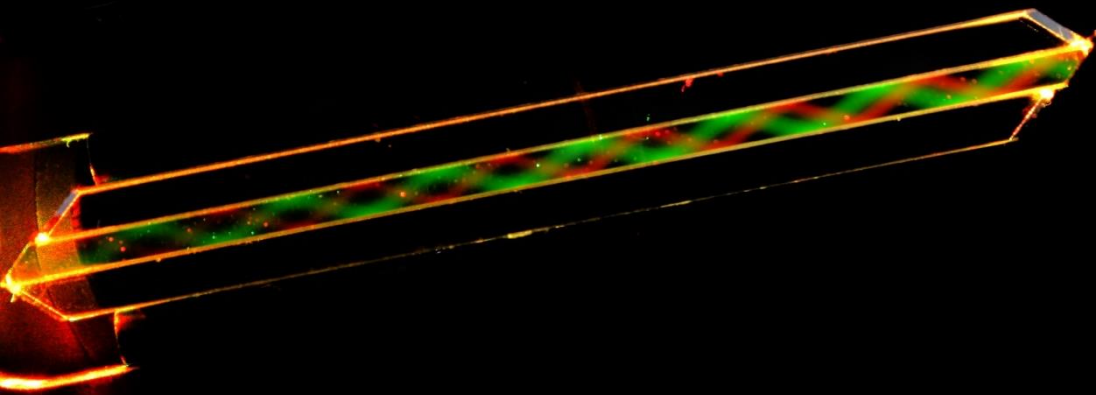


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Федеральный исследовательский центр  
«Институт общей физики  
им. А.М. Прохорова Российской академии наук»



**ШКОЛА - КОНФЕРЕНЦИЯ  
МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ  
«ПРОХОРОВСКИЕ НЕДЕЛИ»**



**ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

8 -10 декабря 2020 г.

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Федеральный исследовательский центр  
«Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук»



**ШКОЛА-КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ**  
**«ПРОХОРОВСКИЕ НЕДЕЛИ»**

**ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

**8–10 декабря 2020 г.**  
**Москва**

УДК 53; 535; 537; 538,9

**Конференция молодых учёных «Прохоровские недели».** 8–10 декабря 2020 г., Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», Москва, Российская Федерация. Тезисы докладов. — Москва, 2020. — 104 с.

**ISBN 978-5-905109-06-5**

В сборник включены тексты подготовленных молодыми учёными докладов, представленных на Конференции молодых учёных Института общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук (ИОФ РАН) «Прохоровские недели», время проведения — 8–10 декабря 2020 г. Мероприятие организуется как форум научной молодежи ИОФ РАН — молодых ученых, аспирантов и студентов старших курсов. Тематика включает приглашенные лекции и оригинальные доклады участников по всем основным направлениям научной деятельности ИОФ РАН.

### **ОРГАНИЗАТОРЫ:**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2020-912 от 13 ноября 2020 г.).

### **Председатель конференции:**

В.В. Глушков, д.ф.-м.н., доцент (ИОФ РАН).

### **Программный комитет:**

Председатель – В.В. Глушков, д.ф.-м.н., доцент,

С.В. Демишев, д.ф.-м.н., профессор,	Д.В. Поминова, к.ф.-м.н.
Е.Э. Дунаева, к.т.н.,	М.Г. Рыбин, к.ф.-м.н.
В.А. Камынин, к.ф.-м.н.	В.С. Седов, к.ф.-м.н.
С.В. Кузнецов, к.х.н.	С.А. Филатова, к.ф.-м.н.
А.В. Кулебякин, к.т.н.	В.Е. Шукшин, к.ф.-м.н.

### **Оргкомитет:**

С.В. Демишев, д.ф.-м.н., профессор,	Д.В. Поминова, к.ф.-м.н.
Н.Н. Богачев	И.Д. Романишкин
М.В. Веремьева	А.Н. Самарин, к.ф.-м.н.
М.Я. Гришин	В.С. Седов, к.ф.-м.н.
Е.Э. Дунаева, к.т.н.	А.В. Кулебякин, к.ф.-м.н.
Е.В. Захарова	С.А. Филатова, к.ф.-м.н.
М.Н. Маякова, к.х.н.	В.Е. Шукшин, к.ф.-м.н.

Время проведения конференции — 8–10 декабря 2020 г.

Место проведения — онлайн-формат.

<https://www.gpi.ru/sci/conferences/youngconf/2020/>

© Коллектив авторов, 2020

© Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

---

---

## Содержание

Список структурных подразделений ИОФ РАН, молодые сотрудники которых приняли участие в конференции .....	4
Список сокращений .....	5
Материалы и соединения .....	5
ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА .....	6
КВАНТОВАЯ МАКРОФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД.....	33
НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ, АКТИВНЫЕ СРЕДЫ И НАНОСТРУКТУРЫ.....	56
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ .....	75
ФИЗИКА БИОЛОГИЧЕСКИХ И МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ .....	83
Алфавитный указатель .....	103

## Список структурных подразделений ФИЦ ИОФ РАН, молодые сотрудники которых приняли участие в конференции

### ***ИОФ РАН – Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН***

ВКИВ – *отдел взаимодействия когерентного излучения с веществом*  
*лаборатория гиперкомбинационных рассеяний*

ОК – *отдел колебаний*  
*лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»*  
*лаборатория лазерной диагностики*  
*лаборатория лазерной спектроскопии*

ОНТиКТ – *отдел низких температур и криогенной техники,*  
*лаборатория криогенной техники*  
*лаборатория низких температур*

ОСС – *отдел субмиллиметровой спектроскопии,*  
*лаборатория диэлектрической спектроскопии магнитных материалов*  
*лаборатория субмиллиметровой диэлектрической спектроскопии*

ОФП – *отдел физики плазмы*  
*лаборатория Рамус*

ТО – *теоретический отдел*

### ***НЦЛМТ – Научный центр лазерных материалов и технологий***

ОЛМФ – *отдел лазерных материалов и фотоники*  
*лаборатория лазерной спектроскопии твёрдого тела*  
*лаборатория спектроскопии кристаллов и стёкол*

ОЛКиТЛ – *отдел лазерных кристаллов и твердотельных лазеров*  
*лаборатория активных сред твердотельных лазеров*

ОНТ – *отдел нанотехнологий*  
*лаборатория «Фианит»*  
*лаборатория технологии наноматериалов для фотоники*

### ***ЦБ – Центр биофотоники***

### ***ЦЕНИ – Центр естественно-научных исследований***

ОДЛС – *отдел диодной лазерной спектроскопии*  
*лаборатория спектроскопии межмолекулярных взаимодействий*

ОЛФ – *отдел лазерной физики*  
*лаборатория систем экологического мониторинга*

ОСПЯ – *отдел светоиндуцированных поверхностных явлений*  
*лаборатория алмазных материалов*  
*лаборатория лазерной биоспектроскопии*  
*лаборатория лазерной оптики поверхности*  
*лаборатория спектроскопии наноматериалов*  
*лаборатория углеродной нанофотоники*

### ***НЦВО – Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова***

*лаборатория специальных волоконных световодов*  
*лаборатория технологии волоконных световодов*

## Список сокращений

<i>Аббревиатура</i>	<i>расшифровка (толкование) сокращения</i>	<i>стр.</i>
DFT	– discrete Fourier transform – дискретное преобразование Фурье	57
HPHT	– High Pressure High Temperature – метод синтеза искусственных алмазов	66
MCVD	– Modified Chemical Vapor Deposition (Method) – метод внутреннего парофазного осаждения (модифицированное химическое парофазное осаждение)	22
ГЦК	– гранецентрированная кубическая решётка	36, 50
КМС	– колоссальное магнитосопротивление	33
КР (КРС)	– комбинационное рассеяния света, эффект Рамана в лазерной физике выделяют ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние	9, 31, 39
ОУНТ	– одностенные углеродные нанотрубки	16, 61, 69
ПАВ	– поверхностно-активные вещества, как правило вещества снижающие силу поверхностного натяжения	61
ПГС	– параметрический генератор света	26
РККИ взаимодействие	– взаимодействие Рудермана — Киттеля — Касуя — Иосиды — вид взаимодействия между магнитными ионами	36
СВЧ	– сверхвысокочастотный	42, 48
ФДТ	– фотодинамическая терапия	86, 97
<b>Материалы и соединения</b>		
КТР	– титанилфосфат калия (KTiOPO <sub>4</sub> ) электрооптический кристалл	26
NCD	– nanocrystalline diamonds – нанокристаллическая форма алмаза	42
PCD	– polycrystalline diadonds – поликристаллические алмазы	42
RB <sub>6</sub> , RB <sub>12</sub>	– например, ErB <sub>12</sub> – бориды РЗЭ	36, 50
YScO <sub>3</sub>	– скандат иттрия, твёрдый раствор Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> :Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	59
ZrO <sub>2</sub> -Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	– диоксид циркония, частично стабилизированный оксидом гадолиния	73
β-ТФК	– β-модификация трикальциевого фосфата Ca <sub>3</sub> (PO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	56
ИАГ, ИСАГ	– иттрий-алюминиевый гранат Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> (YAG), иттрий-скандий-алюминиевый гранат Y <sub>3</sub> Sc <sub>2</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> (YSAG), широко используемые в качестве лазерных матриц кристаллы	63
ЛОС	– летучие органические соединения	83
ПВХ	– поливинилхлорид	39
хлорин еб	– «Фотодитазин», «Фотолон» – препарат, применяемый в ФДТ новообразований	87, 98
ЭГ, ПГ	– этиленгликоль, пропиленгликоль	45

# ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

## Лидарное зондирование тектонического аэрозоля как новый метод мониторинга деформаций коры Земли

**Гришин М.Я., Завозин В.А.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [mikhail.grishin@kapella.gpi.ru](mailto:mikhail.grishin@kapella.gpi.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-6-8

Мониторинг тектонической активности представляет большую важность для предотвращения жертв среди населения в случаях опасных сейсмических событий (землетрясения, извержения вулканов) [1]. Деформации земной коры можно измерять с большой точностью с помощью лазерных деформографов и GPS-станций [2], но такие измерения требуют сложного оборудования и специально подготовленных площадок. Ранее [3] была обнаружена корреляция между выходом водорода из горной породы, сигналом сейсмографа и выходом тектонического аэрозоля в замкнутом объёме подземного тоннеля на Северном Кавказе во время полного солнечного затмения на временном отрезке порядка нескольких часов. Было высказано предположение, что вариация выхода тектонического аэрозоля отражает тектонические процессы в коре Земли, и аэрозольный лидар может быть использован как недорогой эффективный детектор тектонической активности.

Для проведения долговременных систематических измерений выхода тектонического аэрозоля был разработан лидар нового поколения на базе импульсного диодного лазера с безопасным для глаз уровнем излучения ( $910 \text{ нм}$ ,  $< 1 \text{ мкДж/см}^2$ , частота повторения импульсов  $10 \text{ кГц}$ , длительность импульса  $\sim 3 \text{ нс}$ ) и однофотонного лавинного фотодиода, работающего в гейгеровском режиме счёта фотонов. Общий вид лидара представлен на Рис. 1(а). В августе 2019 г. лидар был установлен в закрытом тоннеле Баксанской нейтринной обсерватории (БНО, Северный Кавказ), и были запущены автономные измерения распределения рассеивающих частиц вдоль трассы зондирования (тектонический аэрозоль) в воздухе тоннеля – т.н. гистограммы. Пример лидарной гистограммы приведён на Рис. 1(б). Далее, лидарный сигнал рассеяния на

тектоническом аэрозоле был определён как сумма фотоотсчётов с расстояний от 0 до 27 м.

