f and f-d electronic transitions in gadolinium oxide crystals with a cubic structure were calculated [2]. An energy diagram of impurity ions is proposed to analyze the efficiency of energy transfer between lanthanide ions.

To study the radiation resistance, the crystals were irradiated with fast electrons ( $E = 10$  MeV) at the UELR-10-10S linear accelerator (UrFU) or protons ( $E = 18$  MeV) at the research channel of the TR-24 cyclotron (UrFU). The radiation effects were investigated by absorption and low-temperature luminescence spectroscopy. Parameterization of the experimental curves, analysis of the results of spectroscopic studies in combination with the literature data allowed us to provide reasonable conclusions about the luminescent properties, energy transfer efficiency, and radiation resistance of  $\text{Gd}_2\text{O}_3\text{:RE}^{3+}$  single crystals.

*The work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (projects No. FEUZ-2023-0013 and 121031700315-2).*

## REFERENCES

1. V.A. Pustovarov, R.E. Nikolaev, V.A. Trifonov, et al., Opt. Mater. **141**, 113966 (2023).
2. V.A. Pustovarov, I.N. Ogorodnikov, R.E. Nikolaev, et al., Opt. Mater. **143**, 114265 (2023).

# CHARGE TRANSFER STATES IN LANTHANIDE ORGANOMETALLIC COMPOUNDS

L.N. Puntus<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*A.V. Topchiev Institute of Petrochemical Synthesis RAS, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS,  
Moscow, Russia*

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

In our research on the lanthanide chlorides with heterocyclic ligands a few years ago, we have showed that weak noncovalent interactions such as p-p\* stacking and hydrogen bonds introduce intra- and inter-ligand charge transfer (CT) states which can have a remarkably affect the efficiency of the luminescence sensitization of the Ln<sup>3+</sup> ions [1]. Depending on the energy of such states, their influence can range from the improving of the energy transfer to the extending the excitation band into the visible region.

However, the optical properties of organometallic compounds have been poorly studied. The Ln compounds containing different numbers of the arylsubstituted cyclopentadienyl (Cp) ligands (from one to three) and different numbers of phenyl groups (1–4) have been designed and studied using Xray, quantum chemical calculation and optical spectroscopy methods (Fig.) [2]. Several types of CT states were found in these compounds including the ligand-ligand charge transfer (LLCT) state which was deciphered for the first time for Ln complexes [3]. Furthermore, an estimation was carried out for both the radiative rate  $k_{rad}$  of the terbium ion, which varies in the range of 0.23–0.69 ms and the intrinsic quantum yield, which reaches 100 % in some cases. Some promising application-related were also obtained, including a high photoluminescence quantum yield (up to 75 %) and magnetic susceptibility [4].

Therefore, the influence of the charge transfer states on the energy transfer process in the Ln-containing compounds should not be underestimated.

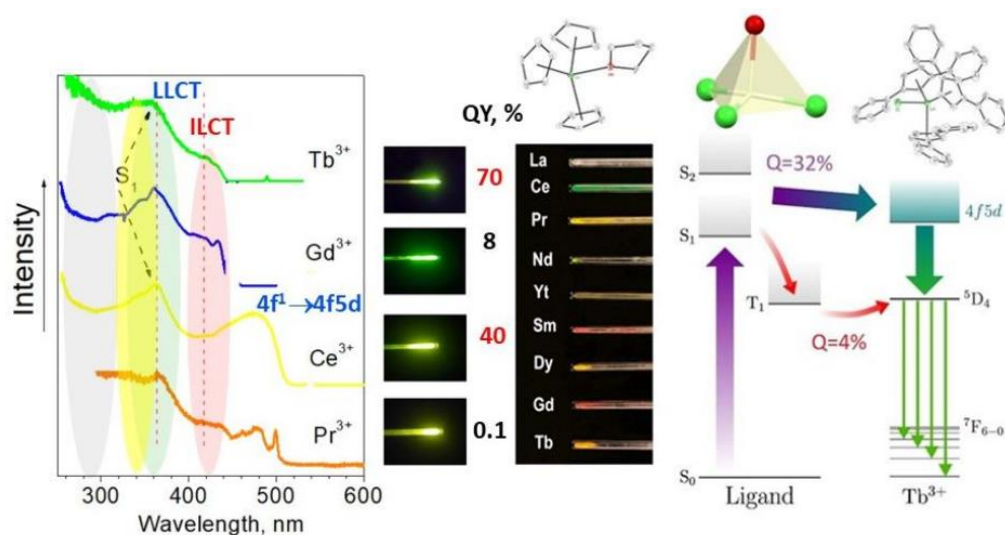


Fig. Excitation spectra, photoluminescence quantum yield and structure of the Ln complexes

*This work was supported by the Russian Science Foundation (grant № 22-13-00312-П).*

## REFERENCES

1. L. Puntus et al., Inorg. Chem., 11095–11107 (2008).
2. D.M. Roitershtein et al., Inorg. Chem. **57**, 10199–10213 (2018).
3. L. Puntus et al., Mendeleev Commun. **34**, 325–328 (2024).
4. L. Puntus et al., Optical Materials **157**, 116216–11630 (2024).

THE ELECTRIC DIPOLE RADIATIVE DECAY RATE  
OF A LUMINESCENT CENTER IN CONFINED TWO-DIMENSIONAL  
CRYSTALLINE HOMOGENEOUS DIELECTRIC THIN FILMS

K.K. Pukhov<sup>1</sup>, P.A. Tanner<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Moscow Pedagogical State University, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Hong Kong Baptist University, Hong Kong SAR, P. R. China*

E-mail: [k\\_pukhov@mail.ru](mailto:k_pukhov@mail.ru)

The electric dipole radiative decay rate of luminescent centers in confined two-dimensional crystalline homogeneous dielectric thin films is investigated. The considered luminescent centers are quantum objects (atoms, molecules, ions, such as rare-earth ions and transition-metal ions), in which the radiative decay rate of the excited state is much greater than nonradiative decay rate.

# EFFICIENT PUMPING OF ATOMIC MOMENTS UNDER SPIN EXCHANGE CONDITIONS IN BELL – BLOOM QUANTUM OPTICAL MAGNETOMETER

K.A. Barantsev, A.N. Litvinov

*Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia*

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

One of the key tasks of quantum sensorics is to increase the sensitivity of magnetic field sensors [1, 2], reduce their size and influence on each other. Such sensors are used in biology, medicine, gyroscopy, navigation, geology and space exploration. In this paper, consistent theoretical approach is developed to describe the operation of the quantum optical magnetometer using the phenomenon of magnetic resonance in a gas cell with alkaline atoms and buffer gas.

The physical sensitivity limit of a magnetometer is determined by the ratio of the amplitude to the width of the excited magnetic resonance. The main factor reducing this ratio is the spin exchange of the outer electrons of alkali atoms during collisions [3]. At present, there are several methods for suppressing spin exchange. One of them is the use of the so-called "stretched" state of atoms [4]. This state is realized by increasing the intensity of laser pumping, when it is possible to orient the spins of electrons in one direction. In this case, the process of spin exchange stops. This leads to significant narrowing of the magnetic resonance line, which has been repeatedly demonstrated experimentally [5]. However, a consistent dynamic quantum theory based on finding the atomic density matrix and taking into account the nonlinear nature of the spin exchange, as well as the conservation of nuclear spin during collisions, has not been developed. Due to the complexity of the processes occurring, scientific papers generally use simplified approaches to theoretical description based on rate equations for the populations of atomic levels, or on the classical description of the dynamics of atomic spin.

Of particular interest is not the "classical" magnetic resonance excitation scheme, in which the atoms are directly exposed to a radio-frequency magnetic field, but the so-called Bell-Bloom scheme [6], in which parametric resonance is excited by modulating the intensity or polarization of the pumping laser radiation. This scheme is the most compact and eliminates the influence of magnetic sensors on each other. It is much more difficult to achieve the "stretched" state in such a scheme than in the "classical" one, due to the specific orientation of the atomic moments.

In this paper, theoretical model of the physical unit of the optical quantum magnetometer is constructed, based on finding the full atomic density matrix. The model takes into account the nonlinear nature of spin exchange and collisions of alkali atoms with a buffer gas, in which the nuclear spin is preserved. Methods for forming the "stretched" state are

investigated both in the "classical" magnetic resonance excitation scheme and in the Bell-Bloom scheme. Methods are proposed that use an additional component of the laser field to pump out the population from the nonresonant hyperfine sublevel.

## REFERENCES

1. D. Budker, D.F. Jackson Kimball, *Optical Magnetometry*, Cambridge Univ., 2013.
2. E.B. Aleksandrov, A. K. Vershovskii, *Phys. Usp.* **52**, 573–601 (2009).
3. F. Grossetete, *J. Phys. (Paris)* **25**, 383 (1964).
4. N. D. Bhaskar, J. Camparo, W. Happer et al., *Phys. Rev. A* **23**, 3048 (1981).
5. T. Scholtes, S. Pustelny, S. Fritzsche et al., *Phys. Rev. A* **94**, 013403 (2016).
6. W. E. Bell, A. L. Bloom, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 280 (1961).



**XIX International Feofilov Symposium on Spectroscopy of Crystals  
Doped with Rare Earth and Transition Metal Ions (IFS 2025)  
November 10–14, 2025 | Saransk, Russia**

## **Poster Sessions**

# SPECTRAL AND LUMINESCENT CHARACTERISTICS OF $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Tm}$ , $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Ho}$ , $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Tm,Ho}$ CERAMICS

A.O. Ariskin<sup>1</sup>, E.M. Buzaeva<sup>1</sup>, P.A. Ryabochkina<sup>1</sup>, R.N. Maksimov<sup>2</sup>,  
V.V. Osipov<sup>2</sup>, V.A. Shitov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Ogarev Mordovian State University, Saransk, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Electrophysics Ural Branch RAS, Ekaterinburg, Russia*

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

Single crystals of oxides ( $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Lu}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ) doped with rare earth (re) ions are characterized by high values of peak absorption cross-section, high conductivity and mechanical strength, which makes them promising active media of solid-state lasers. Due to the high melting point ( $\sim 2400^\circ\text{C}$ ), the melt growth of large single crystals is difficult, therefore, technologies for producing laser ceramics based on these materials are actively developing [1–5].

The report presents the results of a study of spectroscopic characteristics (oscillator forces, intensity parameters) of  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ , ions in  $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Tm}$  and  $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Ho}$  ceramics. These characteristics were determined and compared with those for  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Ho}$  and  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Tm}$ . It was found that the oscillator strengths of the  $^5\text{I}_8 \rightarrow ^5\text{G}_6$  transition of  $\text{Ho}^{3+}$  ions in  $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Ho}$  ceramics and the  $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{H}_4$  and  $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{F}_4$  transitions of  $\text{Tm}^{3+}$  ions in  $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Tm}$  ceramics as well as the  $\Omega_2$  intensity parameters in these ceramics are significantly higher than the corresponding values in  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Ho}$  and  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Tm}$ . This difference is attributed to the specific features of the local crystal environment of RE ions in these hosts.

In  $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Tm,Ho}$  ceramics, non-radiative energy transfer from the  $^3\text{F}_4$  level of  $\text{Tm}^{3+}$  ions to the  $^5\text{I}_7$  level of  $\text{Ho}^{3+}$  ions was observed under excitation into the  $^3\text{H}_4$  level of  $\text{Tm}^{3+}$ .

*The reported study was carried out with the use of grant of the Russian Science Foundation № 24-23-00460, <https://rscf.ru/en/project/24-23-00460/>.*

## REFERENCES

1. G.A. Newburgh, Akil Word-Daniels, Arocksiamy Michael et al., Optical Society of America **19**, 3604–3611 (2011).
2. Fangxin Yue, Venkatesan Jambunathan, Samuel Paul David et al., Applied Physics B **126**, 1–8 (2020).
3. Fangxin Yue, Paul David, Venkatesan Jambunathan et al., Optical Materials Express **11**, 1489–1496 (2021).
4. Chuanyong Ren, Ke Ma, Fei Wang et al., Optics Express **31**, 17283–17290 (2023).
5. Zihan Li, Haitao Huang, Jun Wang et al., Optics Express **33**, 4340–4349 (2025).