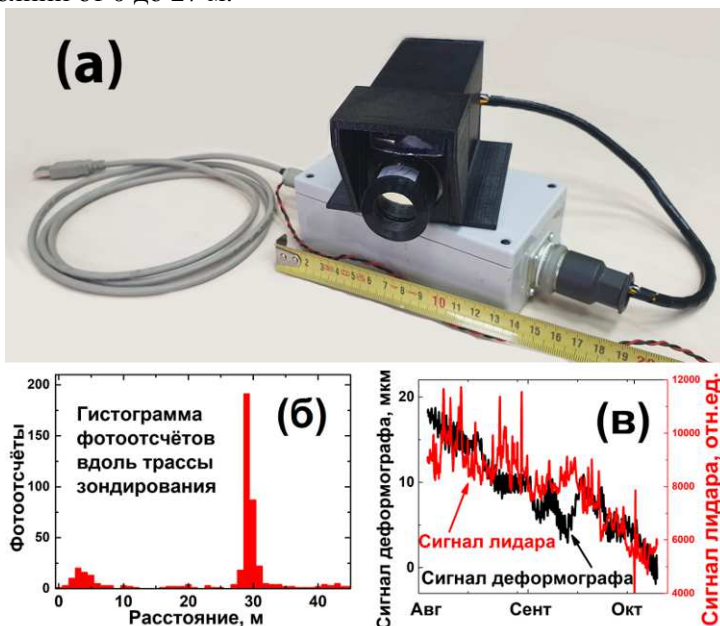


Рис. 1. (а) общий вид лидара, (б) пример лидарной гистограммы, (в) зависимости сигналов лидара и деформографа от времени

В качестве сигнала для сравнения была взята деформация коры Земли, непосредственно измеренная лазерным деформографом, установленным в БНО (деформограф представляет собой интерферометр Майкельсона с измерительным плечом длиной 75 м). Как можно видеть из сравнения сигналов лидара и деформографа (Рис. 1(в)), между деформацией коры Земли и сигналом аэрозольного рассеяния существует корреляция. Это означает, что вариация выхода тектонического аэрозоля отражает тектонические процессы в земной коре. Таким образом, лидарное зондирование тектонического аэрозоля может служить новым методом мониторинга тектонических процессов.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Першину С.М. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.



Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-19-00712).

1. McNutt S.R., Monitoring and mitigation of volcano hazards, Springer, Berlin, 1996, pp. 99–146
2. Pan Y., Shen W., Hwang C. et al. Sensors. 2016, 16, 1211.
3. Першин С.М., Алексеев В.А., Алексеева Н.Г. и др. Мониторинг. Наука и технологии. 2010, 3, 6–16.

## Лазерная печать графеновых чешуек

**Дежкина М.А.<sup>1</sup>, Комлёнок М.С.<sup>1</sup>, Рыбин М.Г.<sup>1,2</sup>**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*2- Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)*

*E-mail: [m.a.dezhkina@gmail.com](mailto:m.a.dezhkina@gmail.com)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-9-11

Применение графена в фотонике и электронике требует технологии его переноса на подложку и формирование необходимого рисунка. В настоящей работе для этих целей предлагается использование лазерно-индуцированного переноса. Метод основан на поглощении лазерного излучения самим материалом или лежащим между ним и прозрачной подложкой металлическим слоем, что приводит к нагреву и выбросу переносимого материала на принимающую подложку (акцептор). Описанная технология позволяет сохранить при переносе физические свойства переносимого материала и формировать любые рисунки на поверхности акцептора. К обсуждению предлагаются результаты лазерной печати графена на различных расстояниях между подложкой с углеродным материалом (донором) и акцептором.

Донор представлял собой «сэндвич» из кварцевой подложки, слоя металлического алюминия толщиной 1900 нм и графеновой плёнки. В качестве акцептора использовалась кремниевая пластина, покрытая слоем SiO<sub>2</sub> толщиной 80 нм. Схема лазерной печати представлена слева на Рис. 1а,б: излучение эксимерного KrF лазера (CL-7100 Optosystems Ltd.,  $\lambda = 248$  нм,  $\tau = 20$  нс) фокусировалось на алюминиевой прослойке, размер пятна на образце составлял 60×60 мкм<sup>2</sup>. Исследование графена осуществлялось на спектрометре комбинационного рассеяния (КР) (Horiba, Paris, France, LabRAM HR Evolution spectrometer,  $\lambda = 532$  нм) и сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) (TESCAN Mira 3, Brno, Czech Republic). Поверхность образца анализировалась с помощью оптического микроскопа Axiotech 25HD (Carl Zeiss, Jena GmbH, Germany).

Толстый слой алюминиевой прослойки обеспечил высокий порог абляции металла ( $2.8 \pm 0.2$  Дж/см<sup>2</sup>) и широкий диапазон энергий, подходящих для лазерной печати. Это привело к полному

переносу графена из зоны облучения, при этом без видимого загрязнения акцептора металлом, в отличие от предыдущей работы [1], где толщина алюминиевого слоя составляла 420 нм. В спектрах КР (справа на Рис. 1а), полученных с поверхности донора до переноса и с поверхности акцептора, наблюдаются характерные для графена пики на  $1580\text{ см}^{-1}$  (G-пик) и  $2670\text{ см}^{-1}$  (2D-пик), последний с увеличением плотности энергии переноса сдвигался влево, что связано с возрастающим напряжением в перенесённом графене, а уширение и падение интенсивности 2D-пика объясняется частичным окислением углеродного материала. На снимке СЭМ (справа на Рис. 1а), видно, что перенесённый графен представляет собой смятую чешуйку с большим количеством нано-разрывов. Оптический снимок в центре Рис. 1а иллюстрирует перенос графеновой плёнки разлетевшимися участками, к чему привело увеличение плотности энергии.

В связи с этим донор и акцептор были помещены вплотную, что обеспечило перенос графена в пределах зоны облучения (в центре Рис. 1б) при той же энергии. Спектры КР (справа на Рис. 1б) отражают сохранность оригинальной структуры графена — вплоть до порога абляции металла не наблюдается сдвига пика 2D, что означает отсутствие заметного смятия и напряжений в перенесённом материале. Однако квадратный участок графеновой плёнки размером  $60\times 60\text{ мкм}^2$  не был перенесён (см. оптическое изображение в центре Рис. 1б). Снимок СЭМ справа на Рис. 1б демонстрирует графеновую чешуйку, менее скомканную и с меньшим числом нано-разрывов, что объясняется меньшим окислением графена в процессе переноса вплотную.

Исследование позволило выявить влияние различных параметров (толщина металлической прослойки, зазор между донором и акцептором) на качество переноса графена. Было достигнуто улучшение результата по сравнению с проведёнными ранее экспериментами. В дальнейшем планируется усовершенствование технологии лазерно-индуцированного переноса с целью переноса фрагмента графена микронного размера.

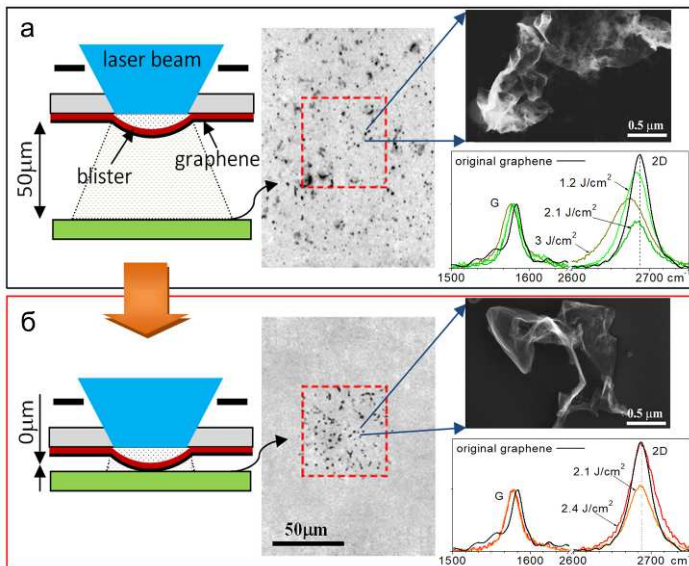


Рис. 1. Слева направо: схемы переноса с зазорами 50 мкм (а) и 0 мкм (б); оптические изображения перенесённого графена при 2.1 Дж/см<sup>2</sup>; спектры КР графена и изображение графеновых чешуек на акцепторе с СЭМ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 18-72-10158).

Авторы выражают благодарность сотрудникам ЦЕНИ ИОФ РАН Пивоварову П.А. и Конову В.И., а также сотруднику МИРЭА Савину С.С. за подготовку снимков на СЭМ.

1. M. Dezhkina, M. Komlenok, P. Pivovarov et al. Journal of Physics: Conference Series. 2020, 1571.

## Генерация суперконтинуума в спектральном диапазоне 1–2 мкм с использованием волокон с переменной дисперсией

**Жлуктова И.В., Камынин В.А., Трикшев А.И.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-12-14

Генераторы суперконтинуума (СК), излучающие в спектральном диапазоне до 2 мкм, используются как в научных исследованиях [1], так и в практических, например, когерентная томография [2], оптическая коммуникация [3]. Одним из методов получения генерации СК является использование полностью волоконных источников ультракоротких импульсов с последующим усилением излучения (для обеспечения высокой плотности мощности), которое вводится в высоконелинейную среду, где происходит уширение спектра, вызванное нелинейными эффектами (вынужденное комбинационное рассеяние, фазовая самомодуляция, четырехволновое смешение и т.д.). В данной работе представлены результаты по генерации суперконтинуума (СК) в спектральной области 1–2 мкм с использованием различных нелинейных волокон на кварцевой основе.

Экспериментальная установка состояла из задающего источника, в качестве которого использовался волоконный иттербиевый лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод, волоконного усилителя и нелинейной среды. Длительность импульсов задающего источника составляла 260 пс с частотой повторения 1 МГц. После волоконного усилителя, средняя выходная мощность излучения достигала 800 мВт с пиковой мощностью 2.6 кВт (что соответствовало коэффициенту усиления 21 дБ).

В качестве нелинейных сред для преобразования усиленного излучения использовались различные образцы световодов, такие как: волокна с переменной по длине дисперсией (DDF1 и DDF2), и стандартные волокна с диаметрами сердцевин 6 и 9 мкм. На рисунке 1 продемонстрированы оптические спектры при генерации СК. Оптические спектры в широком диапазоне были получены при помощи спектр-анализатора Avesta, а временная динамика отслеживалась про помощи осциллографа смешанных частот (полоса

пропускания 16 ГГц) в совокупности со сверхбыстрым фотодиодом ALPHALAS (нарастание фронта импульса до 35 пс). В таблице 1 представлены полученные выходные спектральные и временные параметры излучения.

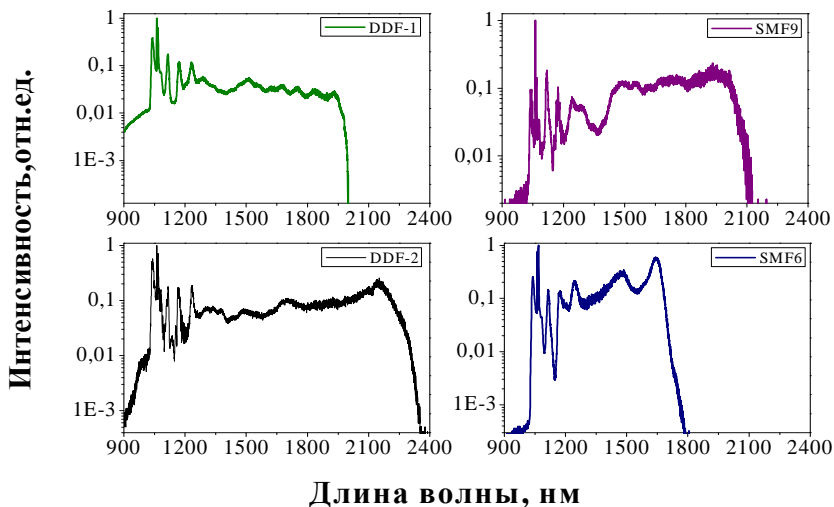


Рис. 1. Оптические спектры полученного СК при использовании различных нелинейных сред.