# WIDEBAND EPR-SPECTROSCOPY OF NON-KRAMERS RARE-EARTH IONS IN GARNET AND $\text{YAIO}_3$ CRYSTALS

G.R. Asatryan<sup>1,4</sup>, G.S. Shakurov<sup>2</sup>, B.Z. Malkin<sup>3</sup>, A.G. Petrosyan<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute RAS, Saint Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Kazan Physical-Technical Institute FIC KazNC RAS, Kazan, Russia*

<sup>3</sup>*Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia*

<sup>4</sup>*Institute for Physical Research NAS RA, Ashtarak, Armenia*

E-mail: [hike.asatryan@mail.ioffe.ru](mailto:hike.asatryan@mail.ioffe.ru)

Rare-earth (RE) ion activated crystals of lutetium and yttrium aluminum garnets  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG),  $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (LuAG), and yttrium orthoaluminate  $\text{YAIO}_3$  (YAP) are widely applied in quantum electronics. The study of the magnetic properties of non-Kramers RE ions, which replace  $\text{Y}^{3+}$  and  $\text{Lu}^{3+}$  ions in these compounds, by the EPR method was not possible for a long time due to the lack of signals on standard equipment. We have carried out a number of studies of such crystals using subterahertz frequency technique. The samples were grown using the Bridgman method at the Institute of Physical Research NAS of Republic of Armenia (Ashtarak). Crystals of  $\text{YAG:Tb}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{LuAG:Tb}^{3+}$ ,  $\text{YAP:Ho}^{3+}$ ,  $\text{Tb}^{3+}$  and  $\text{Tm}^{3+}$  were studied, the parameters of the spin Hamiltonian of ions, splitting in zero field and hyperfine interaction constants were determined. In yttrium-aluminum garnet crystals with terbium impurity, the effect of anti-site defects ( $\text{Y}^{3+}$  in place of  $\text{Al}^{3+}$  and  $\text{Al}^{3+}$  in place of  $\text{Y}^{3+}$ ) on the EPR spectra of  $\text{Tb}^{3+}$  ions was detected and studied using the high-frequency EPR method in a wide frequency range (70–200 GHz). Along with  $\text{Tb}^{3+}$  ions located in the yttrium position in a regular environment, a number of terbium centers with a lower concentration and altered values of the initial splitting of the non-Kramers quasi-doublet levels were observed. This change is due to the presence of anti-site defects in the terbium environment. The detected terbium centers with a smaller initial splitting than for the main  $\text{Tb}^{3+}$  position are attributed to terbium ions near which there are  $\text{Al}_Y$  antisite defects (aluminum ions in dodecahedral yttrium positions).  $\text{Ho}^{3+}$  and  $\text{Tb}^{3+}$  ions localized in octahedral positions of yttrium aluminum garnet were also detected. Spectroscopic parameters in this compound were determined based on the effective spin Hamiltonian.

In the  $\text{YAP:Ho}^{3+}$  crystal, in addition to a single center, the spectrum of the  $\text{Ho}^{3+} - \text{Ho}^{3+}$  dimer was recorded. For this crystal, calculations were performed using the crystal field theory (CF). Within the framework of the charge exchange model, the parameters of the CF were obtained. Theoretical frequency-field dependences for the dimer and the isolated center are constructed, which are consistent with experimental data. In calculating the spectrum of the dimer, in addition to the energies of isolated ions, magnetic dipole-dipole and isotropic antiferromagnetic exchange interactions were taken into account. The obtained value of the exchange integral in dimers can be used in construction of a theory of the

antiferromagnetic electron-nuclear ordering discovered at a temperature of  $T_N = 0.16$  K in the concentrated compound  $\text{HoAlO}_3$ . The validity of the theoretical model was tested on a  $\text{YAP:Tm}$  crystal, for which the EPR data are consistent with the CF calculations.

## OXYGEN VACANCIES IN Yb:YAG CERAMICS

V.A. Boronin<sup>1,2</sup>, M.G. Ivanov<sup>1</sup>, M.V. Gavril'yak<sup>1,2</sup>, A.M. Gavril'yak<sup>2</sup>,  
N.D. Kundikova<sup>1,2</sup>, K.V. Lopukhin<sup>3</sup>, F.V. Podgornov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Electrophysics of Ural Branch RAS, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*South Ural State University, Chelyabinsk, Russia*

<sup>3</sup>*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics  
(Fryazino Branch), Russian Academy of Sciences, Fryazino, Russia*

E-mail: [tafun74@gmail.com](mailto:tafun74@gmail.com)

Yb:YAG ceramics is one of the most important materials for solid state lasers because it allows significantly increasing concentration of Yb as well as fabrication of active lase media with desired shape and size. However, during fabrication process the structural defect of ceramics such as F-centers can appear which will affect the ceramics optical properties.

The aim of this report is estimation of the influence of the F centers on the spectral properties of Yb:YAG ceramics in visible wavelength range.

In visible spectral range ( $\lambda = 200 - 900$  nm), the absorption spectrum of prepared Yb:YAG ceramic does not contain the narrow bandwidth line associated with 4f-4f transitions (Fig. 1a) [1]. However, inducing the oxygen vacancies (F – color centers) results in significant modification of the absorption spectrum in the visible range, where one can see (Fig. 1b) three wideband absorption lines (with bandwidths  $\Delta\lambda \approx 50-100$  nm) centered at  $\lambda \approx 230$  nm,  $\lambda \approx 270$  nm,  $\lambda \approx 390$  nm and  $\lambda \approx 660$  nm). These absorption lines appear because of the transitions of electron localized in the color centers.

Vacuum sintering promotes the formation of oxygen vacancies (F– color centers) in Yb:YAG (Fig. 1b) [2].

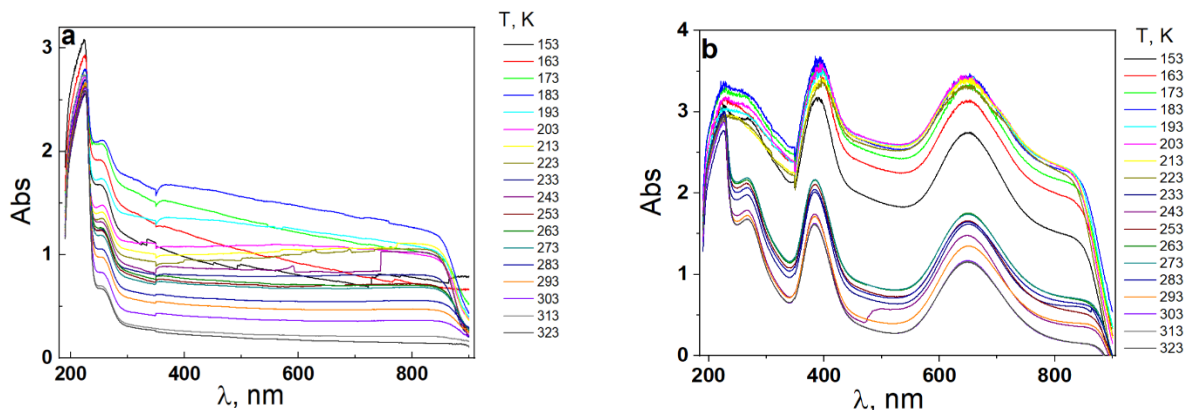


Figure 1. a) Absorption spectra of Yb: YAG for different temperatures.  
b) Absorption spectra of Yb: YAG with F-color centers as function of temperature

Specific feature of this ceramics is thermal behavior of the absorption spectrum which can be explained with the light scattering by crystallites of the ceramics. Upon increasing of temperature from  $T = 153$  K till  $T = 203$  K, the absorption is growing probably due to elastic light scattering by

crystallites. In temperature range from  $T = 233\text{ K}$  to  $T = 323\text{ K}$ , the background level of absorption is decreasing probably due to change the structure and thickness of intercrystallite interfaces.

## REFERENCES

1. H.G. Demirkhanyan, G.G. Demirkhanyan, R.B. Kostanyan, Laser Physics **28**(2), 025701 (2018).
2. C.R. Varney, F.A. Selim, AIMS Materials Science **2**(4), 560–572 (2015).

# THERMAL DEPENDENCE OF JUDD-OFELT PARAMETERS IN Nd:YAG CERAMICS

V.A. Boronin<sup>1,2</sup>, M.G. Ivanov<sup>1</sup>, M.V. Gavrilyak<sup>1,2</sup>, A.M. Gavrilyak<sup>2</sup>,  
N.D. Kundikova<sup>1,2</sup>, K.V. Lopukhin<sup>3</sup>, F.V. Podgornov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Electrophysics Ural Branch RAS, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*South Ural State University, Chelyabinsk, Russia*

<sup>3</sup>*Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics  
(Fryazino Branch) RAS, Fryazino, Russia*

E-mail: [boronin1996vitek@mail.ru](mailto:boronin1996vitek@mail.ru)

Nd:YAG ceramics has a lot of advantages over its single crystal counterparts, such as, advanced mechanical and thermal stability as well as possibility for development of the samples with application demanded size and shape [1].

The aim of this report is investigation of Judd-Ofelt parameters ( $\Omega_2, \Omega_4, \Omega_6$ ) [2] temperature dependence for Nd:YAG ceramics (1% at. Nd<sup>3+</sup>).

The thermal investigation were implemented it temperature range from  $T = 153$  K to  $T = 323$  K with step 10 K. The oscillatory force  $f_{exp}$ , as function of temperature were evaluated from the absorption spectra of the sample as  $P_{exp}^{(i)} = \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_{\lambda} \cdot U_i^{(\lambda)}$  ( $P_{exp}^{(i)}$  – experimentally measured oscillatory force of  $i$ th 4f-4f transition,  $U_i^{(\lambda)}$  – matrices of transitions [3]). Using the retrieved data, temperature dependences of  $\Omega_2, \Omega_4, \Omega_6$  parameters were obtained (Fig.).

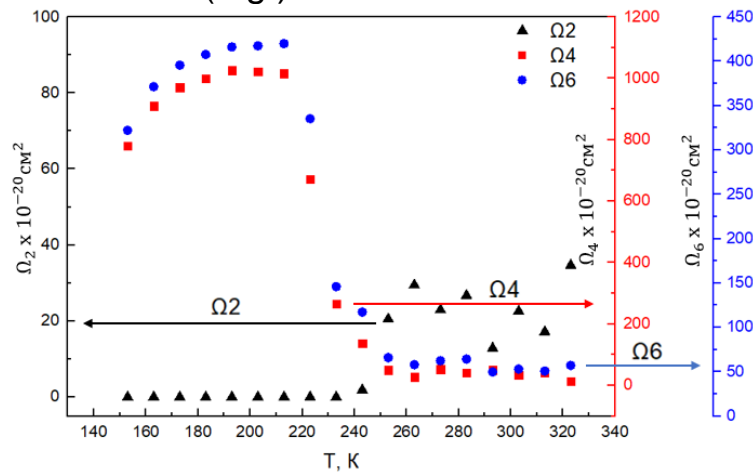


Fig. Temperature dependence of the Judd-Ofelt parameters

As follow from Fig.  $\Omega_2$  is growing with temperature what could be explained by the electron phonon interaction. Oppositely,  $\Omega_4$  and  $\Omega_6$  decrease with increase of temperature, which could be the result of the ceramics thermal expansion leading to the modification of the local electric field.

## REFERENCES

1. Qiang Liu et al. Journal of Alloys and Compounds **616**, 81–88 (2014).
2. B.M. Walsh, Judd-Ofelt theory: principles and practices, *Advances in spectroscopy for lasers and sensing*, Dordrecht: Springer Netherlands, 2006.
3. W.T. Carnall, P.R. Fields, B.G. Wybourne, Journal of Chemical Physics **42**(11), 3797–3806 (1965).

# SUPERFLUORESCENCE EMISSION AND SUPERRADIANCE LASER GENERATION IN $\text{YPO}_4$ : $\text{Er}^{3+}$ SINGLE CRYSTAL AT A TELECOMMUNICATION WAVELENGTH

K.I. Gerasimov<sup>1</sup>, M.M. Minnegaliev<sup>1</sup>, S.A. Moiseev<sup>1</sup>, I.V. Brekotkin<sup>1</sup>,  
M.N. Popova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Kazan Quantum Center, Kazan, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Spectroscopy RAS, Moscow, Troitsk, Russia*

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

Superradiance (SI) Dicke [1] is a well-known effect of cooperative and coherent spontaneous radiation, which is of interest in such fields of research as, for example, laser physics and quantum optics [2]. Cooperative spontaneous emission in a macroscopic ensemble (volume  $\gg \lambda^3$ ) is usually called superfluorescence (SF) [3]. In this work, SF was studied in a single crystal  $\text{YPO}_4$ :  $\text{Er}^{3+}$  at a temperature from 3.5 to 18 K. We observed powerful SF radiation at telecommunication wavelengths (1.5 microns) and the generation of a SI laser with various pumping schemes and wavelengths. Under pulsed excitation, SF demonstrated a classical ringing form. We investigated the dependences of the time delay, peak power, total SF energy, pulse duration and their fluctuations on the pumping pulse energy. In addition, we have achieved the operation of a narrow-line ( $\approx 48$  kHz) single-frequency and single-mode SI laser with high quantum slope efficiency ( $\approx 84$  %) with continuous wave pumping.

*The work was supported by the Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev Strategic Academic Leadership Program («PRIORITET–2030»).*

# STRUCTURE AND SPECTRAL-LUMINESCENT PROPERTIES OF NANO-SIZED PARTICLES $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$

A.S. Alekseeva<sup>1</sup>, S.A. Bukarev<sup>1</sup>, T.V. Volkova<sup>1</sup>, V.M. Kyashkin<sup>1</sup>,  
E.E. Lomonova<sup>1,2</sup>, V.A. Myzina<sup>1,2</sup>, P.A. Ryabochkina<sup>1</sup>,  
N.Yu. Tabachkova<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>*Ogarev Mordovia State University, Saransk, Russia*

<sup>2</sup>*Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*National University of Science and Technology (MISIS), Moscow, Russia*

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

Ceramic materials based on  $\text{ZrO}_2$ , due to their unique combination of properties and the ability to precisely control their structure, have enormous potential for practical application [1]. It should be noted that the structure, properties and quality of the resulting ceramics are determined by the characteristics of the powders used as precursors and depend significantly on the method of their production.

The results of complex studies of the structure, phase composition and spectral-luminescent properties of crystals of the concentration series  $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$  were presented earlier in works [2–5], in which it was shown that  $\text{Eu}^{3+}$  ions in low concentrations can be effectively used as a spectroscopic probe for studying the structure.

In this work, we study the morphology, phase composition and spectral-luminescent properties of nanopowders of the concentration series  $\text{ZrO}_2\text{-(4–27 mol. \%)}\text{Y}_2\text{O}_3\text{-(0.1 mol. \%)}\text{Eu}_2\text{O}_3$  obtained by the method of chemical coprecipitation. A comparative analysis of the results of studying nanopowders  $\text{ZrO}_2\text{-(4–27 mol. \%)}\text{Y}_2\text{O}_3\text{-(0.1 mol. \%)}\text{Eu}_2\text{O}_3$  and macroscopic crystals of similar composition obtained by the method of directional crystallization using direct induction heating in a cold container is performed.

*This work was financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, grant number FZRS-2025-0001.*

## REFERENCES

1. A.O. Zhigachev, Yu.I. Golovin, A.V. Umrikhin, V.V. Korenkov, A.I. Tyurin, V.V. Rodayev, T.A. Dyachek, *Ceramic materials based on zirconium dioxide*, Moscow: Tekhnosfera, 2018.
2. J. Dexpert-Ghys, M. Faucher, P. Caro, J. Solid State Chem. **54**, 179 (1984).
3. H. Yugami, A. Koike, M. Ishigame, Phys. Rev. B. **44**, 9214 (1991).
4. Yu.K. Voron'ko, M.A. Zufarov, A.A. Sobol', S.N. Ushakov, L.I. Tsymbal, Inorg. Mater. **33**, 379 (1997).
5. M.A. Borik, T.V. Volkova, E.E. Lomonova, V.A. Myzina,

P.A. Ryabochkina, N.Yu. Tabachkova, A.N. Chabushkin, Optics and Spectroscopy. **22**, 580 (2017).

## A NEW CLASS OF PHOSPHORS BASED ON STRONTIUM VANADATES $\text{Sr}_8\text{MgR}(\text{VO}_4)_7$

E.S. Zhukovskaya<sup>1</sup>, A.M. Savvotin<sup>1</sup>, D.V. Deyneko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, Chemistry Department,  
Moscow, Russia*

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

Among the substances that meet the high requirements for new-generation luminophores, compounds with a structure of the  $\beta\text{-Ca}_3(\text{PO}_4)_2$  type stand out. With high isomorphic capacity, such compounds are a very promising matrix for obtaining luminescent materials. For example, by introducing rare earth elements (REE – R) into the structure, it is possible to achieve luminescence in various spectral regions. It is worth noting that in this structural family, it is possible to have luminophores not only based on  $\beta\text{-Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ , for example  $\text{Ca}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_7$  [1], but also isostructural calcium vanadates,  $\text{Ca}_9\text{In}(\text{VO}_4)_7\text{:Eu}^{3+}$  [2], as well as their phosphate analogs built on the basis of strontium –  $\text{Sr}_8\text{MR}(\text{PO}_4)_7$  [3]. In the series of strontium phosphates isostructural with strontiowhitlockite or  $\text{Sr}_9\text{Fe}_{1.5}(\text{PO}_4)_7$  [4], the processes of phase formation remain poorly studied, in contrast to their calcium analogues (for example,  $\text{Ca}_{9-x}\text{M}^{2+}_x\text{R}(\text{PO}_4)_7$ ), where the formation of continuous series of solid solutions has been recorded for both cationic [5] and anionic substitutions, which was shown, for example, in the series  $\text{Ca}_9\text{Y}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$  [6]. Isostructural  $\beta\text{-Ca}_3(\text{PO}_4)_2$  strontium vanadates are currently represented only by individual compounds  $\text{Sr}_9\text{In}(\text{VO}_4)_7$  [7],  $\text{Sr}_9\text{R}(\text{VO}_4)_7$  (R = Tm, Yb and Lu) [8],  $\text{Sr}_9\text{La}(\text{VO}_4)_7\text{:xEu}^{3+}$  [9].

We have studied the possibility of anionic substitutions in the series of phosphates  $\text{Sr}_8\text{ZnEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$  [10], and demonstrated the possibility of obtaining a continuous series of solid solutions in the region  $0 \leq x \leq 6$ . In the present work, in addition to obtaining a similar series containing  $\text{Mg}^{2+}$  ions with the general formula  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$ , strontium vanadates for the entire series of REEs –  $\text{Sr}_8\text{MgR}(\text{VO}_4)_7$  were synthesized and studied. The samples were obtained by solid-phase synthesis from stoichiometric amounts of the initial reagents  $\text{MgO}$ ,  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{NH}_4\text{VO}_3$  and  $\text{R}_2\text{O}_3$ . The synthesis was carried out in several successive stages with a gradual increase in the synthesis temperature from 400 to 1100 °C, the holding time at the final temperature was 100 h. Then the samples were slowly cooled together with the furnace to room temperature.

The PXRD patterns of the series of mixed phosphate-vanadates are shown in Fig. 1a. All reflections of the synthesized substances correspond to the strontiowhitlockite phase ( $\text{Sr}_{0.86}\text{Mg}_{0.14}$ )<sub>3</sub>( $\text{PO}_4$ )<sub>2</sub> [11], including the vanadate  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{VO}_4)_7$ , in contrast to  $\text{Sr}_8\text{ZnEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$  [10], where the vanadate  $\text{Sr}_8\text{ZnR}(\text{VO}_4)_7$  demonstrated an admixture of a phase with the eulytine structure  $\text{Sr}_3\text{Eu}(\text{VO}_4)_3$ . As the substitution proceeds  $\text{P}5+ \rightarrow \text{V}5+$ ,

the unit cell parameters demonstrate monotonic growth (Fig. 1b), which corresponds to Vegard's rule.

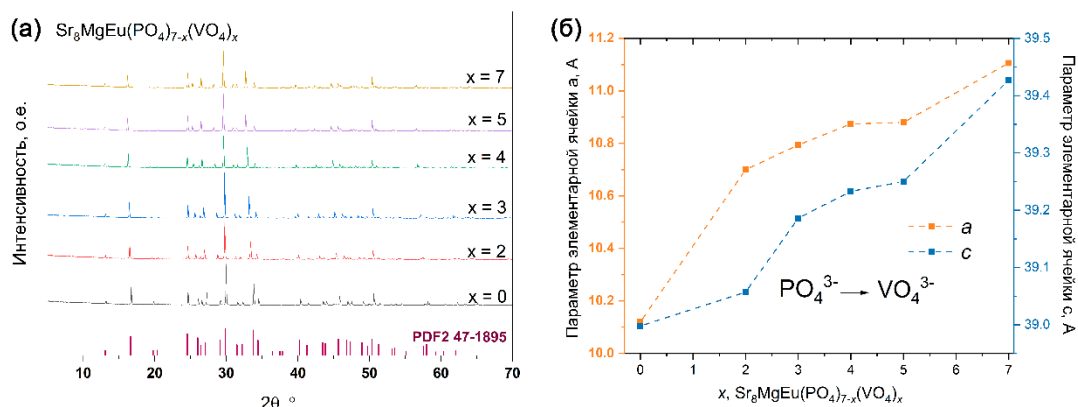


Fig. 1. PXRD patterns for  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$  and bars for  $(\text{Sr}_{0.86}\text{Mg}_{0.14})_3(\text{PO}_4)_2$  (PDF-2 № 47-1895)

The photoluminescence (PL) emission spectra for the phosphate-vanadates  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$  are shown in Fig. 2. The observed bands in the spectra correspond to the electronic transitions of the  $\text{Eu}^{3+}$  cation from the lower excited state  $^5\text{D}_0$  to the ground state terms  $^7\text{F}_J$ . The analysis of the integrated intensities at excitation wavelengths of 395 and 465 nm is shown in the inset. One can see a monotonic increase with increasing content of the  $\text{VO}_4^{3-}$  group in the structure. However, upon passing to pure vanadate  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{VO}_4)_7$ , some decrease in the PL intensity is observed; however, compared to phosphates  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_7$ , the integrated luminescence intensity of the  $\text{Eu}^{3+}$  ions is more than 2 times higher. The mixed anionic environment of the luminescence centers affects the coordination polyhedra occupied by  $\text{Eu}^{3+}$  ions and, ultimately, leads to an increase in the luminescence efficiency. The paper discusses the crystallographic aspects of the luminescence of REE ions in the  $\text{Sr}_8\text{MgR}(\text{VO}_4)_7$  matrix and mixed phosphate-vanadates.