Таблица 1  
Спектральные и временные параметры излучения СК в разных типах волокон при частоте повторения импульсов задающего источника 1 МГц.

Тип волокна	Длина волокна L, м	Мощность излучения $P_{\text{вых}}$ , мВт	ширина $\Delta\lambda_{\text{макс}}$ , нм	$\tau_{\text{макс}}$ , пс	$\tau_{\text{мин}}$ , пс
DDF1	50	297	1140	535	186
DDF2	78	180	1496	1042	478
SMF ( $d_c=6$ мкм)	78	381	895	558	184
SMF ( $d_c=9$ мкм)	78	301	1212	663	393

Как видно из полученных данных, при генерации СК была достигнута максимальная ширина, которая составляла 1496 нм, однако и самое большое временное разбегание различных

спектральных компонентов (максимальная длительность огибающей импульсов составила около 1 нс).

Коллектив авторов выражает благодарность руководителю НИЦЛМТ Цветкову В.Б. за постановку научной задачи и Сысолятину А.А. за представленные образцы волокон (DDF). Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90205.

1. Granzow N. Proceedings Photonics and Education in Measurement Science, 2019, 11144, 1114408.
2. I. Hartl, X.D. Li, C. Chudoba, et al. Optics Lett. 2001, 26(9), 608–610.
3. T. Ohara, H. Takahashi, T. Yamamoto, et al. Journal of Lightwave Technology, 2006, 24 (6), 2311–2316.

**Влияние параметров углеродных нанотрубок  
на режим пассивной синхронизации мод  
в тулиевом волоконном лазере**

**Зверев А.Д.<sup>1,2</sup>, Камынин В.А.<sup>1,2</sup>, Трикшев А.И.<sup>1</sup>,  
Арутюнян Н.Р.<sup>1</sup>, Мاستин А.А.<sup>3</sup>**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*2- Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*

*3- Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-15-17

Волоконные лазеры, генерирующие ультракороткие импульсы в двухмикронном диапазоне длин волн имеют множество применений. Их используют в медицине [1], промышленности [1], микроскопии [2], для генерации суперконтинуума [3]. Ультракороткие импульсы в волоконном лазере можно получить с помощью реализации режима пассивной синхронизации мод. Данный режим может быть получен за счет нелинейных эффектов: нелинейного вращения плоскости поляризации [4], нелинейного кольцевого зеркала [5], или внедрения в резонатор лазера насыщающихся поглотителей: полупроводниковых зеркал с насыщающимся поглотителем [6], углеродных нанотрубок [7], графена [8].

Для получения пассивной синхронизации мод в нашей работе мы использовали несколько видов углеродных нанотрубок. Нами исследовалось влияние количества слоев и коэффициента пропускания углеродных нанотрубок на качество и стабильность генерации тулиевого волоконного лазера с гантелевидным резонатором. Параметры углеродных нанотрубок указаны в таблице 1.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 1(а). Накачка волокна, легированного ионами тулия, осуществляется через мультиплексор (WDM) на длине волны 1550 нм. Роли зеркал в резонаторе выполняют оптические делители, замкнутые с одной стороны (Оптический делитель 50/50 — стопроцентное зеркало; Оптический делитель 90/10 — частично прозрачное сорокапроцентное зеркало). Пассивную синхронизацию



мод обеспечивают помещенные между разъемами одностенные углеродные нанотрубки (УНТ).

Таблица 1

Параметры углеродных нанотрубок

№ образца	Пропускание одного слоя (в %) в режиме	
	ненасыщенном	насыщения
61	76	97
62	65	95
64	38	87

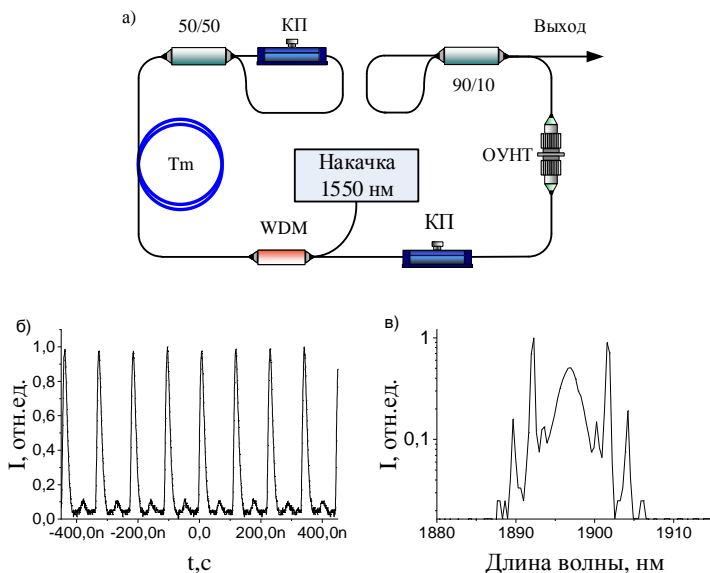


Рис. 1. а) Схема титаниевого лазера с гантелевидным резонатором. КП – контроллер поляризации; ОУНТ – одностенные углеродные нанотрубки; Тм – оптическое волокно, легированное ионами титана.

б) Временные характеристики выходного излучения.

в) Спектральные характеристики выходного излучения.

При использовании одного слоя нанотрубок № 61 не удалось получить стабильный режим синхронизации мод. Добавление второго слоя увеличило стабильность, но в выходном излучении, как и в случае использования одного слоя нанотрубок № 62, присутствовала значительная часть непрерывного излучения.

Наиболее стабильный режим генерации был получен при использовании двух слоёв нанотрубок № 62. Общее пропускание обоих слоев в ненасыщенном режиме было равно 39 %. Была получена стабильная импульсная генерация с частотой повторения импульсов 8.9 МГц. Временные и спектральные характеристики выходного излучения изображены на рисунке 1(б) и 1(в) соответственно. Средняя выходная мощность была равна 2.77 мВт. Длительность импульсов была равна 1.1 пс. Используя один и два слоя нанотрубок № 64, так же были получены режимы одночастотной синхронизации мод, но при более высокой мощности накачки (в сравнении с применением нанотрубок № 62).

1. Kerse C. et al. Nature. 2016, 537(7618), 84–88.
2. Potma E.O. et al. Optics letters. 2002, 27(13), 1168–1170.
3. Sobon G. et al. Optical Materials Express. 2014, 4(1), 7–15.
4. Matsas V.J. et al. Electronics Letters. 1992, 28(15), 1391–1393.
5. Duling I.N. Optics letters. 1991, 16(8), 539–541.
6. Kivistö S., Okhotnikov O.G. IEEE Photonics Technology Letters. 2011, 23(8), 477–479.
7. Filatova S.A. et al. Quantum Electronics. 2019, 49(12), 1108.
8. Sotor J. et al. Optics Express. 2014, 22(5), 5536–5543.

**К вопросу измерения концентраций  
вулканических газов и их изотопомеров —  
предвестников землетрясений  
методами диодной лазерной спектроскопии**

**Кузьмичев А.С., Понуровский Я.Я.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-18-18

Атмосферный газовый анализ является неотъемлемой частью глобальной системы мониторинга окружающей среды, которая разрабатывается в последние годы в нашей стране. Среди множества актуальных прикладных задач, которые могут быть решены с использованием методов прецизионной газоаналитики выделяется задача непрерывного измерения концентраций вулканических газов, как предвестников землетрясений. Проведение непрерывных измерений вблизи спящих вулканов на уровне отклонений от фоновых значений позволит заранее предсказать рост концентраций основных вулканических газов относительно их фоновых значений и провести плановую работу по оповещению населения. Такими, индикаторными отношениями, могут быть  $\text{HF}/\text{CO}_2$ ,  $\text{HCl}/\text{CO}_2$ ,  $\text{SO}_2/\text{CO}_2$ ,  $\text{SO}_2/\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{H}_2\text{S}/\text{CO}_2$  и  $\text{CO}_2/\text{N}_2$ . При этом, во избежание перемешивания выходящих газов, измерения нужно проводить около фумарольных отверстий, из которых выходят струи дыма, определение газового состава которого является актуальной научной задачей.

В докладе будут изложены принципы построения диодного лазерного спектрометра для решения задачи анализа вулканических газов и представлены предварительные результаты расчетов достижимых концентраций вулканических газов.

**Низкотемпературная люминесценция  
одинокых SiV-центров  
в индивидуальных CVD наноалмазах**  
**Пастернак Д.Г.<sup>1</sup>, Даи Д.<sup>2</sup>, Калашников Д.А.<sup>2</sup>,  
Мартьянов А.К.<sup>1</sup>, Седов В.С.<sup>1</sup>**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*2- Институт материаловедения и машиностроения A\*STAR, Сингапур  
(Agency for Science, Technology and Research (A\*STAR), Singapore)*

*E-mail: [dg.pasternak@physics.msu.ru](mailto:dg.pasternak@physics.msu.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-19-21

Отрицательно заряженный комплекс кремний-вакансия (SiV) является одним из центров окраски в алмазе наиболее перспективных для применения в квантовой обработке информации и зондирования. В настоящее время усилия по разработке наноалмазов (НА) с SiV для квантовых применений сосредоточены на производстве и характеристике индивидуальных наночастиц с одиночными центрами окраски типа SiV [1]. Многообещающим подходом к реализации квантовых сетей на основе SiV в наномасштабе является использование НА ансамблей с встроенными SiV центрами. В этом случае, несмотря на то, что частоты излучения SiV лишь незначительно отличаются друг от друга из-за локальных внутренних напряжений, к ним возможно индивидуальное обращение при резонансном лазерном возбуждении и криогенной температуре [2].

В данной работе исследуется фотолюминесценция (ФЛ) SiV в двух типах индивидуальных CVD-нанокристаллов алмаза. Первый был синтезирован с использованием детонационных (DND) затравочных НА размером 5 нм (“seeding”), а второй – в режиме спонтанной нуклеации (“spontaneous”). Размеры кристаллитов, выращенных в течение 5 мин имели размер менее 100 нм. Мы исследовали спектры ФЛ, измеренные при нерезонансном возбуждении 660 нм в спектральном диапазоне 700–780 нм для seeding и spontaneous НА. В диапазоне 730–750 нм показано наличие нескольких спектральных линий, указывающих на то, что исследуемые НА содержат небольшое количество одиночных SiV-центров. Причём их оптические переходы расположены в

определенном частотном диапазоне из-за наличия локальных внутренних напряжений в кристаллах. Далее для «seeding»- и «spontaneous»-НА были записаны спектры ФЛ SiV-центров при резонансном лазерном возбуждении при 15 К.

Мы сканировали одиночные спектральные линии тонкой структуры SiV и показали, что значения FWHM находятся в диапазоне 1–2 ГГц (1.9–4.1 пм) для «spontaneous»-НА и 15–30 ГГц (27–55 пм) для «seeding»-НА. Была обнаружена высокая поляризационная чувствительность спектральных линий SiV центров. Это подтверждает, что линии действительно соответствуют одиночному SiV переходу. По литературным данным естественная ширина линии SiV-центра составляет около 400 МГц при 15 К [3]. В «spontaneous»-НА ширина линии в 2.5–5 раз больше этого значения.