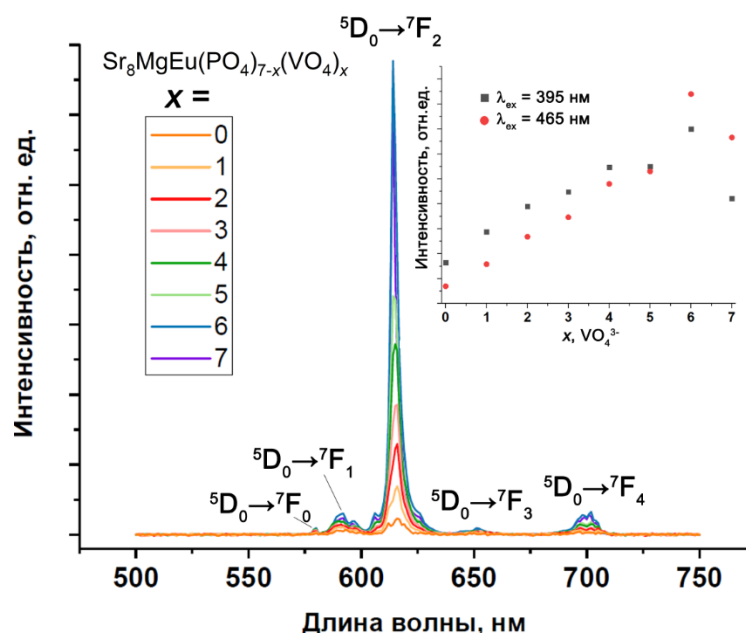


Fig. 2. PL spectra of  $\text{Sr}_8\text{MgEu}(\text{PO}_4)_{7-x}(\text{VO}_4)_x$ ; The inset shows the dependences of the integrated PL intensity at  $\lambda_{\text{ex}} = 395, 465 \text{ nm}$

*The work was carried out with financial support from the RSF, project 23-73-10007.*

## REFERENCES

1. D.V. Deyneko, I.V. Nikiforov, D.A. Spassky, Y.Y. Dikhtyar, S.M. Aksenov, S.Y. Stefanovich, B.I. Lazoryak, Cryst. Eng. Comm. **21**, 5235 (2019).
2. B.I. Lazoryak, A.A. Belik, E.M. Gallyamov, V.V. Titkov, S.Y. Stefanovich, V.N. Maragaeva, D.A. Spassky, A.V. Mosunov, O.V. Baryshnikova, D.V. Deyneko, Mater. Res. Bull. **186**, 113349 (2025).
3. D.V. Deyneko, I.V. Nikiforov, D.A. Spassky, P.S. Berdonosov, P.B. Dzhevakov, B.I. Lazoryak, J. Alloys Compd. **887**, 161340 (2021).
4. A.A. Belik, B.I. Lazoryak, K.V. Pokholok, T.P. Terekhina, I.A. Leonidov, E.B. Mitberg, V.V. Karelina, D.G. Kellerman, J. Solid State Chem. **162**, 113 (2001).
5. I.V. Nikiforov, D.V. Deyneko, I.F. Duskaev, Phys. Solid State. **62**, 860 (2020).
6. Z.Z. Zhang, F. Zhang, G.Q. Li, J. Zhang, W.F. Zhang, J. Mater. Sci. Mater. Electron. **30**, 8838 (2019).
7. A.A. Belik, D.V. Deyneko, O.V. Baryshnikova, S.Y. Stefanovich, B.I. Lazoryak, RSC Adv. **10**, 10867 (2020).
8. A.A. Belik, M. Takano, M.V. Boguslavsky, S.Y. Stefanovich, B.I. Lazoryak, Chem. Mater. **17**, 122 (2005).
9. J. Kong, N. Liu, Z. Wang, R. Zhou, Y. Wang, J. Alloys Compd. **1010**, 178342 (2025).
10. I.V. Nikiforov, E.S. Zhukovskaya, S.M. Aksenov, R.Y. Shendrik, E.A. Pankrushina, D.V. Deyneko, Inorg. Chem. In press (2025).

11. J.F. Sarver, M.V. Hoffman, F.A. Hummel, J. Electrochem. Soc. **108**, 1103 (1961).

# STRUCTURAL AND PHYSICO-CHEMICAL CHARACTERISTICS OF ALUMOMAGNESIUM SPINEL OPTICAL CERAMICS

E.V. Yezhikova<sup>1</sup>, I.A. Telegin<sup>2</sup>, N.A. Khokhlov<sup>2</sup>, A.V. Kulebyakin<sup>1</sup>,  
E.E. Lomonova<sup>1</sup>, V.A. Myzina<sup>1</sup>, A.A. Rey<sup>1</sup>, N.Yu. Tabachkova<sup>1,3</sup>,  
M.K. Tapero<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Crystals of Siberia LTD, Novosibirsk, Russia*

<sup>3</sup>*National University of Science and Technology (MISIS), Moscow, Russia*

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

Aluminum magnesium spinel with a cubic crystal structure has excellent chemical, thermal, dielectric, mechanical, and optical properties. These properties make this material promising for optically transparent windows, domes, and armor, night vision systems, as well as a basis for scintillation and laser materials. However, the process of obtaining alumomagnesium spinel for use in various optical products is quite complex. The synthesis of high-quality alumomagnesium spinel requires both high-purity starting powders with the necessary degree of dispersion and high-tech synthesis methods with the determination of optimal conditions at each stage. This approach makes it possible to obtain high-density optical materials with minimal scattering losses.

Aluminum-magnesium spinel nanopowders were obtained by processing a mixture of commercial starting powders in a stoichiometric composition in a serial synthesis unit "ATLAS" manufactured by IK-TTE LLC. The structure and phase composition of the powders were studied using X-ray diffraction and transmission electron microscopy. The work shows that the synthesized alumomagnesium spinel material is a weakly agglomerated white powder with low bulk density. The powder was single-phase; only reflections corresponding to the  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  phase were observed on the diffractogram. The powder particles were spherical in shape, with particle sizes ranging from 20 to 30 nanometers. The average specific surface area of the synthesized material was  $75 \text{ m}^2/\text{g}$ . The optical properties of transparent ceramics made from synthesized powders by hot uniaxial pressing followed by hot isostatic pressing were comparable to those of currently available analogues. The light transmittance of the samples reached 75 % in the wavelength range from 0.4 to  $6 \mu\text{m}$ . The paper discusses the features of the technological process of powder synthesis using the ATLAS installation, as well as the features of compaction and heat treatment. It is shown that the quality of the obtained samples depended on the conditions of the compaction process. Studies were conducted on the characteristics of alumina-magnesium spinel samples obtained at each stage of the technological process using other types of starting powders.

# STRUCTURE AND LUMINESCENCE OF DIMERIC LANTHANIDE PIVALATES WITH DERIVATIVES OF 1,10-PHENANTHROLINE

K.P. Zhuravlev<sup>1</sup>, V.D. Savchenko<sup>1</sup>, A.V. Vologzhanina<sup>2</sup>, V.I. Tsaryuk<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*V.A. Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS,  
Fryazino, Russia*

<sup>2</sup>*A.N. Nesmeyanov Institute of Organoelement Compounds RAS,  
Moscow, Russia*

*E-mail: [kpz225@mail.ru](mailto:kpz225@mail.ru)*

The relationship between spectroscopic and structural features of the dimers of lanthanide pivalates  $\text{Ln}(\text{Piv})_3(\text{Phn})$  (where  $\text{Ln} = \text{Eu}, \text{Gd}, \text{Tb}$ ;  $\text{Piv} = (\text{CH}_3)_3\text{C-COO}^-$ ;  $\text{Phn} = 1,10\text{-phenanthroline (Phen)}$  and its 4-methyl-, 4,7-dimethyl-, 3,4,7,8-tetramethyl-, 5-amino- (APhen), and 5-nitro-derivatives) was studied using the luminescence spectroscopy, X-ray diffraction, and computational methods.

This work is a development of studies of dimeric aliphatic and aromatic lanthanide carboxylates with heterocyclic N-donor ligands [1]. Pivalates have high luminescence quantum yield, as well as good thermal and photo stability. The compounds dissolve well in organic solvents and are capable of sublimation in a vacuum. These features make them attractive for study and potential applications in various fields of science and technology.

The luminescence spectra of Eu and Tb compounds, the phosphorescence spectra of Gd compounds, the lifetimes of the  $^5\text{D}_0$  ( $\text{Eu}^{3+}$ ) and  $^5\text{D}_4$  ( $\text{Tb}^{3+}$ ) electronic states, and the luminescence intensity at 77 and 295 K were measured. The crystal structures of seven compounds were determined. Using the LUMPAC software [2], the experimental and theoretical Judd-Ofelt intensity parameters  $\Omega_\lambda$  ( $\lambda = 2, 4, 6$ ) of europium pivalates, the rates of radiative and nonradiative processes, the quantum efficiency, and the quantum yield of luminescence were calculated. It was shown that the dynamic coupling (DC) mechanism is dominant in controlling the intensity of f-f transitions in  $\text{Eu}^{3+}$  pivalates compared to the forced electric dipole (FED) mechanism.

The efficiency of excitation energy transfer to  $\text{Eu}^{3+}$  and  $\text{Tb}^{3+}$  ions was analyzed depending on the relative position of the resonance levels of the  $\text{Ln}^{3+}$  ions and the lowest excited singlet  $\text{S}_1$  and triplet  $\text{T}_1$  associated with the Phn ligand. Multiphonon relaxation is the only nonradiative process in europium pivalates, and the rate of this process is low because of the distant location of the  $-\text{CH}_3$  quenchers from the  $\text{Eu}^{3+}$  ion. This factor provides a fairly high quantum efficiency of  $\text{Eu}^{3+}$  luminescence: in the range of 55–62 % at 77K. The quantum yield also varies within these ranges, indicating a high efficiency of excitation energy transfer from ligands to the  $\text{Eu}^{3+}$  ion. However, in the case of  $\text{Eu}(\text{Piv})_3(\text{APhen})$  at 295 K these parameters are reduced by half, that is caused by the location of the  $\text{T}_1$  state between the  $^5\text{D}_1$  and  $^5\text{D}_0$  levels of the  $\text{Eu}^{3+}$  ion. The calculated

nonradiative rates of forward and back energy transfer  $T_1 \leftrightarrow {}^5D_1$  and  $T_1 \leftrightarrow {}^5D_0$  are consistent with the triplet position for different compounds.

In terbium pivalates, in addition to multiphonon relaxation, the back energy transfer  ${}^5D_4-T_1$  is also active, which leads to a reduction in the lifetime of the  ${}^5D_4$  state at 295 K, as well as a decrease in the luminescence intensity up to its complete quenching. Upon excitation into the  $S_0-S_1$  band of Phn ligand only  $Tb(Piv)_3(Phen)$  has the high luminescence intensity. The reduced lifetime of the  ${}^5D_4$  state in this pivalate at 77 K and the absence of back energy transfer at 295 K, as well as the greater Stark splitting of  $Tb^{3+}$  electronic transitions, are explained by the influence of stronger Tb-ligands binding.

*The work was carried out within the framework of the State Assignment of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation.*

## REFERENCES

1. V.D. Savchenko, K.P. Zhuravlev, V.I. Tsaryuk, J. Lumin. **276**, 120839 (2024).
2. J.D.L. Dutra, T.D. Bispo, R.O. Freire, J. Comput. Chem. **35**, 772 (2014).

# SPECTROSCOPIC STUDY AND VISIBLE LUMINESCENCE OF Tb<sup>3+</sup> IONS IN Tb/Yb:SrF<sub>2</sub> CRYSTALS

P.G. Zverev, A.V. Nekhoroshikh, V.A. Konyushkin  
*Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russia*  
E-mail: [zverev@lst.gpi.ru](mailto:zverev@lst.gpi.ru)

Crystals activated by terbium ions are of interest for the creation of lasers operating in the visible spectral range. The crystals Sr<sub>0.98</sub>Tb<sub>0.02</sub>F<sub>2.02</sub>, Sr<sub>0.9</sub>Tb<sub>0.1</sub>F<sub>2.1</sub> and Sr<sub>0.95-x</sub>Tb<sub>0.05</sub>Yb<sub>x</sub>F<sub>2.05+x</sub> (x = 0, 0.05, 0.10) grown by the Bridgman-Stockbarger method in a multichannel graphite crucible were studied. Yb<sup>3+</sup> ions were used as sensitizers to excite Tb<sup>3+</sup> ions. The absorption spectra of crystals were measured at room temperature in the wavelength range from 300 to 3200 nm. From the absorption spectra line strengths were determined. Using the Judd-Offelt theory we calculated transition probabilities, luminescence branching coefficients, and the radiation lifetime of the <sup>5</sup>D<sub>4</sub> level of the Tb<sup>3+</sup> ion, which was found to have similar values in all crystals and was  $\tau_r = 6.6$  ms. The luminescence spectra of Tb<sup>3+</sup> ions in crystals were measured when excited by the third harmonic of Nd:YAG laser (355 nm) at the transition <sup>7</sup>F<sub>6</sub> → <sup>5</sup>L<sub>9</sub>. The calculated luminescence cross sections at the transitions <sup>5</sup>D<sub>4</sub> → <sup>7</sup>F<sub>5</sub> and <sup>5</sup>D<sub>4</sub> → <sup>7</sup>F<sub>4</sub> (544 nm and 586 nm wavelengths) were 7.0 × 10<sup>-22</sup> cm<sup>2</sup> and 2.2 × 10<sup>-22</sup> cm<sup>2</sup>. The lifetime of luminescence at the <sup>5</sup>D<sub>4</sub> level in Tb<sup>3+</sup> ions was measured when excited by the third harmonic of pulsed Nd:YAG laser with a pulse duration of 22 ns. In crystals activated only by Tb<sup>3+</sup> ions (Sr<sub>1-x</sub>Tb<sub>x</sub>F<sub>2+x</sub>, x = 0, 0.05, 0.10), the lifetime has close values of about 5.9 ms, which indicates the absence of the concentration quenching in terbium ions. In crystals co-activated with ytterbium ions (Sr<sub>0.95-x</sub>Tb<sub>0.05</sub>Yb<sub>x</sub>F<sub>2.05+x</sub>, x = 0, 0.05, 0.10), the luminescence decay curves were well described by a single exponential dependence with lifetimes of 5.9, 5.3, and 4.1 ms. The decrease in the experimental lifetime with an increase in the concentration of Yb<sup>3+</sup> ions is due to the cooperative process of down-conversion, which was observed earlier in [1].

The luminescence of Tb<sup>3+</sup> ions in Tb/Yb:SrF<sub>2</sub> crystals was studied under excitation of Yb<sup>3+</sup> ions by radiation from a continuous diode laser with a wavelength of 955 nm. In this case, the luminescence spectrum of Tb<sup>3+</sup> ions was identical to the spectrum obtained by direct excitation. A quadratic dependence of the luminescence intensity of Tb<sup>3+</sup> ions on the intensity of exciting radiation was observed, which indicated that the excitation of the Tb<sup>3+</sup> ion occurred due to a cooperative up-conversion process with the transfer of excitation from two Yb<sup>3+</sup> ions to one Tb<sup>3+</sup> ion.

## REFERENCES

1. T.T. Basiev, M.E. Doroshenko, V.V. Osiko, JETP Letters, **71**, 8 (2000).

## PHOTODYNAMIC PROCESSES IN $\text{BaY}_2\text{F}_8$ CRYSTALS WITH COACTIVATION BY $\text{Tb}^{3+}$ - $\text{Yb}^{3+}$ IONS

A.M. Zubareva, A.A. Shavelev, A.A. Shakirov, T.M. Minnebaev,  
E.I. Oleinikova, I.D. Sidorov, A.K. Ginkel, A.S. Nizamutdinov  
*Kazan (Volga region) federal university, Institute of Physics, Kazan, Russia*  
E-mail: [gumonya@list.ru](mailto:gumonya@list.ru)

Solar panels remain one of the key directions in the development of renewable energy sources. Current research focuses on enhancing their efficiency and durability by optimizing materials and designs. One promising approach is the use of fluoride crystals doped with rare-earth ions as additional substrates or functional layers, which improves the optical and thermal characteristics of solar panels [1]. An example is the use of  $\text{CaF}_2\text{:Ce}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$  to increase the absorption efficiency of the silicon substrate. In this compound, for a pair of  $\text{Ce}^{3+}$  and  $\text{Yb}^{3+}$  ions, excitation transfer from  $\text{Ce}^{3+}$  ions to  $\text{Yb}^{3+}$  ions can be observed, followed by near-IR illumination with a quantum efficiency of more than unity. The development of such nanophosphores allows the development of new highly efficient solar panels [2]. Other effective ion pairs are known for such energy conversion. Studies of  $50\text{P}_2\text{O}_5\text{-}20\text{CaO-}25\text{Na}_2\text{O-}5\text{Al}_2\text{O}_3\text{-}0.5\text{Tb}^{3+}\text{-}x\text{Yb}^{3+}$  glasses (in mol.%,  $x = 0, 0.5, 1.5$  and  $3$ ) with a pair of doped Tb-Yb ions showed an increase in the total energy conversion by a solar panel by 0.34% [3].

This work investigated photodynamic processes in  $\text{BaY}_2\text{F}_8$  crystals under dual activation with  $\text{Tb}^{3+}$  and  $\text{Yb}^{3+}$  ions. Luminescence spectra were recorded and analyzed for both upconversion and downconversion cases; low-temperature studies of  $\text{Yb}^{3+}$  ion luminescence were also conducted within the 77–300 K temperature range. Additionally, the lifetime dependence on the luminescent ion concentration was obtained for the downconversion case. Lattice parameters were calculated based on X-ray phase analysis data in the presence of impurity ions, yielding:  $a = 6.94 \text{ \AA}$ ;  $b = 10.48 \text{ \AA}$ ;  $c = 4.24 \text{ \AA}$  and  $\beta = 99.8^\circ$ . An estimate of the number of photons involved in the energy transfer processes for the upconversion case was made, yielding values of 2.27 and 2 for the  $^5\text{D}_4$  and  $^5\text{D}_3$  levels, respectively. Quantum yield measurements were performed for both upconversion and downconversion, resulting in values of 0.004%, 0.03%, and 0.014% for 2 at.%, 5 at.%, and 10 at.%  $\text{Yb}^{3+}$  ions, respectively (upconversion); and 70.3%, 49.3%, and 55.05% for 2 at.%, 5 at.%, and 10 at.%  $\text{Yb}^{3+}$  ions (downconversion), respectively. The presence of back-energy transfer processes to  $\text{Yb}^{3+}$  ions was suggested for the upconversion case. It was concluded that cross-relaxation processes affect the populations of the terbium ion's  $^5\text{D}_3$  and  $^5\text{D}_4$  levels; energy transfer in the Tb-Yb ion pair occurs not via cooperative processes, but likely through single-photon mechanisms.

## REFERENCES

1. Martin A. Green et al., Prog. Photovolt. Res. Appl. 3–13 (2023).
2. Suwen Li, Advanced Materials Research **366**, 173–176 (2012).
3. Guishun Li, Journal of Alloys and Compounds **662**, 89–93 (2016).

# LUMINESCENCE, DEFECT ENGINEERING, AND THERMAL STABILITY OF Mn<sup>4+</sup>-DOPED RED-EMITTING PHOSPHORS FOR LIGHTING AND OPTICAL THERMOMETRY

Q. Shi<sup>1</sup>, K.V. Ivanovskikh<sup>2</sup>, X. Zhu<sup>1</sup>, M. Zhai<sup>1</sup>, J. Qiao<sup>1</sup>, L. Wang<sup>1</sup>, X. Yang<sup>1</sup>, H. Guo<sup>1</sup>, P. Huang<sup>1</sup>, X.-J. Wang<sup>1</sup>, C.E. Cui<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan, China*

<sup>2</sup>*Institute of Physics and Technology, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

E-mail: [k.v.ivanovskikh@urfu.ru](mailto:k.v.ivanovskikh@urfu.ru)

Mn<sup>4+</sup>-doped phosphors have become highly attractive due to their efficient red and far-red emissions, tunable luminescence, and environmentally friendly synthesis, making them promising for advanced lighting and sensing technologies. In this report we present results of synthesis and systematic study of a series of novel Mn<sup>4+</sup>-activated oxide and oxyfluoride phosphors, targeting enhancements in luminescence intensity, thermal stability, and suppression of defect-related non-radiative losses.

The Li<sub>4</sub>Mg<sub>2</sub>TaO<sub>6</sub>F:Mn<sup>4+</sup> oxyfluoride phosphors were synthesized using an environmentally benign solid-state reaction. Using NaF (Na<sup>+</sup>) as a charge compensator effectively suppressed cation vacancies caused by Mn<sup>4+</sup> replacing Ta<sup>5+</sup> sites, significantly enhancing luminescence. Optimized compositions (25 mol% NaF) showed a 112 % increase in emission intensity at 672 nm and a two-fold improvement in quantum efficiency (from 17 to 34 %). Their broad far-red emission (625–830 nm) ideally matches absorption bands of plant phytochromes, suggesting potential applications in precision agricultural lighting. Prototype LED devices using these phosphors with a blue LED chip (450 nm) exhibited stable emissions under various operating currents (30–300 mA) [1].

Mn<sup>4+</sup>-activated double perovskite far-red emitting phosphors of BaLa(Na/Li)WO<sub>6</sub> and BaLaLi(W/Te)O<sub>6</sub> were synthesized and studied to get insight into the effects of Na<sup>+</sup> to W<sup>6+</sup> and Li<sup>+</sup> to Te<sup>6+</sup> substitutions. The latter result in a blue shift of Mn<sup>4+</sup> <sup>4</sup>T<sub>2g</sub> excitation band, that, in turn, greatly improves luminescence thermal stability of the specific samples. The potential mechanism responsible for this optimization was proposed based on configurational coordinate diagram, which suggests increasing the energy gap between Mn<sup>4+</sup> <sup>2</sup>E<sub>g</sub> and <sup>4</sup>T<sub>2g</sub> levels with substitutions of Na<sup>+</sup> and W<sup>6+</sup> by Li<sup>+</sup> and Te<sup>6+</sup>, respectively, leading to the higher quenching temperature [2].

Finally, Ba<sub>2</sub>LaTaO<sub>6</sub>:Bi<sup>3+</sup>, Mn<sup>4+</sup> phosphors were investigated for dual-mode optical thermometry. Emissions from Bi<sup>3+</sup> (~400 nm, blue) and Mn<sup>4+</sup> (~680 nm, red) showed distinctly different thermal behaviors, allowing high-sensitivity fluorescence intensity ratio (FIR) thermometry. Maximum absolute and relative sensitivities reached 0.029 K<sup>-1</sup> and 3.81% K<sup>-1</sup>,

respectively, in the 80–470 K range (which is also readily detected by eye). Energy transfer between  $\text{Bi}^{3+}$  and  $\text{Mn}^{4+}$  via quadrupole-quadrupole interactions was shown to enhance thermometric performance [3].

Collectively, these findings provide valuable approaches for designing high-performance, environmentally friendly  $\text{Mn}^{4+}$ -doped phosphors suitable for next-generation red-emitting lighting and thermometry applications. Through targeted defect engineering and systematic structural optimization, our studies offer robust pathways for overcoming intrinsic limitations associated with thermal quenching and luminescence efficiency.

## REFERENCES

1. X. Yang, Q. Shi, K.V. Ivanovskikh, L. Wang, J. Qiao, H. Guo, J. All. Comp. **1035**, 181392 (2025).
2. M. Zhai, Q. Shi, K.V. Ivanovskikh, J. Qiao, L. Wang, H. Guo, P. Huang, X.-J. Wang, J. Mater. Chem. C **11**, 13865 (2023).
3. X. Zhu, L. Wang, Q. Shi, H. Guo, J. Qiao, C.E. Cui, K.V. Ivanovskikh, P. Huang, J. Lumin. **262**, 119949 (2023).

# QUADRUPOLE INTERACTIONS IN RARE-EARTH CRYSTALS WITH PYROCHLORE STRUCTURE

V.V. Klekovkina

*Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia*

*E-mail: [vera.klekovkina@kpfu.ru](mailto:vera.klekovkina@kpfu.ru)*

Rare-earth (RE) crystals with a pyrochlore structure have been among the most actively studied frustrated magnets over the past three decades. Nevertheless, a microscopic model describing the unusual properties of these crystals remains incomplete. One of the debated issues is the possibility of a phase characterized by a long-range ordering of electric quadrupole moments of 4f-electrons localized on the RE ions.

The energy of electrostatic interactions between electric multipoles can almost always be neglected. However, virtual electron transfer processes between spin-orbitals of ions with unfilled electron shells through intermediate ligand states induce an indirect interaction between multipole moments. The energy of this interaction can reach values on the order of 1 K [1].

Quadrupole degrees of freedom were first mentioned in relation to rare-earth pyrochlores in work [2], where the quadrupole interactions Hamiltonian was written in terms of the wave functions of the ground-state doublet of the  $\text{Pr}^{3+}$  ion in a crystal field of  $D_{3d}$  symmetry (using the Pauli matrices). In the general case, when modeling the properties of RE pyrochlores under conditions where the population of excited electronic states cannot be neglected, the quadrupole interaction operator must be written in terms of the components of the electric quadrupole moment operator (proportional to second-rank spherical tensor).

In this work, we obtained the quadrupole interactions operator in a tetrahedral cluster containing four neighboring RE ions in magnetically non-equivalent positions of the crystal lattice of RE pyrochlores. The structure of the obtained operator agrees with a recently published work [3].