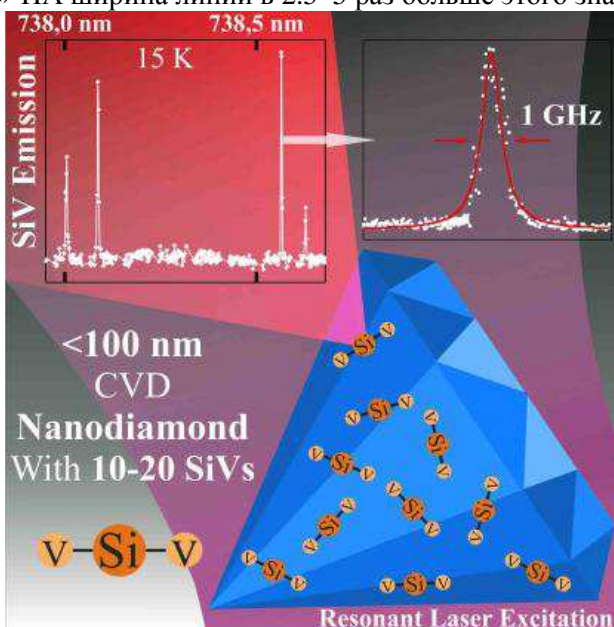


Рис. 1. Спектр излучения одиночного SiV центра

в индивидуальной алмазной CVD-наночастице с размерами <100 нм

Таким образом, наши результаты показывают, что уменьшение размера частиц CVD-алмаза ниже 100 нм практически не влияет на ширину оптических переходов одиночных SiV-центров. В отличие от «spontaneous»-НА «seeding»-НА демонстрируют на порядок большую ширину линии. Также было установлено, что число SiV-

центров в диапазоне 730–750 нм не превышает 20 для «spontaneous»-НА. По приблизительным оценкам, проведенным для десяти частиц, число SiV-центров в них колеблется в пределах от 10 до 20.

«Spontaneous»-НА с  $< 20$  SiV-центрами (см. Рисунок 1), исследованные в этой работе, могут быть легко интегрированы в оптические устройства на кристалле и использоваться в качестве компонентов квантовых сетей [4].

Авторы выражают благодарность научным руководителям Ральченко В.Г., Кривицкому Л.А. и Власову И.И. за помощь в экспериментах и ценные советы.

1. Rogers L., Wang O., Liu Y., et al. Phys. Rev. Appl. 2019, 11, 024073.
2. Sipahigil A., Evans R., Sukachev D., et al. Science 2016, 354, 847.
3. Jahnke K., Sipahigil A., Binder J., et al. New J. Phys. 2015, 17, 043011.
4. Alagappan G., Krivitsky L., Png C., ACS Omega 2018, 3, 4733.

## Изготовление световодов с легированной сердцевиной на основе нанопористых стёкол

**Пластинин Е.А.<sup>1,2</sup>, Вельмискин В.В.<sup>1</sup>**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова  
2- Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-22-23

Для изготовления легированной сердцевины волоконных световодов используют различные технологии: MCVD (модифицированное осаждение из газовой фазы), золь-гель основы для стекла, спекание порошков и другие. В последнее десятилетие возродился интерес к технологии, основанной на пропитке нанопористых стёкол растворами, содержащими атомы редкоземельных элементов и другие легирующие компоненты. После пропитки такие стёкла спекают, и они образуют однородное легированное стекло, которое можно использовать для создания световода с легированной сердцевиной.

Нанопористые стёкла изготавливаются методом двухфазного разделения щёлочноборосиликатного стекла с последующим вытравливанием одной из фаз. Полученная пористая матрица на 95–99% кварцевая и однородно испещрена каналами в характерными размерами порядка единиц нанометров. Эта матрица выгодно отличается от пористых MCVD-слоёв, в которых характерный размер образующихся пустот порядка единиц микрометров. Малый размер пор позволяет избежать явления кластеризации легирующих ионов при увеличении их концентрации.

В нашей работе мы использовали пористые стёкла, произведённые компанией Corning Glass Inc. В этих стёклах средний размер пор — 4 нм. Мы пропитывали нанопористые стёкла растворами различной концентрации нитрата висмута, нитрата диспрозия и селената церия. Целью было подобрать правильные режимы пропитки стёкол, чтобы получить легированные кварцевые стержни, а на их основе – преформы волоконных световодов.

Были сделаны концентрационные серии объёмных образцов. В

них была измерена концентрация лигандов и люминесценция. Концентрация лигандов во всех образцах не превышала 0.25 ат.%. Некоторые образцы были использованы для изготовления световодов с воздушной или фторированной оболочками. Выбор этих оболочек обусловлен схожестью показателей преломления легированных образцов стекла и чистого кварцевого стекла.

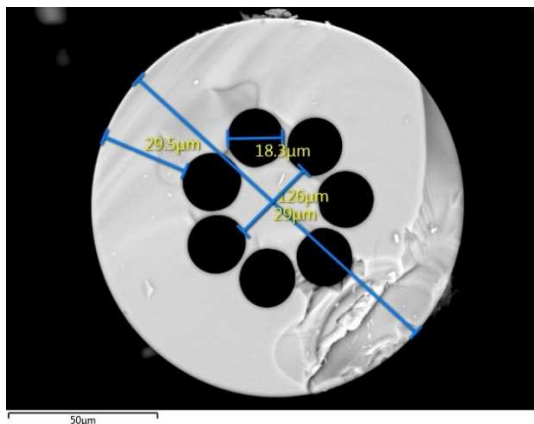


Рис. 1. Электронная микрофотография торца световода с воздушной оболочкой, легированного диспрозием.

Авторы выражают благодарность зав. аналитическим центром НЦВО РАН, к.х.н. Исхаковой Л.Д. за помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Ishakova L.D., Mashinsky V.M., Milovich F.O. et al. J. Non-Cryst. Solids. 2019, 503, 28-35.
2. Мазурин О.В., Роскова Г.П., Аверьянов В.И., Антропова Т.В., Двухфазные стекла: структура, свойства, применение. Наука, Ленинград, 1991.



## Оптическое переключение одно- и двухволновой генерации в волноводном Nd:YAG-лазере

**Понарина М.В., Долматов Т.В., Образцов П.А.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-24-25

Лазеры, генерирующие излучение нескольких длин волн, представляют интерес как для обеспечения оптической связи, так и для других применений: лазерная локация, генерация ТГц излучения [1]. Одним из методов получения лазера с двумя длинами волн является использование кристаллов, в которых существуют несколько близлежащих излучательных переходов.

В данной работе представлен твердотельный волноводный Nd:YAG-лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод с помощью насыщающегося поглотителя на основе графена. Для накачки активного элемента используется излучение непрерывного одномодового диодного лазера с длиной волны 808 нм и средней мощностью 300 мВт. Излучение накачки фокусируется в новую волноводную структуру диаметром сердцевины 20 мкм, созданную внутри кристалла Nd:YAG (1 ат.%) методом прямой записи пучком фемтосекундного лазера [2]. Пассивная синхронизация мод осуществляется с помощью насыщающегося поглотителя на основе графена, нанесенного на выходное зеркало резонатора [3]. Между активной средой и выходным зеркалом образуется внутрирезонаторный интерферометр. Точная настройка ширины данного интерферометра позволяет контролировать спектрально-временные параметры выходного излучения [4]. Продемонстрирована работа лазера в режимах одно- и двухволновой генерации, а также возможность переключения между ними с помощью прецизионного изменения длины резонатора.

Помимо этого в работе продемонстрирована возможность контролируемого переключения между режимами генерации волноводного Nd:YAG-лазера за счет изменения поляризации излучения накачки. При использовании горизонтальной поляризации излучения накачки получен режим пассивной синхронизации мод в одно- и двухволновом режимах генерации с частотой повторения

импульсов 9.5 ГГц.

Авторы выражают благодарность зав. лабораторией спектроскопии ИЦВО РАН Охримчуку А.Г. за большой вклад в данную работу, в том числе за создание волноводных структур внутри кристалла Nd:YAG, зав. лабораторией лазерной спектроскопии Букину В.В. за помощь в разработке оптической схемы и предоставление необходимого оборудования для регистрации выходного сигнала лазера, Рыбину М.Г. и Образцовой Е.Д. за синтез и нанесение на выходное зеркало образцов графена.

Исследование М.В. Понариной выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90215. П.А. Образцов выражает благодарность Российскому научному фонду (проект № 19-72-00175).

1. В.М. Walsh. *Laser Phys.* 2010, 20, 3, 622.
2. A. Okhrimchuk, V. Mezentsev, A. Shestakov, and I. Bennion. *Opt. Express.* 2012, 20, 4, 3832.
3. A.G. Okhrimchuk and P.A. Obraztsov, *Sci. Rep.*, 2015, 5.
4. M.V. Ponarina et al. *Quantum Electron.* 2019, 49, 4, 365.

## Моделирование двухчастотного ПГС на кристалле КТР для спектрального диапазона 1.9 – 3.5 мкм

**Смирнов И.В.**<sup>1,2</sup>

1- *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

2- *Национальный исследовательский университет «МЭИ»*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-26-27

В течение последних десятилетий получение двухволновой генерации в твердотельном лазере стало важным направлением исследований в лазерной физике в связи с множеством потенциальных практических применений: в мониторинге окружающей среды [1], лазерной локации [2] и медицине [3]. Возможно использование двухволновой генерации для получения ТГц-излучения в нелинейных кристаллах, такая генерация будет обладать рядом преимуществ по сравнению с уже существующими методами (лампы обратной волны, гиротроны и т.д.), а именно: широкой перестройкой по спектру, генерацией спектрально узких линий излучения, высокой средней и пиковой мощностью ТГц-излучения.

Лазеры, генерирующие излучение в диапазоне 1.9 – 3.5 мкм, можно использовать в качестве источников накачки лазеров на кристаллах ZnS и ZnSe, легированных двухвалентными ионами  $\text{Cr}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{2+}$ .

В данной работе исследована возможность получения двухчастотной, перестраиваемой в ближней ИК области генерации в лазере с ПГС при коллинеарном взаимодействии на кристалле КТР с возбуждением  $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ -лазером.

Рассматривалось использование в качестве нелинейного элемента для ПГС кристалла КТР, вырезанного под углом  $\theta = 51.5^\circ$  в плоскости XZ относительно его оптической оси Z, что позволяло реализовать в нем второй тип синхронизма (оео) для создания ПГС с коллинеарным взаимодействием. С использованием программы SNLO были проведены расчеты для случая возбуждения ПГС излучением с длиной волны 1.064 и 1.342 мкм. Установлено, что при возбуждении излучением с длиной волны 1.064 мкм можно получить двухчастотную генерацию в области 1.9 – 2.4 мкм с перестраиваемой разностью частот путем поворота кристалла в плоскости оси XZ. В

вырожденном случае наблюдается излучение сигнальной и холостой волн на длине волны 2.13 мкм с ортогональной поляризацией. При возбуждении 1.342 мкм можно получить двухчастотную генерацию в области 2.1 – 3.5 мкм. При этом в вырожденном случае наблюдается излучение на длине волны 2.69 мкм. На рисунке 1 представлены теоретические перестроечные кривые ПГС для накачки 1.342 мкм при температуре 291 К. Заметим, что изменение температуры позволит производить плавную подстройку генерируемых длин волн с шагом 1 нм.

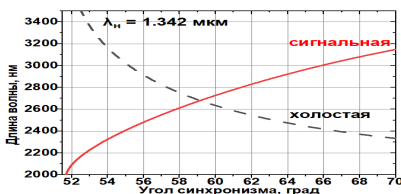


Рис. 1. Расчетные перестроечные кривые для ПГС КТР при накачке излучением с длиной волны 1.342 мкм и температуре 291 К

Предварительные эксперименты позволили реализовать двухволновой ПГС лазер на кристалле КТР с перестраиваемой разностью частот генерации с коллинеарным взаимодействием при возбуждении импульсно-периодическим  $\text{Nd}^{3+}$ :YAG-лазером ( $\lambda = 1.064$  мкм) с акустооптическим модулятором ( $f = 500$  Гц) с поперечной диодной накачкой. Получена двухволновая генерация с энергией в импульсе сигнальной и холостой волн до 1.26 Дж и эффективностью преобразования 0.3% в диапазоне 1.9 – 2.4 мкм.

Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. Звереву П.Г и д.ф.-м.н. Сироткину А.А. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Werle P. Lasers in Environmental and Life Sciences—Modern Analytical Methods, 2004.
2. J.B. Abshire. Appl. Opt. 1980, 19 3436–40.
3. S.N. Son, J.J. Song, J.U. Kang, C.S. Kim. Sensors. 2011, 11, 6125–6130.

## **Полностью волоконный комбинированный Er/Er-Yb усилитель одночастотных импульсов с высокой пиковой мощностью и высокой эффективностью**

**Худяков М.М.<sup>1,2</sup>**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова*

*2- Московский физико-технический институт*

*(национальный исследовательский университет)*

*E-mail: [DAngEL.74@gmail.com](mailto:DAngEL.74@gmail.com)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-28-30

Ряд атмосферных задач, связанных с регистрацией отраженного света (LIDAR) или измерением интегральных потерь в газе, требует одночастотных импульсных лазерных источников с высокой пиковой мощностью (0.1–10 кВт) и относительно высокой длительностью (0.1–1 мкс) в безопасном для глаз спектральном диапазоне. Волоконные усилители на базе легированных оксидом эрбия (Er) световодов с накачкой по оболочке являются наиболее подходящим и наиболее развитым на данный момент решением. До 4 кВт пиковой мощности в одночастотном одномодовом импульсе длительностью 80 нс было продемонстрировано в работе [1]. Однако эффективность преобразования накачки в сигнал была крайне низкой – около 5 %, что было вызвано большим количеством непоглощённой накачки. Другой подход к созданию лазерных источников с высокой пиковой в этой спектральной области — использование световодов солегированных оксидами эрбия и иттербия (Er-Yb). Высокая эффективность (46 %) была продемонстрирована в таких усилителях для непрерывного излучения [2], однако для этого требовалась встречная накачка и высокий уровень входной мощности (на уровне 10 Вт). В случае усиления импульсов до предельных пиковых мощностей такая конфигурация оказывается неприемлемой вследствие развития нелинейных эффектов в объединителе накачки и сигнала, приваренного на выходе активного световода. В случае же попутной накачки и относительно низкой входной мощности эффективность преобразования накачки в сигнал так же не превышает единиц процентов [3].

В настоящей работе мы предлагаем решить проблему низкой

эффективности в Er и Er-Yb усилителях путём создания комбинированного Er/Er-Yb усилителя. Использование Er световода в качестве предусилителя позволяет усилить слабый входной сигнал (10–100 мВт) до уровня нескольких Вт с высокой эффективностью относительно поглощённого излучения накачки. Усиленный сигнал вместе с большим количеством непоглощённой накачки (до 70 % процентов от введённой) вводится в Er-Yb световод, приваренный напрямую после Er световода, где излучение накачки с высокой эффективностью преобразуется в сигнал. Отдельным достоинством такой схемы является то, что Er и Er-Yb световоды имеют разные стеклянные матрицы сердцевины и сигнал вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), возникающий в Er-Yb световоде, не усиливается в Er. Таким образом, увеличение общей длины световода при сварке Er и Er-Yb световод не приводит к снижению порога ВРМБ. Фактически максимально достижимая пиковая мощность в комбинированном усилителе будет определяться тем световодом (Er или Er-Yb), который имеет наименьший порог ВРМБ, с поправкой на распределение сигнала по длине усилителя. В данной работе удалось достичь пиковой мощности 3.7 кВт с эффективностью 23.6 %.

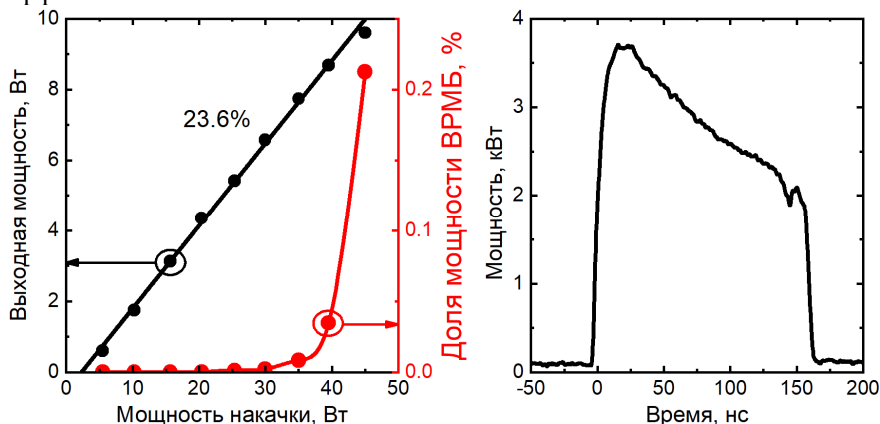


Рис. 1. Слева – кривая эффективности комбинированного усилителя, справа – выходной импульс на пороге ВРМБ.

Источник сигнала, использовавшийся в данной работе, создавал импульсы с частотой повторения 20 кГц и средней мощностью 100 мВт, форма которых подбиралась таким образом,

чтобы после усиления получались прямоугольные импульсы с длительностью 160 нс. В качестве  $E_1$  световода было использовано 1.5 м световода аналогичного использовавшемуся в работе [1]. К нему было приварено 0.5 м коммерчески-доступного  $E_1$ - $Yb$  световода LMA-EYDF-25P/300-HE Nufern. Для предотвращения обратного отражения от выходного торца световода к нему был приварен короткий отрезок световода без сердцевины с диаметром 400 мкм.

Результаты представлены на рис. 1. При максимальной мощности накачки в 45 Вт была получена выходная мощность 9.6 Вт с наклонной эффективностью 23.6 %. Порог ВРМБ определялся по импульсной нестабильности (углубление в задней части импульса) и по превышению доли отражённой ВРМБ назад мощности 0.1 % от выходной мощности и составил 3.7 кВт. Таким образом, полученная эффективность более чем в 4 раза превышает результат из [1] при сравнимой пиковой мощности.

Автор выражает благодарность научному руководителю, к.ф.-м.н. Лихачёву М.Е. и чл.-корр. РАН Бубнову М.М. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. L. V. Kotov, M.E. Likhachev, M.M. Bubnov, et al. *Laser Phys. Lett.* 2014 11, 095102.
2. O. De Varona, W. Fittkau, P. Booker, et al. *Opt. Express.* 2017 25, 24880.
3. Z. Zhao, H. Xuan, H. Igarashi, et al. *Opt. Express.* 2015 23, 29764.

# Особенности ВКР chirпированных импульсов в воде и тяжёлой воде: гигантское уменьшение сдвига на $\sim 1000 \text{ см}^{-1}$ при увеличении длительности от 50 фс до 4 пс

**Чижев П.А., Гришин М.Я.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-31-32

Впервые, насколько нам известно, обнаружено новое нелинейно-оптическое явление: вариация величины стоксова сдвига на  $\sim 1000 \text{ см}^{-1}$  на колебательных модах О-Н (О-D) полосы при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) chirпированных фемто- и пикосекундных импульсов в воде и тяжёлой воде. Так, при перестройке длительности импульса от 50 фс до 4.2 пс центр О-Н (О-D) полосы смещается в сторону уменьшения частоты сдвига от  $\sim 4200$  до  $3400 \text{ см}^{-1}$ . На рисунке 1 представлены спектры стоксовой компоненты ВКР в воде (Рис.1 а-б) и тяжёлой воде (Рис.1 в-г).

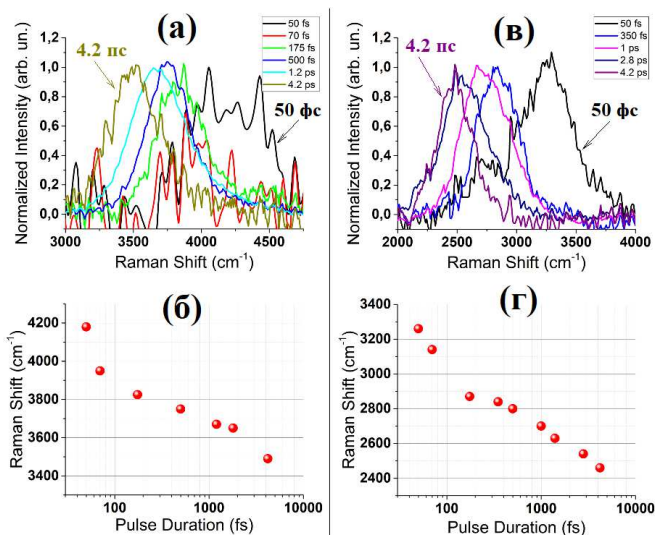


Рис. 1. Спектры стоксовой компоненты ВКР: в обыкновенной (а) и тяжёлой (в) воде; зависимости величины стоксова сдвига от длительности импульса (б) в воде и (г) в тяжёлой воде.



Механизм обнаруженного явления трансформации спектров ВКР обсуждается.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Першину С.М. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов и к.ф.-м.н. Букину В.В. за предоставленное оборудование.

# КВАНТОВАЯ МАКРОФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

## Обменное расщепление зоны проводимости в $\text{EuV}_6$

**Журкин В.С., Анисимов М.А., Азаревич А.Н.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [dok5555@mail.ru](mailto:dok5555@mail.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-33-35

Наличие двух последовательных – электронного при  $T_M \approx 16$  К и магнитного при  $T_c \approx 14$  К – фазовых переходов и связанных с ними аномалий транспортных и тепловых свойств в ферромагнитном полуметалле  $\text{EuV}_6$  (включая эффект колоссального магнитосопротивления (КМС) – уменьшение удельного сопротивления на 90 % в поле  $\sim 8$  Тл в окрестности  $T_M$ ) определяет важность идентификации механизмов обменного взаимодействия между локализованными магнитными моментами 4f-оболочки ионов  $\text{Eu}^{2+}$  и 5d-электронами зоны проводимости [1–6]. Сам эффект КМС в  $\text{EuV}_6$  принято связывать с формированием магнитных поляронов в условиях обменного взаимодействия за счет локального спинового расщепления зоны проводимости и поляризации носителей заряда в ферромагнитной фазе гексаборида европия. Однако, несмотря на то, что степень спиновой поляризации зоны проводимости в  $\text{EuV}_6$  по результатам измерений туннельных спектров не превышает 56 % [6], данные резонансной неупругой рентгеновской спектроскопии (RIXS) и расчеты зонной структуры гексаборида европия указывают на возможную реализацию состояния с полностью поляризованными носителями заряда (half-metallic state) [5]. В такой ситуации дополнительную информацию о величине обменного взаимодействия и характере спинового расщепления зон в  $\text{EuV}_6$  можно получить из исследований квантовых осцилляций Шубникова – де Гааза.

В работе выполнены исследования транспортных (удельное сопротивление и эффект Холла) и магнитных свойств монокристаллических образцов  $\text{EuV}_6$ , измеренных в диапазоне температур 1.8 – 300 К в магнитных полях до 8 Тл. Исследуемые монокристаллы  $\text{EuV}_6$  выращены в ИПМ НАНУ методом зонной плавки в атмосфере инертного газа с различным числом проходов

зоны. Для образца  $\text{EuB}_6$ , выращенного с одним проходом зоны, на полевых зависимостях удельного сопротивления в магнитном поле выше 2,5 Тл зарегистрированы квантовые осцилляции Шубникова – де Гааза. Из частоты осцилляций 29.4 Тл оценены площади сечения поверхности Ферми  $S \approx 2.78 \cdot 10^{11} \text{ см}^2$  и волнового вектора  $k_f \approx 2.97 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ , отвечающие концентрации носителей заряда  $n_0 \approx 1.33 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в приближении изотропной поверхности Ферми с учетом трехкратного вырождения зоны проводимости в точках X зоны Бриллюэна. Оценка эффективной массы  $m_{eff} \approx 0.19m_e$  ( $m_e$  – масса электрона) хорошо согласуется со значениями, ранее полученными для электронов проводимости из температурной зависимости коэффициента термоэдс [8]. При этом значение подвижности  $\mu \approx 1720 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ , рассчитанное из времени релаксации носителей заряда  $\tau \approx 0.186 \text{ пс}$ , коррелирует с величиной холловской подвижности электронов проводимости в ферромагнитной фазе  $\text{EuB}_6$  [3, 6].