Quadrupole interactions compete with magnetic interactions. Taking quadrupole interactions into account leads to a renormalization of the exchange interaction parameters. In this work, calculations of the field dependencies of the magnetization for the  $\text{Pr}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$  crystal was performed. It was shown that accounting for quadrupole interactions leads to a decrease of the effective magnetic moment of the RE ion at low temperatures.

## REFERENCES

1. P. Santini, S. Carretta, G. Amoretti, et al., *Rev. Mod. Phys.* **81**, 807 (2009).
2. S. Onoda, Y. Tanaka, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 047201 (2010).
3. K.T.K. Chung, S. Petit, J. Robert, arXiv:2506.19908 (2025).

# SYNTHESIS AND STUDY OF CATHODOLUMINESCENCE IN YTTRIUM AND LUTETIUM ORTHOPHOSPHATES. CHARGE CARRIER TRAPS AND ENERGY TRANSFER

I.V. Koklyushkina, K.N. Orekhova, T.B. Popova, B.E. Burakov,  
M.V. Zamoryanskaya

*Ioffe Institute RAS, Saint Petersburg, Russia*

*E-mail: [Irina.k125@yandex.ru](mailto:Irina.k125@yandex.ru)*

Within the scope of this work, yttrium and lutetium orthophosphates with xenotime structure – both non-activated and activated with trivalent erbium ions – were synthesized using the flux method. The luminescent properties of the synthesized single crystals were investigated.

The primary research technique was cathodoluminescence (CL). Luminescent properties associated with point defects may vary across different crystal growth directions. Therefore, two crystal growth directions (along and across the optical axis) were selected for the study. Non-activated single crystals of yttrium and lutetium orthophosphates were oriented in these directions to study their CL properties.

CL spectra in the visible range were obtained for the synthesized single crystals of yttrium and lutetium orthophosphates. In the spectra of non-activated yttrium orthophosphate single crystals, a shift was observed in the CL bands of oxygen deficiency defects compared to those in lutetium orthophosphate single crystals. This shift is attributed to the differing bandgap widths of the materials. The luminescence of oxygen deficiency defects, responsible for the 2.7 eV band in lutetium orthophosphates (2.5 eV in yttrium orthophosphates), contributes more significantly and exhibits higher intensity in spectra recorded across the optical axis. In the spectra of erbium-activated single crystals, bands corresponding to trivalent erbium ions as well as intrinsic defect bands were observed. The erbium CL bands did not shift with variations in the materials' bandgap widths.

A concentration series of lutetium orthophosphates activated with erbium ions at varying concentrations was investigated. Energy transfer from intrinsic defects to erbium ions was observed in the crystals, which complicated the establishment of clear intensity concentration dependence of erbium CL bands.

To study the influence of charge carrier traps on luminescent properties, an original technique was employed. This involved measuring the dynamics of CL band intensity upon continuous electron beam irradiation over time, while simultaneously recording changes in the absorbed current. In general, the dependence of the absorbed current on irradiation time for a sample containing one type of electron traps and one type of hole traps can be described as follows:

$$J = J_0 - A_e e^{-\frac{t}{\tau_e}} + A_h e^{-\frac{t}{\tau_h}} \quad (1)$$

where  $A_e e^{-\frac{t}{\tau_e}}$  describes the contribution of electron traps, and  $A_h e^{-\frac{t}{\tau_h}}$  – the contribution of hole traps. The coefficients  $A_e$  and  $A_h$  are proportional to the trap concentration in the sample, while  $\frac{1}{\tau_e}$  and  $\frac{1}{\tau_h}$  represent the probabilities of electron and hole capture by the traps, respectively. The types of traps and the probability of charge localization were determined for various samples of yttrium and lutetium orthophosphates. The potential application of these materials as a basis for thermoluminescent dosimeters is discussed.

*This research was supported by the Russian Science Foundation grant № 24-72-00112, <https://rscf.ru/project/24-72-00112/>.*

STUDY OF THE INFLUENCE OF  $\alpha$ -NaRF<sub>4</sub>:Yb/Er/Ce/(Zn,Mg)  
( $R = Y, Yb, Lu$ ) NANOCRYSTALS COMPOSITION ON THEIR  
LUMINESCENT PROPERTIES ON THE NEAR-INFRARED RANGE  
FOR BIOMEDICINE AND OPTICAL TECHNOLOGIES

A.V. Koshelev, N.A. Arkharova, D.N. Karimov

*Shubnikov Institute of Crystallography, Kurchatov Complex Crystallography  
and Photonics, National Research Centre*

*«Kurchatov institute», Moscow, Russia*

*E-mail: [avkoshelev03@gmail.com](mailto:avkoshelev03@gmail.com)*

Fluoride nanocrystals (NCs) doped with Er<sup>3+</sup> ions represent a promising platform for developing near-infrared (NIR) luminescent materials (1400–1700 nm) and composite materials for the invasive imaging and therapy applications, as well as optical communications. However, the low intensity of NIR luminescence upon reducing the crystal size to the nanoscale significantly limits their potential for practical application. Therefore, the development of a methodology to enhance the spectral-luminescent properties of fluoride NCs in the NIR region remains a relevant task.

This work proposes an approach for creating multi-doped core-shell structured  $\alpha$ -NaRF<sub>4</sub>: Yb/Er/Ce/(Zn,Mg) ( $R = Y, Yb, Lu$ ) NCs synthesized via the thermal decomposition of precursors. A comparison of cubic  $\alpha$ -NaRF<sub>4</sub> ( $R = Y, Yb, Lu$ ) and hexagonal  $\beta$ -NaYF<sub>4</sub> hosts co-doped with Yb<sup>3+</sup>/Er<sup>3+</sup> ions showed that  $\alpha$ -NaYbF<sub>4</sub>:Er NCs exhibit the highest NIR luminescence intensity under IR excitation ( $\lambda = 975$  nm) among the cubic counterparts and possess comparable characteristics to  $\beta$ -NaYF<sub>4</sub>:Yb/Er NCs. The introduction of up to 2 mol.% Ce<sup>3+</sup> ions into the  $\alpha$ -NaYbF<sub>4</sub>:Er matrix leads to a twofold increase in NIR luminescence intensity while simultaneously quenching visible-range luminescence. Isomorphic heterovalent substitution of Yb<sup>3+</sup> ions with Zn<sup>2+</sup> or Mg<sup>2+</sup> ions up to 10 mol.% in  $\alpha$ -NaYbF<sub>4</sub>:Er/Ce NCs comprehensively enhances the luminescence intensity by a factor of 2 in the red region ( $\lambda = 620$ – $700$  nm) and by a factor of 1.7 in the NIR spectral region. The  $\alpha$ -NaYbF<sub>4</sub>:Er/Ce/(Zn, Mg) NCs show promise for applications in bioimaging within the second biological tissue transparency window and as signal-enhancing components in optical communications.

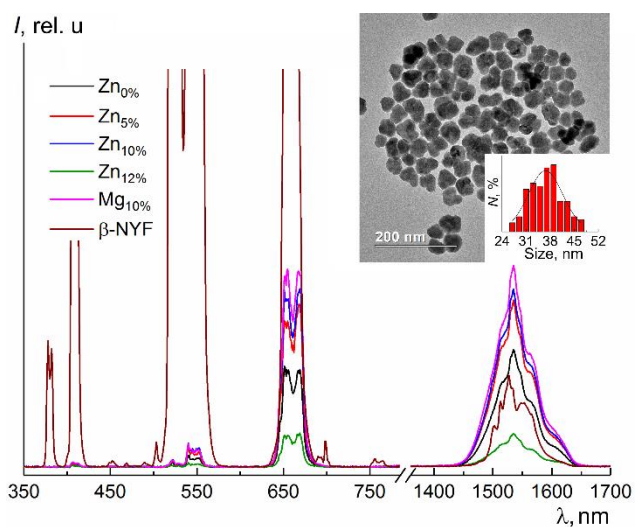


Fig. TEM image with a size distribution histogram and luminescence spectra of  $\alpha$ -NaYbF<sub>4</sub>:Er/Ce/(Zn, Mg) and  $\beta$ -NaYF<sub>4</sub>:Yb/Er NCs under IR excitation ( $\lambda = 975$  nm)

This study was carried out using the equipment of Shared Research Center "Structural diagnostics of materials" of the Kurchatov Complex Crystallography and Photonics NRC "Kurchatov institute" under support of Ministry of science and higher education of the Russian Federation within the state assignment of NRC "Kurchatov Institute".

# SPECTRAL-LUMINESCENT CHARACTERISTICS OF $\text{ZrO}_2\text{-Sc}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$ CRYSTALS AND NANOPARTICLES

A.S. Alekseeva<sup>1</sup>, V.A. Kocheshkova<sup>1</sup>, V.M. Kyashkin<sup>1</sup>, N.A. Larina<sup>1</sup>,  
E.E. Lomonova<sup>2</sup>, P.A. Ryabochkina<sup>1</sup>, N.Yu. Tabachkova<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*National Research Ogarev Mordovia State University, Saransk, Russia*

<sup>2</sup>*Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*National University of Science and Technology (MISIS), Moscow, Russia*

E-mail: [saharova.1996@mail.ru](mailto:saharova.1996@mail.ru)

Zirconia-based materials possess unique physicochemical properties and are widely used as solid electrolytes in solid oxide fuel cells (SOFCs). Particular attention is drawn to zirconia ceramics stabilized with scandium oxide due to their enhanced ionic conductivity compared to other stabilized zirconia systems [1, 2].

The electrophysical and thermomechanical properties of such materials are strongly influenced by the synthesis technology and the characteristics of the starting powders, which may lead to variations in structure and impurity content [3].

One of the most effective experimental methods for probing the local crystal structure of zirconia-based solid solutions – especially in terms of oxygen vacancy distribution – is optical spectroscopy using  $\text{Eu}^{3+}$  ions as spectroscopic probes [4, 5]. The high sensitivity and non-destructive nature of this technique also make it well-suited for analyzing the impurity composition of the material [6, 7].

In this study, a comparative analysis was performed on the structure, impurity content, and spectral-luminescent properties of  $\text{ZrO}_2\text{-Sc}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$  nanopowders synthesized via co-precipitation and hydrothermal methods, as well as  $\text{ZrO}_2\text{-Sc}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$  single crystals grown by directional melt crystallization in a cold crucible.

*Funding: This work was financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, grant number FZRS-2025-0001.*

## REFERENCES

1. N. Mahato et al., Progress in Materials Science. **72**, 141 (2015).
2. S.P.S. Badwal et al., Solid State Ionics. **136-137**, 91 (2000).
3. O. Yamamoto, Solid State Ionics. **79**, 137 (1995).
4. J. Dexpert-Ghys et al. Journal of Solid State Chemistry. **54**, 179 (1984).
5. D.A. Agarkov et al. Journal of Luminescence. **222**, 117170 (2020).
6. M. Borik et al. Materials. **15(21)**, 7722 (2022).
7. D. Agarkov et al. Membranes **13(8)**, 717 (2023).

IR PHOSPHORS BASED ON  $\text{NaYGeO}_4$ ,  
ACTIVATED BY  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}/\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}/\text{Dy}^{3+}$  IONS

A.A. Rybnikova, O.F. Lipina, A.Yu. Chufarov, A.P. Tyutyunnik, V.G. Zubkov  
*Institute of Solid State Chemistry, Ekaterinburg, Russia*  
E-mail: [amelentsova@gmail.com](mailto:amelentsova@gmail.com)

Materials with emission in the infrared (IR) wavelength range are of great interest. The IR radiation range is of great importance for a wide range of applications such as medicine, biology, astrophysics, and military sphere.  $\text{NaYGeO}_4$  olivines doped with  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}/\text{Ho}^{3+}$  ions transform radiation with wavelength 808 nm into the IR range 1.6–2.2  $\mu\text{m}$ . Co-doping with  $\text{Tm}^{3+}/\text{Dy}^{3+}$  ions lead to emission in a longer-wavelength range of 2.7–3  $\mu\text{m}$ .

In the course of the work, the  $\text{NaY}_{1-x}\text{Tm}_x\text{GeO}_4$ ,  $x = 0.0\text{--}0.2$ ,  $\text{NaY}_{0.85-x}\text{Tm}_{0.15}\text{Ho}_x\text{GeO}_4$ ,  $x = 0.0\text{--}0.055$ ,  $\text{NaY}_{0.85-x}\text{Tm}_{0.15}\text{Dy}_x\text{GeO}_4$ ,  $x = 0.002\text{--}0.1$  series were obtained by the citrate-nitrate method. Comprehensive studies of concentration dependences were carried out for all systems. The  $\text{NaY}_{0.85}\text{Tm}_{0.15}\text{GeO}_4$ ,  $\text{NaY}_{0.815}\text{Tm}_{0.15}\text{Ho}_{0.035}\text{GeO}_4$ ,  $\text{NaY}_{0.845}\text{Tm}_{0.15}\text{Dy}_{0.005}\text{GeO}_4$  samples has demonstrated the highest luminescence intensity. The decay kinetics of the  $\text{Tm}^{3+}$  luminescence was studied. The lifetimes of  $^3\text{H}_4$ ,  $^3\text{F}_4$  levels of  $\text{Tm}^{3+}$  ions were calculated, and the rate of  $W_{\text{Tm}^{3+} \rightarrow \text{Tm}^{3+}}$  energy transfer in  $\text{NaY}_{1-x}\text{Tm}_x\text{GeO}_4$  as a function of  $\text{Tm}^{3+}$  concentration was analyzed in detail. It is shown that  $\text{Tm}^{3+}$  ions can act as both a donor and an acceptor; energy transfer between neighboring ions is caused by the accelerated migration due to dipole-dipole interaction. Based on the obtained data, a mechanism for the formation of two groups of luminescent lines at 1.3–1.6  $\mu\text{m}$  and 1.6–2.1  $\mu\text{m}$  in the spectra of  $\text{NaY}_{1-x}\text{Tm}_x\text{GeO}_4$  ( $\lambda_{\text{ex}} = 808 \text{ nm}$ ) is proposed.

The introduction of  $\text{Ho}^{3+}$  ions into the system allows the emission band to be expanded to 2.25  $\mu\text{m}$  due to the  $^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{I}_8$  transition. Due to the intense emission band in the range of 1.6–2.25  $\mu\text{m}$ , the  $\text{NaY}_{0.815}\text{Tm}_{0.15}\text{Ho}_{0.035}\text{GeO}_4$  composition can be used as a material emitting in the third and fourth spectral windows for imaging biological tissues. The lifetimes of  $^3\text{F}_4$  ( $\text{Tm}^{3+}$ ) levels in the presence of  $\text{Ho}^{3+}$  and  $\text{Dy}^{3+}$  ions are analyzed in detail. It is shown that energy transfer from thulium ions to  $\text{Ho}^{3+}$  or  $\text{Dy}^{3+}$  ions occurs due to dipole-dipole interaction. The rate of energy migration between  $^3\text{F}_4$ , ( $\text{Tm}^{3+}$ ), in the presence of  $\text{Ho}^{3+}$  or  $\text{Dy}^{3+}$  ions was calculated. Due to the greater overlap of the electron sublevels of  $\text{Tm}^{3+}$  and  $\text{Dy}^{3+}$ , the observed decrease in the migration rate is more significant than in the case of  $\text{Ho}^{3+}$  ions presence.

# ANALYSIS OF THE LOCAL ENVIRONMENT OF CE(III) IONS IN HYDROXYAPATITE BY EPR SPECTROSCOPY

M.A. Sadovnikova<sup>1</sup>, D.V. Shurtakova<sup>1</sup>, G.V. Mamin<sup>1</sup>, N.V. Petrakova<sup>2</sup>,  
M.R. Gafurov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia*

<sup>2</sup>*A.A. Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science RAS,  
Moscow, Russia*

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

Hydroxyapatite (HAp) has attracted considerable attention due to its unique combination of biocompatibility, bioactivity, non-toxicity, tunable properties and wide range of applications [1]. To expand the range of applications and improve functionality, various ions, including rare earth elements (REE), are introduced into the HAp crystal lattice. Cerium ions (Ce) are promising imaging agents for the diagnosis and treatment of damaged organs and tissues due to their ability to luminesce in a wide range of electromagnetic radiation. The incorporation of Ce into HAp is expected to improve its properties, thereby increasing the attractiveness of these composites for implantology applications. Our study demonstrates the successful fabrication of luminescent cerium-doped hydroxyapatite (Ce-HAp).

The aim of this study is to establish the influence of synthesis and processing methods on the impurity content, magnetic properties and structural modifications in Ce-HAp powders using different electron paramagnetic resonance (EPR) methods. Ce-HAp powders were synthesized by chemical precipitation method using calcium nitrate, cerium nitrate and ammonium hydrogen phosphate. It is known that oxidation processes of Ce(III) to Ce(IV) can be prevented under reducing or protective conditions. Heat treatment and hot pressing methods were used to create a reducing atmosphere. The dried powders were subjected to heat treatment under different conditions: (1) heat treatment at 1300 °C in air atmosphere; (2) hot pressing in carbon form in argon atmosphere at a pressure of 30 MPa and a temperature of 1100 °C. X-ray diffraction analysis showed that hydroxyapatite is the main phase in all synthesized samples.

EPR measurements were performed in continuous (CW) and pulsed modes in the X-band ( $\nu_{mw} = 9.6$  GHz) on a Bruker Elexsys E580 spectrometer. Electron-nuclear interactions were analyzed using a three-pulse Electron Spin Echo Envelope Modulation (ESEEM) sequence.

The EPR results show that for the samples after heat treatment by hot pressing at 1100 °C, Ce enters the HAp structure in the trivalent state. For the powders subjected to heat treatment in air at 1300 °C, Ce undergoes a partial transformation to the tetravalent state. In Ce-HAp (without heat treatment), cerium is oxidized to the tetravalent state. Using the ESEEM experiment, the location of cerium in the HAp crystal lattice

was determined and the distance between calcium and cerium was estimated (approximately 3.5 Å).

*This work was supported by the Russian Science Foundation (project no. 24-72-00161).*

## REFERENCES

1. V. Scognamiglio, V. Nocerino, B. Miranda, L. De Stefano, E. Tempesta, M. Rossi, F. Baldassarre, A. Altomare, F. Capitelli, J. Cryst. Growth. **70**(4), 100637 (2024).

# ELECTRO-OPTICAL AND MAGNETO-ELECTRO-OPTICAL EFFECTS IN THE CRYSTAL $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ IN THE REGION OF THE TRANSITION $^5I_8 \rightarrow ^5S_2$

V.V. Sokolov, A.V. Malakhovskii, I.A. Gudim  
Kirensky Institute of Physics, Krasnoyarsk, Russia  
E-mail: [valer963@iph.krasn.ru](mailto:valer963@iph.krasn.ru)

The report presents the spectra of electro-optical (EO) and magneto-electro-optical (MEO) effects in the  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  crystal in the region of the f-f electron transition  $^5I_8 \rightarrow ^5S_2$  and the dependence of the effects on temperature in the range of 4 – 30 K.

The  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  crystal is an easy-plane antiferromagnet with the Neel temperature of 38 K and trigonal symmetry  $P3_121$ . The sample for measurements was cut in the  $bc$  plane. Light, electric field (3200 V/cm, 8 kHz) and magnetic field (0–2.5 kOe) were directed along the  $a$ -axis. The measurements were carried out at  $\pi$ -polarization ( $\parallel c$ ) and  $\sigma$ -polarization ( $\perp c$ ). As follows from the theory of the linear EO effect (Pockels effect), it turned out to be significantly weaker at  $\pi$ -polarization. Figure 1 shows spectra of the  $\sigma$ -polarized absorption, EO effect and MEO effect in a field of 2.2 kOe at a temperature of 10 K. The magnetic field not only increases the effect, but also changes its spectrum. The magnitude and sign of the effect depend on the excited state.

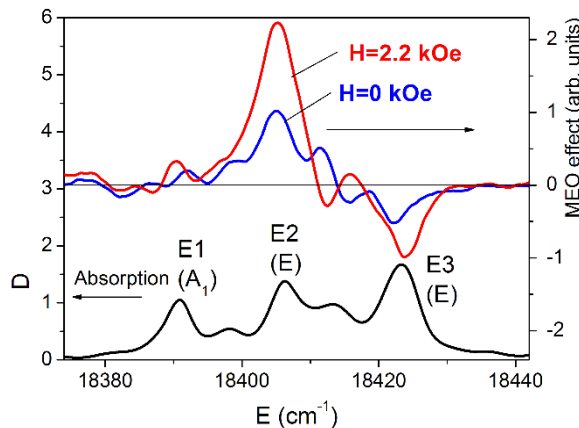


Fig. 1. Absorption spectra (D) and the MEO effect at 10 K. The symmetries of the excited states are indicated in brackets

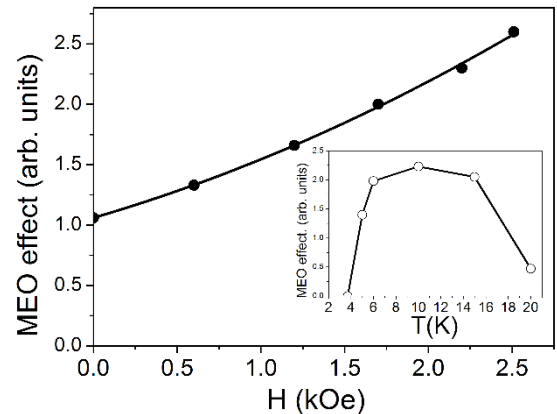


Fig. 2. Dependence of the MEO effect on the magnetic field at 10 K. The inset shows the dependence of the MEO effect on temperature in a field of 2.2 kOe

The MEO effect was investigated as a function of the magnetic field and temperature (Fig. 2). The temperature dependence qualitatively repeats the temperature dependence of spontaneous electric polarization in the same crystal [1]. The dependence on the magnetic field is close to linear, but does not depend on the sign of the field. This can be explained if we take into account that the MEO effect is caused not directly by the magnetic field, but by the antiferromagnetism vector.

## REFERENCES

1. R.P. Chaudhury, F. Yen, B. Lorenz, C.W. Chu et al., Phys. Rev. **80**, 104424 (2009).

## NIOBIUM-CONTAINING PHOSPHORS

V.V. Titkov, B.I. Lazoryak

*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

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

Calcium vanadates with a whitlockite-like structure are good model structures for investigating the influence of cationic and anionic substitutions on luminescent properties. Structural characteristic allows substitution of calcium by rare earth cations without charge compensation. Also, concentration quenching is not observed due to large distances between the luminescent centers in the cation sublattice.

Vanadates are considered as promising matrices for  $\text{Eu}^{3+}$ -based red phosphors. Both UV and blue radiation can be used as excitation sources. As shown earlier [1], even small substitutions in the anion sublattice of  $\text{V}^{5+}$  for  $\text{Nb}^{5+}$  and  $\text{Ge}^{4+}$  of the order of  $\sim 1\text{-}2\%$  can lead to a significant increase in the luminescence intensity of  $\text{Eu}^{3+}$ .

In this study, new calcium vanadate-niobates  $\text{Ca}_8\text{ErPb}(\text{VO}_4)_{7-x}(\text{NbO}_4)_x\text{:Eu}^{3+}$  and  $\text{Ca}_7\text{ErPbZn}(\text{VO}_4)_{7-x}(\text{NbO}_4)_x\text{:Eu}^{3+}$  are considered. The substitution limit of  $\text{V}^{5+}$  for  $\text{Nb}^{5+}$  was determined, and the positive effect of introducing  $\text{Nb}^{5+}$  cations into the structure on the luminescent properties was shown.