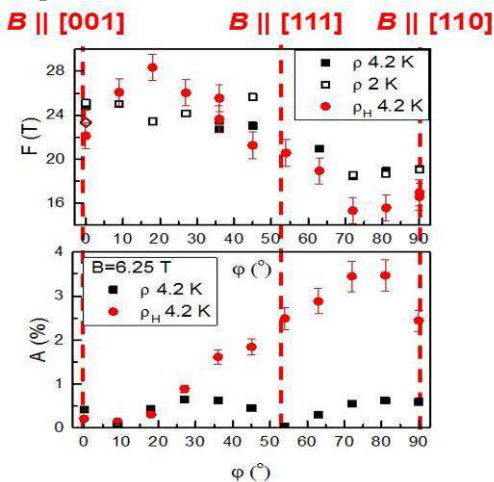


Рис. 1. Зависимости частоты (сверху) и амплитуды квантовых осцилляций Шубникова – де Гааза от направления магнитного поля. Черные (красные) символы – данные, отвечающие осцилляциям удельного (холловского) сопротивления.

Оценки параметров носителей заряда позволяют предположить, что носители заряда, определяющие квантовые осцилляции удельного сопротивления в ферромагнитной фазе  $\text{EuB}_6$ ,

отвечают состояниям подзоны электронов со спинами, поляризованными противоположно направлению магнитного поля ( $n_{\downarrow} = n_0$ ). Из значения холловской концентрации  $n_H \approx 3.57 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  можно оценить концентрацию электронов со спином, поляризованным по полю,  $n_{\uparrow} = n_H - n_{\downarrow} \approx 3.44 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Рассчитанная степень спиновой поляризации  $P = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})/n_H \approx 92\%$  недостаточна для реализации полностью спин-поляризованного (half-metallic) состояния в ферромагнитной фазе  $\text{EuB}_6$ . В свою очередь, оценка энергии обменного взаимодействия дает значение  $J \approx 70 \text{ мэВ}$ , согласующееся с литературными данными [6, 8].

Важным результатом исследования являются измерения, полученные при изменении ориентации образца в магнитном поле. Впервые обнаружено, что при прохождении магнитным полем положения, соответствующего  $V_{||[111]}$ , амплитуда осцилляций магнитосопротивления уменьшается практически до нулевых значений, и в окрестности  $V_{||[111]}$  доминируют осцилляции в холловском сопротивлении (рис. 1). Поскольку эффект наблюдается для трёх эквивалентных экстремальных сечений эллипсоидов поверхности Ферми, уменьшение амплитуды квантовых осцилляций следует связать с резким падением времени релаксации. Выяснение механизма усиления рассеяния носителей заряда для выделенных электронных орбит в коллинеарной ферромагнитной фазе  $\text{EuB}_6$  требует дополнительного изучения.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (№18-02-01152).

Авторы благодарны Глушкову В.В., Богачу А.В., Божко А.Д., Шицеваловой Н.Ю., Случанко Н.Е. и Демишеву С.В. за совместные эксперименты и обсуждение результатов.

1. J. Etourneau, P. Hagenmuller, *Phil. Mag. B*, 1985, 52, 589.
2. S. Süllow et al., *Phys. Rev. B*, 1998, 57, 5860.
3. В.В. Глушков и др., *ЖЭТФ*, 2006, 132, 150.
4. U. Yu, B.I. Min, *Phys. Rev. B*, 2006, 74, 094413.
5. J. Kim et al., *Phys. Rev. B*, 2013, 87, 155104.
6. Z. Xiaohang et al., *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100, 167001.
7. V. Glushkov et al., *Phys. Stat. Sol. (b)*, 2013, 250, 618.
8. V. Glushkov et al., *Phys. Stat. Sol. (b)*, 2016, 254, 1600571.

## 3D магнитные фазовые диаграммы антиферромагнитного металла $\text{ErV}_{12}$ с динамическими зарядовыми страйпами

**Красиков К.М.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-36-38

Магнетики с фрустрированным основным магнитным состоянием привлекают существенное внимание в силу набора аномальных свойств, потенциально применимых на практике. Антиферромагнетик  $\text{ErV}_{12}$  представляет особый интерес, так как, обладая сравнительно простой ГЦК решеткой, демонстрирует сложную несоразмерную магнитную структуру при  $T < T_N = 6.7$  К [1]. Недавно в реперном немагнитном додекабориде  $\text{LuV}_{12}$  были обнаружены динамические зарядовые страйпы [2], возникающие вдоль направления [110] в результате динамического кооперативного эффекта Яна-Теллера на кластерах  $\text{V}_{12}$ . Подобные осцилляции электронной плотности являются следствием неустойчивости борной подрешетки и должны присутствовать и в  $\text{ErV}_{12}$ . В связи с этим, отдельный интерес представляет изучение трехмерных магнитных фазовых диаграмм  $\text{ErV}_{12}$ , так как магнитное упорядочение реализуется за счет непрямого РККИ обмена через электроны проводимости, которые, в свою очередь, оказываются вовлечены в динамические зарядовые страйпы.

В работе были проведены измерения угловых и полевых зависимостей магнетосопротивления трёх монокристаллов  $\text{ErV}_{12}$  с различными ориентациями измерительного тока –  $\mathbf{J} \parallel [100]$ ,  $\mathbf{J} \parallel [110]$  и  $\mathbf{J} \parallel [111]$  при температуре  $T = 2$  К и напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  до 80 кЭ. Измерения проводились на автоматизированной оригинальной установке для гальваномагнитных исследований в ОНТИКТ ИОФ РАН. Использовался стандартный четырехконтактный метод измерения сопротивления на постоянном токе с коммутацией тока через образец. Образец на держателе с датчиками температуры и магнитного поля в двустенной ампуле помещался в гелиевый криостат. Магнитное поле напряженностью до 80 кЭ создавалось сверхпроводящим соленоидом. Вращение образца с пошаговой

фиксацией его положения во внешнем магнитном поле проводилось вокруг токовой оси с шагом  $\Delta\varphi = 1.8^\circ$ .

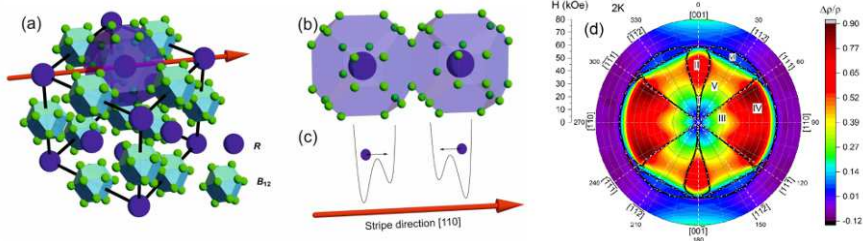


Рис. 1. Кристаллическая решетка R<sub>3</sub> додекаборидов (a); совмещенные кластеры B<sub>24</sub> (b); двухямный потенциал и направление динамических зарядовых страйпов (c); магнетосопротивление  $\Delta\rho/\rho=f(H,\varphi)$  ErB<sub>12</sub> для различных направлений магнитного поля  $\mathbf{H}$  в плоскости (0) при T = 2 K и восстановленная H-φ фазовая диаграмма (линиями выделены фазовые границы) (d).

Полученные при T = 2 K угловые и полевые зависимости магнетосопротивления для ориентации  $\mathbf{J} \parallel [110]$  представлены в полярных координатах на рис. 1d. По расположению характерных особенностей была восстановлена фазовая диаграмма (римскими цифрами обозначены различные магнитоупорядоченные фазы).

Аналогичным образом были получены фазовые H-φ диаграммы в плоскостях (001) и (111) при вращении образца вокруг соответствующих токовых осей. Сопоставляя между собой фазы и фазовые переходы, найденные для различных плоскостей (см. рис. 2a), можно перейти к анализу трехмерной фазовой диаграммы ErB<sub>12</sub>. Полученные в работе фазовые границы позволяют выделить 3 сектора в пространстве H-φ-θ (на рис. 2b их сечения сферой H ~ 50 кЭ представлены красным, желтым и голубым цветом, соответственно), привязанных к основным кристаллографическим направлениям. Как видно из рис. 2b, указанные сектора, в целом, определяют вид объемной 3D фазовой диаграммы. Отметим также, что в малых полях вблизи  $\mathbf{H} \parallel [001]$  дополнительно наблюдается фаза I, а в интервале 55–65 кЭ в широком диапазоне углов между  $[-1-11]$  и  $[111]$  регистрируется фаза VI (см. рис. 1d).

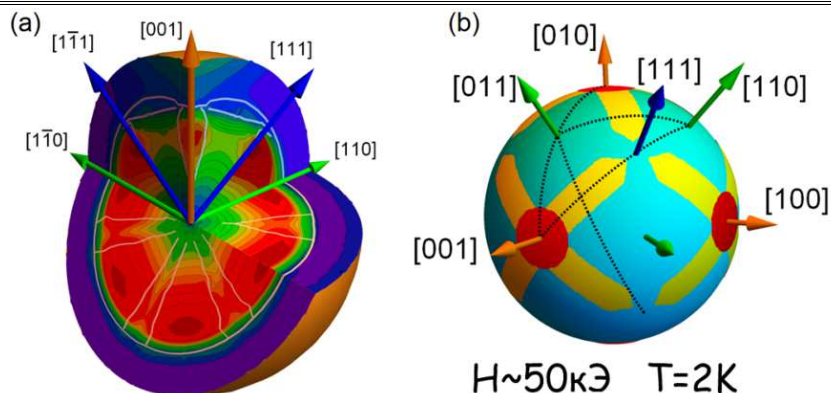


Рис.2. Совмещенные фазовые  $H$ - $\phi$  диаграммы в плоскостях (001), (110) и (111), цветом показана амплитуда магнетосопротивления **(а)**; срез фазовой диаграммы сферой с  $H \sim 50$  кЭ. Цветом выделены основные сектора трехмерной фазовой диаграммы  $\text{EgV}_{12}$  **(б)**.

Полученные результаты резистивных измерений и выполненный анализ позволяют восстановить трехмерную магнитную фазовую диаграмму антиферромагнитного металла  $\text{EgV}_{12}$ .

Показано, что основные сектора фазовой диаграммы (см. рис. 2b) формируются вдоль направлений перпендикулярных ( $\mathbf{H} \parallel [001]$ ) и параллельных ( $\mathbf{H} \parallel [110]$ ) динамическим зарядовым страйпам, а также вдоль направления  $[112]$ . Предложен механизм, ответственный за столь сильную анизотропию рассеяния носителей заряда.

Автор выражает благодарность научному руководителю Случанко Н.Е. за выбор темы исследований и помощь в подготовке работы, Шицеваловой Н.Ю. и Филиппову В.Б. за предоставление высококачественных образцов для измерений, а также всему отделу НТИКТ за повседневную помощь.

1. K. Siemensmeyer et al. J. Solid State Chem. 2006, 179, 2748.
2. N.V. Bolotina et al. J. Phys.: Condens. Matter. 2018, 30, 265402.