*The work was carried out with the financial support of the Russian Science Foundation, project 24-13-00148.*

## REFERENCES

1. V.V. Titkov et al., J. Solid State Chem. **308**, 122884 (2022).

# LUMINESCENCE THERMOMETRY BASED ON KY<sub>3</sub>F<sub>10</sub>:Er<sup>3+</sup> CRYSTAL

E.P. Chukalina<sup>1</sup>, T.A. Igolkina<sup>1,2</sup>, N.N. Kuzmin<sup>1</sup>, M.N. Popova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS, Troitsk, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia*

E-mail: [echukalina@isan.troitsk.ru](mailto:echukalina@isan.troitsk.ru)

KY<sub>3</sub>F<sub>10</sub>:Er<sup>3+</sup> single crystals have proven themselves as promising laser compounds with competitive characteristics for generating laser radiation in the near infrared (<sup>4</sup>I<sub>13/2</sub> → <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub>) and visible (<sup>2</sup>H<sub>11/2</sub>, <sup>4</sup>S<sub>3/2</sub> → <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub>) spectral regions. The possibility of luminescence thermometry based on transitions between the crystal-field levels of the Er<sup>3+</sup> ion in the KY<sub>3</sub>F<sub>10</sub>:Er<sup>3+</sup> crystal host, to the best of our knowledge, has not been discussed previously. The aim of this work is to construct a luminescence thermometer operating at low temperatures. The frequency range corresponding to the <sup>4</sup>I<sub>13/2</sub> → <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> transition and getting into the transparency window of optical fibers (about 1.5 μm) is considered.

To solve this problem, the luminescence spectra of a KY<sub>3</sub>F<sub>10</sub>:Er<sup>3+</sup> (2 at.%) single crystal were recorded using Fourier-transform spectroscopy in the spectral region from 6000 to 7000 cm<sup>-1</sup> in the temperature range from 3 to 300 K. The luminescence of the sample was excited by cw semiconductor laser with a radiation wavelength of 808 nm.

Figure 1 shows the luminescence spectra in the regions of 6425–6445 cm<sup>-1</sup> (a) and 6510–6558 cm<sup>-1</sup> (b) at temperatures of 25, 40, and 70 K. The crystal-field levels of the ground <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> (excited <sup>4</sup>I<sub>13/2</sub>) multiplet are designated by Arabic numerals (capital Latin letters), and the transitions between the two states are marked with a set of designations of the corresponding states. As the temperature increases, the populations of the levels are redistributed in accordance with the Boltzmann distribution, which means that the intensities of the corresponding lines change.

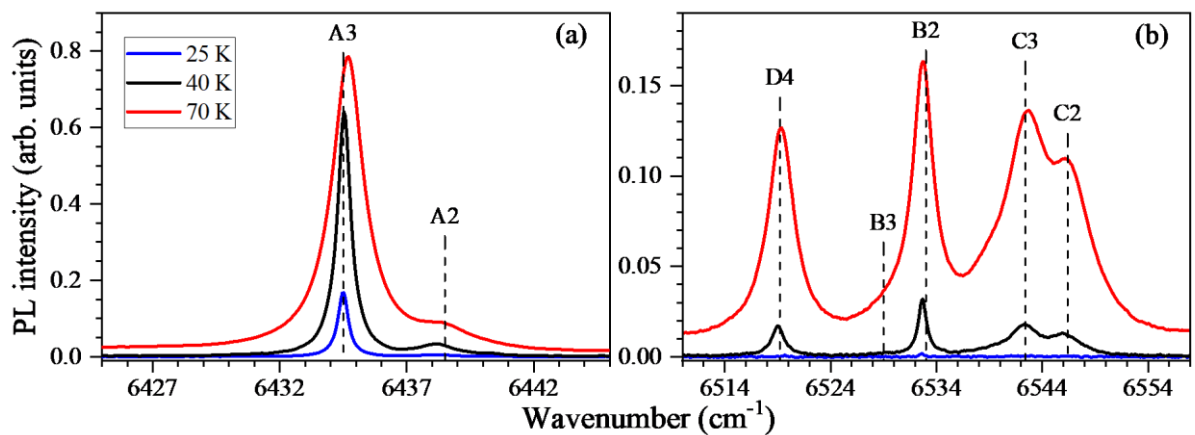


Fig. 1. Luminescence spectra of a KY<sub>3</sub>F<sub>10</sub>:Er<sup>3+</sup> (2 at.%) crystal in the wavenumber regions 6425–6445 cm<sup>-1</sup> (a) and 6510–6558 cm<sup>-1</sup> (b)

Temperature dependences of relative integral intensities of spectral regions shown in Fig. 1 were compared with the Boltzmann population ratios. The working temperature range of the thermometer (40–90 K) is estimated and the temperature  $T_m = 63$  K is determined, at which the maximum absolute sensitivity of the proposed thermometer is achieved. The relative sensitivity at this temperature is 2.9 % K<sup>-1</sup>.

The possibility of using the temperature dependence of the half-width of the A3 line to measure temperature is also discussed.

*The work was carried out with financial support from the Russian Science Foundation (grant No. 23-12-00047).*

# MANIFESTATION OF MEMORY AND BUTTERFLY IN THE PHOTON ECHO

A.M. Shegeda<sup>1</sup>, S.L. Korableva<sup>2</sup>, O.A. Morozov<sup>1</sup>, N.K. Solovarov<sup>1</sup>,  
V.F. Tarasov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center RAS,  
Kazan, Russia

<sup>2</sup>Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia

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

In Y(Lu)LiF<sub>4</sub> crystals with erbium ions of different concentrations a strong hysteresis-butterfly in the photon echo (PE) intensity was detected at the change of polarity and direction of scanning of the external magnetic field H. The reversed PE was observed at the transition  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$  at the delay between laser pulses  $t_{12} = 33 \div 60$  ns. The butterfly in the PE intensity occurs when the conditions of parallelism ( $D_{\parallel} \neq 0$ ) or orthogonality ( $D_{\perp} \neq 0$ ) of the C axis of the crystal and the H field are violated. These conditions are critical and the butterfly occurs already at  $D_{\parallel} (D_{\perp}) < 1^\circ$ .

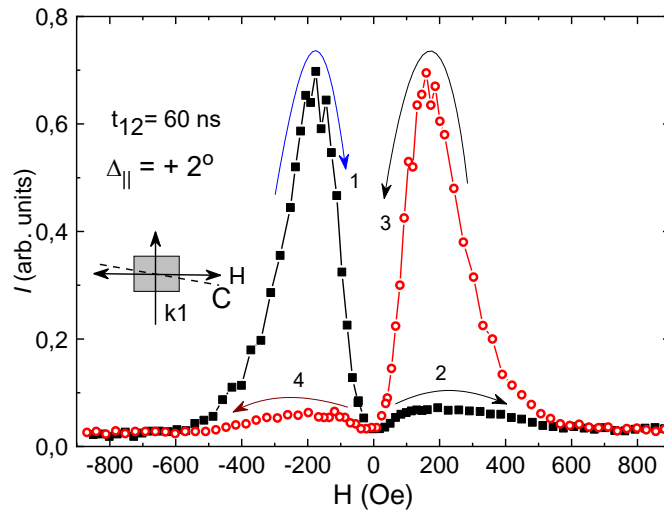


Fig. 1. Behavior of PE intensity in B LuLi F<sub>4</sub>:Er<sup>3+</sup> (0.025%) in magnetic field at  $D_{\parallel} = +2^\circ$ . The arrows show the direction of magnetic field change

When the sign of the deflection  $D_{\parallel}$  ( $D_{\perp}$ ) changes, the upper and lower branches of the "butterfly wings" change places. The hysteresis branches obtained when changing  $H$  from  $\pm H_{\max}$  to  $H = 0$  are "stable" and do not change when changing the direction of scanning  $H$ , if the polarity of the magnetic field does not change. When the polarity is changed and  $H$  increases in absolute value up to some critical value of  $H^*$ , the "memory" of staying in the field of opposite polarity is preserved in the sample.

The occurrence of butterfly hysteresis is explained by the interference of electric and magnetic dipole transitions associated with the manifestation of magnetoelectric properties in the samples [1]. In [2], the interference of electric and magnetic dipole transitions also explains the effect of magnetoelectric nonreciprocity in submillimeter EPR spectroscopy of YLiF<sub>4</sub>

doped with  $^{166}\text{Er}^{3+}$  ions, when the intensity of electron paramagnetic resonance signals changed when the direction of the magnetic field was switched to the opposite direction.

## REFERENCES

1. A.M. Shegeda, S.L. Korableva et al., JETP Letters **117**, 267 (2023).
2. M.V. Eremin and V.F. Tarasov, JETP Letters **121**, 434 (2025).

# THE g-FACTOR CALCULATION OF RARE EARTH IONS IN HYDROXYAPATITE

D.V. Shurtakova, M.A. Sadovnikova, G.V. Mamin, M.R. Gafurov  
*Kazan (Volga Region) State University, Kazan, Russia*  
E-mail: [darvshurtakova@kpfu.ru](mailto:darvshurtakova@kpfu.ru)

Synthetic hydroxyapatite (HAp) has garnered significant interest among researchers and technologists owing to its chemical and structural resemblance to mammalian bones and teeth. HAp-based materials are widely employed in medical applications due to their exceptional biocompatibility, bioactivity, and non-toxic nature. The incorporation of various ions through doping enables precise tailoring of the final product's properties for diverse applications. [1].

This study investigated samples of Ce<sup>3+</sup>-doped hydroxyapatite (HAp) micropowder synthesized at the A.A. Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science using electron paramagnetic resonance (EPR). The samples were analyzed as follows: EPR spectra were observed after X-ray irradiation (URS-55 unit, U = 50 kV, I = 15 mA, W anticathode, T = 297 K, exposure time 1 h, estimated dose 15 kGy). EPR measurements were performed in pulse mode using a Bruker Elexsys E580 spectrometer (X-band).

The observed EPR spectrum is most likely attributed to Ce<sup>3+</sup> ions occupying two nonequivalent calcium lattice sites. To interpret the EPR spectrum, g-factors for both possible positions were calculated. A Python program was developed to compute crystal field parameters, incorporating contributions from lattice ions, exchange interactions, and orbital overlap between cerium ions and the outer shells of neighboring oxygen ions, following the methodology described in [2]. After matrix diagonalization, the wave functions of the lower doublet were derived, and the g-tensor was calculated using the formula:

$$g_{\alpha z} = 2g_J \langle \psi | J_\alpha | \psi \rangle, g_{\alpha x} = 2g_J \operatorname{Re} \langle \psi | J_\alpha | \psi' \rangle, g_{\alpha y} = -2g_J \operatorname{Im} \langle \psi | J_\alpha | \psi' \rangle,$$

where  $g_J$  – Lande factor for ion Ce<sup>3+</sup>. The result of the description is presented in Figure.

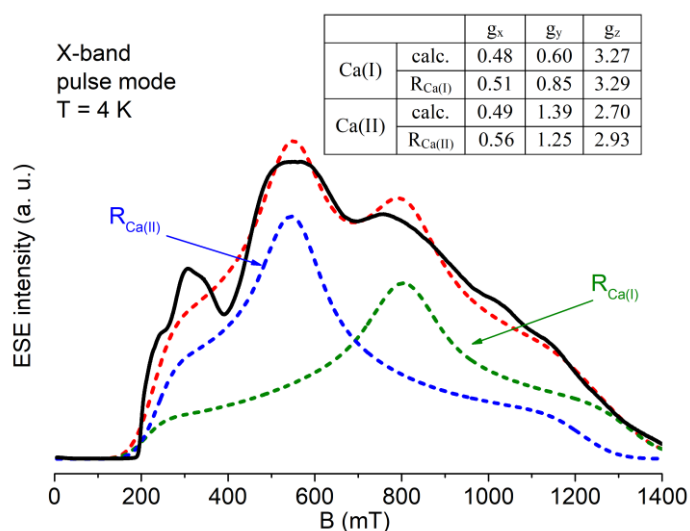


Fig. EPR spectrum of cerium ions in hydroapatite, experiment (black line) and approximation

Analysis of the spectrum presented in Figure indicates that the experimental absorption spectrum can be attributed to  $Ce^{3+}$  ions occupying two nonequivalent crystallographic positions. The observed discrepancies between the theoretically calculated g-tensor values and those derived from the approximation of experimental data are likely caused by a stronger distortion of the local symmetry within the crystal lattice.

*This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. 24-72-00161).*

## REFERENCES

1. G. Ciobanu, A.M. Bargan, C. Luca, *Ceram. Int.* **41**, 12192–12201 (2015).
2. D.V. Popov et al., *J. Phys. Chem. C.* **128**, 9294–9299 (2024).