## Определение длины полиенов в деградированном поливинилхлориде по спектрам комбинационного рассеяния света

**Кузнецов С.М.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [kuznetsovsm@kapella.gpi.ru](mailto:kuznetsovsm@kapella.gpi.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-39-41

При внешнем воздействии (УФ облучении, нагреве) на поливинилхлорид (ПВХ) в его структуре образуются полиены — последовательности чередующихся одинарных (C–C) и двойных (C=C) углеродных связей. Традиционно длину таких последовательностей определяют через количество C=C связей ( $n$ ). Свойства ПВХ (механические, электрические, оптические и другие) зависят от содержания и распределения полиенов по длинам. В связи с тем, что ПВХ — один из самых широко используемых полимеров почти во всех сферах жизнедеятельности человека, исследование влияния полиенов на его свойства является актуальной задачей.

Спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) является неразрушающим и чрезвычайно информативным методом, который используется при изучении структуры и свойств ПВХ. Вследствие резонансного усиления интенсивности линий КР полиенов определённой длины при возбуждении спектров излучением с определённой длиной волны возможно селективное детектирование полиенов в ПВХ даже при очень низких содержаниях — до 0.0001 %.

Цель данной работы заключалась в определении длины полиенов в образцах ПВХ, которые подвергались фото- и термодеградации в различных условиях.

На рисунке 1 представлены спектры КР образцов ПВХ в области валентных колебаний C=C связей. В спектрах недеградированного ПВХ в этой области линий нет, но при деградации полимера появляется интенсивная широкая полоса, которая характеризует образование полиенов и распределение их по длинам.

На рисунке 1А представлены спектры КР, записанные при длине волны возбуждающего излучения  $\lambda_{\text{возб.}} = 532.0$  нм для ПВХ, облучённого УФ лампой ( $\lambda_{\text{УФ}} = 365$  нм) в течение 20 часов (кривая 1),



и ПВХ, термодegradированного при 110 °С в течение 9 минут (кривая 4). На рисунке 1Б представлены спектры КР, записанные при различных  $\lambda_{\text{возб.}}$  (647.1, 514.5, 488.0 нм) для УФ-облучённого ПВХ.

При декомпозиции характеристических полос в полученных спектрах было установлено, что их можно описать как минимум 2–3 компонентами (красные кривые). Эти компоненты описывают вклады полиенов разной длины, для которых реализуется резонансное и предрезонансное усиление линий КР. Длины соответствующих полиенов были рассчитаны с использованием формул [1]:

$$\lambda_{\text{возб.}} = 700 - 537.7 \times \exp(-0.0768 \times n),$$

$$v = 1461 + 151.2 \times \exp(-0.0768 \times n),$$

где  $\lambda_{\text{возб.}}$  — длина волны возбуждающего излучения, при которой реализуются оптимальные условия резонансного возбуждения спектра КР для полиена длины  $n$ ,  $v$  — положение максимума спектральной линии, относящейся к полиену длины  $n$ .

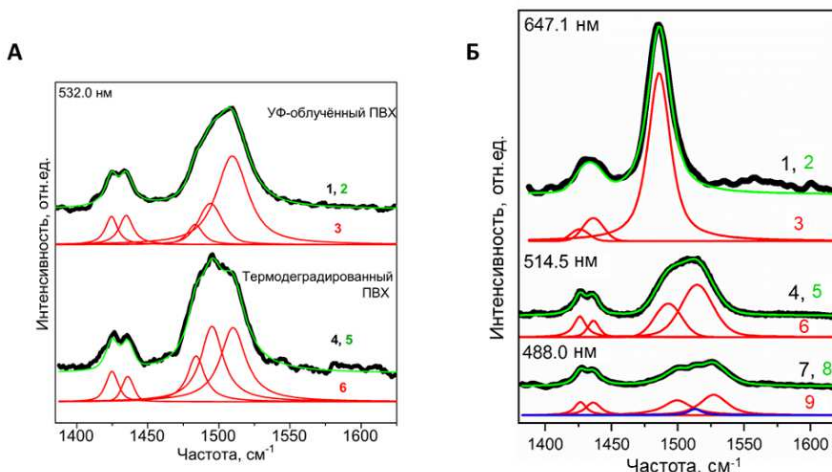


Рис. 1. А – профили спектральных линий валентных С=C колебаний, зарегистрированные при  $\lambda_{\text{возб.}} = 532.0$  нм для УФ облучённого (кривые 1–3) и термодegradированного (кривые 4–6) ПВХ; Б – профили спектральных линий валентных С=C колебаний, зарегистрированные при указанных  $\lambda_{\text{возб.}}$  для УФ облучённого ПВХ.

В результате анализа полученных экспериментальных спектров было показано, что форма линии, отвечающей валентным

колебаниям С=С связей, зависит от длины полиенов, которые образуются в ПВХ во время фото- и термодеградациии. Также были установлены вклады полиенов различной длины в экспериментальные спектры КР:

- $n = 11–18$  (при  $\lambda_{\text{возб.}} = 488.0$  нм),
- $n = 13–20$  (при  $\lambda_{\text{возб.}} = 514.5$  нм),
- $n = 15–25$  (при  $\lambda_{\text{возб.}} = 532.0$  нм),
- $n = 24$  (при  $\lambda_{\text{возб.}} = 647.1$  нм).

Таким образом, форма линии валентных колебаний С=С связей и положение максимумов линий полиенов определённой длины позволяет устанавливать распределение полиенов по длинам и предсказывать изменения в свойствах полимера.

Результаты работы могут быть также использованы при исследовании спектров КР каротиноидов и полиацетилена.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-32-90209 «Аспиранты». Автор выражает благодарность МСЦ РАН за предоставление вычислительных ресурсов, а также научному руководителю Сагитовой Е.А. за помощь в проведении эксперимента.

1. Hillemans J.P.H.M., Colemonts C.M.C.J., Meier R.J., Kip B.J. Polym. Degrad. Stab. 1993, 42, 323–333.

## Влияние инъекций $N_2$ на CVD-синтез поликристаллических алмазных пленок и мембран в СВЧ плазме

**Мартыанов А.К., Седов В.С., Кудрявцев О.С.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [martyanov@nsc.gpi.ru](mailto:martyanov@nsc.gpi.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-42-44

Использование поликристаллического алмаза (PCD) в оптике (прозрачные окна с высоким показателем преломления) и электронике (радиаторы) обычно предполагает полировку синтезированной пластины. Однако при механической полировке возникает ряд проблем ввиду того, что алмаз является материалом с рекордной твёрдостью. Целью настоящей работы является изучение возможности уменьшения шероховатости PCD пластин в процессе синтеза.

В данной работе описан новый подход к формированию пленок PCD путем периодического ограниченного по времени добавления (инъекции) азота ( $N_2$ ) в стандартную газовую смесь метан-водород ( $CH_4-H_2$ ). Азот стимулирует вторичное зародышеобразование на уже сформированных хорошо ограненных зернах алмаза микрометрового размера, что препятствует их дальнейшему росту [1–3]. Переход от непрерывной подачи  $N_2$  к его периодическим инъекциям позволяет предотвратить образование сплошного слоя нанокристаллического алмаза (NCD) и дает возможность выращивать высококачественные микрокристаллические слои алмаза между инъекциями  $N_2$ .

Была получена серия 15-слойных пленок PCD толщиной от 20 до 50 мкм. Обнаружено, что даже небольшие добавки  $N_2$  оказывают большое влияние на шероховатость поверхности (рис. 1) и скорость роста (увеличение  $\times 2$ ) пленок PCD, в то же время оказывая умеренное влияние на их общее качество (соотношение  $sp^3/sp^2$  фаз углерода, рис. 2).

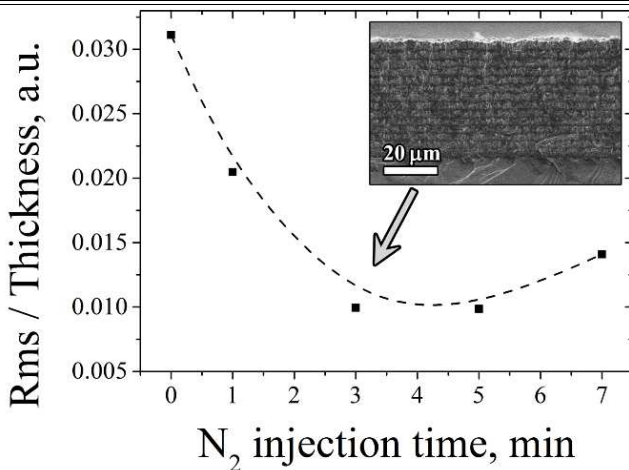


Рис. 1. Зависимость отношения шероховатости синтезированной алмазной плёнки к её толщине от продолжительности периодической инъекции азота. На вставке изображение РЭМ скола плёнки, синтезированной в режиме с временем инъекции азота 3 мин.

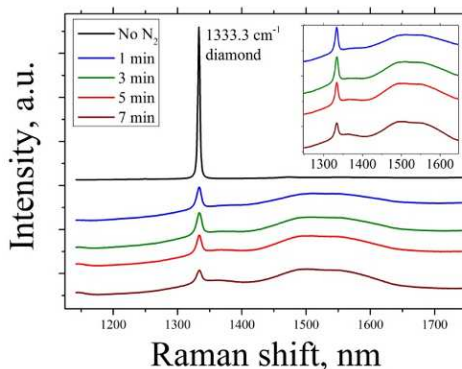


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния света алмазных плёнок, полученных при разных режимах инъекции азота.

В спектрах комбинационного рассеяния света синтезированных пленок наблюдается характерный для алмаза пик на частоте  $1332\text{ см}^{-1}$ . Широкая полоса в области  $1440\text{--}1640\text{ см}^{-1}$  обусловлена примесью аморфного углерода и транс-полиацетилена, которые преимущественно локализованы на границах зерен. Установлено, что

доля  $sp^2$ -углерода в мультислойных образцах значительно увеличивается при переходе от классического синтеза к синтезу с инъекцией даже самых малых порций азота. Однако, с ещё большим увеличением количества подаваемого азота, дальнейшего ухудшения фазовой чистоты полученных мультислойных алмазных плёнок не происходит. В целом, полученные спектры являются типичными для микрокристаллических алмазных плёнок толщиной порядка 1 мкм и являются приемлемыми по соотношению  $sp^3/sp^2$  фаз для заявленного нами круга задач.

Шероховатость плёнок была изучена методом интерферометрии белого света. При этом, чтобы избежать влияние увеличения общей скорости синтеза в режиме инъекции азота, за изучаемый параметр бралось отношение шероховатости плёнки  $R_{ms}$  к её общей толщине. Обнаружена тенденция к снижению шероховатости плёнки при малых добавках азота (до 3-х минут), после чего шероховатость начинает возрастать за счёт образования крупных (более 10 мкм) холмообразных дефектов, характерных для нанокристаллических плёнок, синтезируемых на рельефной поверхности, из-за увеличения температуры на вершине подобного дефекта, что, в свою очередь, лишь ещё больше увеличивает скорость роста дефекта относительно основной плёнки. Таким образом, оптимальным диапазоном времени подачи азота для синтеза гладких мультислойных алмазных плёнок является 2–6 минут (при использованном в работе потоке  $H_2/CH_4/N_2 = 460/20/20$  sccm. Таким образом, использование режимов инъекции азота позволяет снизить шероховатость поликристаллической алмазной плёнки более чем в 3 раза.

Работа поддержана грантом РНФ № 19-72-00194.

1. Podgursky V., et al. *Diamond Relat. Mater.* 2015, 58, 172.
2. Ashkinazi E., et al. *Crystals* 2017, 7, 166.
3. Podgursky V., et al. *Diamond Relat. Mater.* 2019, 92, 159.

## Сравнительный анализ конформационного состава и спектров КР этиленгликоля, 1,2- и 1,3-пропиленгликолей

**Новиков В.С.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [vs.novikov@kapella.gpi.ru](mailto:vs.novikov@kapella.gpi.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-45-47

Этиленгликоль (ЭГ), 1,2- и 1,3-пропиленгликоли (ПГ) широко используются в химической, фармацевтической и косметической промышленности. С точки зрения фундаментальных и прикладных исследований большой интерес представляет изучение конформационного состава и межмолекулярного взаимодействия в таких соединениях. Эти характеристики значительно влияют на физические свойства вещества и сильно зависят от внешних условий (температуры, давления, молекулярного окружения в растворах или смесях, и т.п.).

Для молекулы ЭГ ( $\text{HO}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{OH}$ ) существуют 27 стабильных конформаций: из них 10 уникальны по структуре, а остальные конформации получаются из этих 10 при зеркальном отражении или повороте.

Молекулы 1,2-ПГ ( $\text{CH}_3-\text{CH}(\text{OH})-\text{CH}_2-\text{OH}$ ) и 1,3-ПГ ( $\text{HO}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{OH}$ ) являются структурными изомерами и обладают различными химическими и физическими свойствами. Асимметричная молекула 1,2-ПГ может находиться в 27 различных конформациях, причём все эти конформации уникальны по структуре. Молекула 1,3-ПГ может находиться в 81 конформации, среди которых 25 уникальных.

Целью данной работы являлось сравнительное исследование ЭГ, 1,2-ПГ и 1,3-ПГ с целью определить зависимость конформационного состава и спектров КР от структуры молекулы и типа изомера.

При комнатной температуре в спектрах КР изучаемых веществ наблюдается большое число сильно перекрывающихся линий, отвечающих колебаниям молекул в различных конформациях. Для детальной интерпретации экспериментальных спектров проводились расчеты с использованием метода функционала плотности, подробно

процедура расчетов описана в [1]. На первом этапе расчетов, в приближении изолированной молекулы рассчитывались спектры КР для всех возможных конформаций изучаемых соединений и содержание молекул в каждой конформации. На втором этапе, чтобы смоделировать спектр КР жидкого вещества, производилось суммирование спектров молекул в различных конформациях с коэффициентами, пропорциональными содержанию молекул в каждой конформации. С целью исследования влияния межмолекулярного взаимодействия на конформационный состав и спектры КР на третьем этапе расчетов были проведены расчеты для кластеров молекул.

Установлено, что спектры КР, рассчитанные без учета межмолекулярного взаимодействия, хорошо описывают основные особенности в экспериментальных спектрах жидких ЭГ, 1,2-ПГ и 1,3-ПГ, зарегистрированных при комнатной температуре. Определены характеристические линии, которые позволяют отличить различные конформации молекул ЭГ, 1,2-ПГ и 1,3-ПГ. Например, интересным результатом является то, что спектры молекул ЭГ и 1,3-ПГ содержат интенсивные полосы в области  $800\text{ см}^{-1}$ , только если скелет молекулы, состоящий из атомов кислорода и углерода, содержит хотя бы один *goin*-конформер. При этом положение пика этой полосы для всех трех исследуемых веществ значительно зависит от типа конформации и также является характеристикой конформационного состава.

В качестве примера, на рисунке 1 для диапазона  $600\text{--}1600\text{ см}^{-1}$  представлены рассчитанные спектры КР ЭГ с учетом конформационного состава при комнатной температуре, кластеров из 2, 4 и 10 молекул ЭГ, а также экспериментальный спектр КР жидкого ЭГ, зарегистрированный при комнатной температуре.

Установлено, что в молекулярных кластерах преобладают конформации молекул, которые были определены как наиболее вероятные для изолированных молекул. Увеличение числа молекул в кластере значительно улучшает соответствие между расчетными и экспериментальными спектрами КР для всех линий в диапазоне от 600 до  $4000\text{ см}^{-1}$ . В частности, при увеличении числа молекул в кластере наблюдаются расщепление и сдвиг в область меньших волновых чисел полосы валентных колебаний O–H связи, которая наиболее чувствительна к межмолекулярному взаимодействию.

Показано, что спектры КР двух изомеров, 1,2-ПГ и 1,3-ПГ, имеют характерные особенности в области  $600\text{--}1500\text{ см}^{-1}$ , что позволяет отличить эти соединения друг от друга.

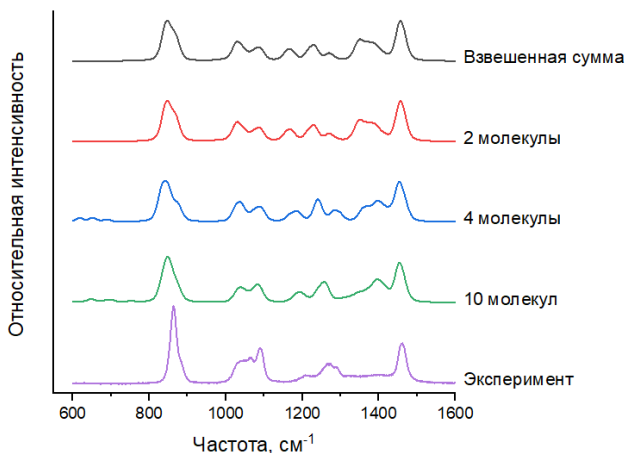


Рис. 1. Рассчитанные спектры КР ЭГ с учетом конформационного состава, кластеров из 2, 4 и 10 молекул ЭГ и экспериментальный спектр КР жидкого ЭГ, зарегистрированный при комнатной температуре.

Таким образом, в работе показано, что анализ спектров КР ЭГ, 1,2-ПГ и 1,3-ПГ позволяет описать конформационный и изомерный состав этих веществ. Показано, что для более точного теоретического описания экспериментальных спектров необходим учет межмолекулярного взаимодействия.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 19-02-00931. Автор выражает благодарность Межведомственному суперкомпьютерному центру РАН за предоставленные вычислительные ресурсы. Автор выражает благодарность к.ф.-м.н. Кузьмину В.В. за помощь в расчётах.

1. Kuzmin V.V. *et al.* J. Mol. Struct. 2020, 1217, 128331.



## **Синтез в СВЧ плазме люминесцентного композита на основе алмаза с внедренными наночастицами YAG:Ce для визуализации рентгеновского излучения высокой мощности**

**Седов В.С., Мартьянов А.К.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-48-49

Современные лазеры на свободных электронах способны генерировать когерентное электромагнитное излучение в рентгеновском диапазоне с высокими плотностями мощности, что создало необходимость в разработке и изготовлении принципиально новых детекторов и визуализаторов для «жесткого» рентгеновского излучения. Функционирование подобных визуализаторов (сцинтилляторов) заключается в поглощении рентгеновского излучения и его преобразовании в фотоны видимого диапазона. При этом в качестве источников люминесценции активно используются редкоземельные элементы. Целью данной работы было получение визуализации рентгеновского излучения с помощью люминесцентных наночастиц YAG:Ce, внедрённых в прозрачную для рентгеновского излучения поликристаллическую алмазную матрицу.

Тонкопленочные композиты алмаз – YAG:Ce были получены химическим осаждением из газовой фазы в СВЧ плазме (реактор ARDIS-100, 2,45 ГГц). Алмазные композиты с внедренными наночастицами, содержащими Ce, проявляют интенсивную широкополосную люминесценцию с максимумом на длине волны 550 нм (Рис. 1). Использование соединений YAG:Ce вместо соединений европия (см. [1,2]) привело к увеличению отношения сигнал/шум в спектрах фото- и рентгенолюминесценции (РЛ) полученных композитов, а также снижению времени затухания люминесценции до значений менее 50 нс.

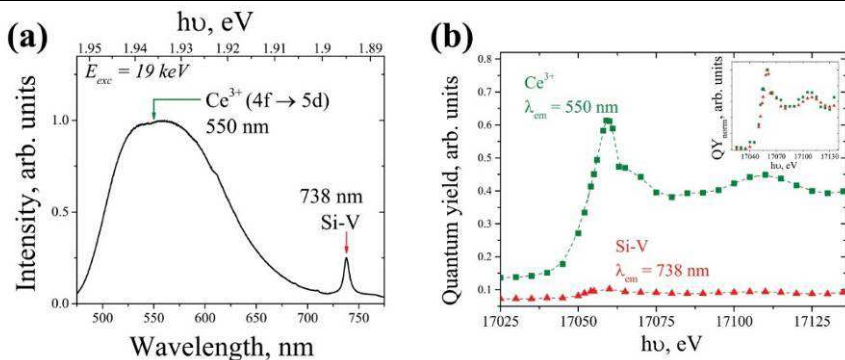


Рис. 1. Спектр РЛ полученного композита «алмаз-YAG:Ce» при КТ (а) и спектры возбуждения люминесценции церия  $5d \rightarrow 4f$  (550 нм) и люминесценции Si–V (738 нм) в области К-края поглощения иттрия. На вставке (б) — нормированные спектры излучения  $Ce^{3+}$  и Si–V.

Разработанный композитный материал с механически прочной, высокотеплопроводной и прозрачной для излучения алмазной матрицей открывает возможность использования композитов алмаз – YAG:Ce в качестве фото- и рентгенолюминоесцентных визуализаторов (сцинтилляторов), способных выдерживать высокие плотности мощности излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20-32-70074.

Авторы выражают благодарность Кузнецову С.В., Каменских И.А., Ральченко В.Г. и Конову В.И.

1. Sedov V.S., Kuznetsov S.V., Ralchenko V.G., et al. *Diam. Relat. Mater.* 2017, 72, 47–52.
2. Sedov V., Kouznetsov S., Martyanov A., et al. *ACS Appl. Nano Mater.*, 3(2), 1324–1331.

## Анизотропия эффекта Холла в парамагнитной фазе каркасного стекла $\text{Ho}_{0,8}\text{Lu}_{0,2}\text{V}_{12}$

**Хорошилов А.Л., Краснорусский В.Н., Красиков К.М.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [poligon-51@yandex.ru](mailto:poligon-51@yandex.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-50-52

Среди наблюдающихся в пространственно-неоднородных системах (ПНС) уникальных физических явлений особо выделяются колоссальное магнетосопротивление в манганитах и высокотемпературная сверхпроводимость в купратах. В то же время, ряд исследователей (см., например, [1,2]) отмечает существенное сходство между различными типами ПНС. Более того, одновременная активность спиновых, орбитальных, зарядовых и решеточных степеней свободы в совокупности с развитием фазового расслоения в таких системах рассматривается как определяющее условие для возникновения вышеуказанных аномалий магнитотранспорта. В данной работе для изучения влияния подобных пространственных неоднородностей на свойства зарядового транспорта используется относительно простая по составу модельная система типа  $\text{RV}_{12}$ . В ГЦК структуре таких редкоземельных (РЗ) додекаборидов при температурах ниже  $T^* \sim 60$  К наблюдается [3] переход в состояние каркасного стекла, характеризующегося случайными смещениями ионов  $\text{R}^{3+}$  относительно центросимметричных положений внутри кубооктаэдров  $\text{V}_{24}$  в борной подрешетке. Согласно последним исследованиям гальваномагнитных свойств редкоземельных додекаборидов [4, 5], основным механизмом возникновения в них электронного фазового расслоения является кооперативный динамический эффект Яна-Теллера, который приводит к формированию системы высокочастотных осцилляций зарядовой плотности — динамических зарядовых страйпов, лежащих вдоль направления  $\langle 110 \rangle$ . В частности, результаты изучения эффекта Холла в реперном немагнитном РЗ додекабориде  $\text{LuV}_{12}$  [6], а также магнетосопротивления в системе с магнитными ионами  $\text{Ho}_{0,8}\text{Lu}_{0,2}\text{V}_{12}$  [7] продемонстрировали сильную анизотропию магнитотранспорта в парамагнитной фазе (ПМ) данных соединений.

Учитывая общий характер возникновения электронной

неустойчивости в  $R\mathbf{V}_{12}$ , представляет интерес изучение особенностей эффекта Холла в ПМ фазе концентрированного антиферромагнетика  $\text{Ho}_{0,8}\text{Lu}_{0,2}\text{V}_{12}$  в зависимости от направления магнитного поля. Целью названных исследований является выяснение ключевых особенностей рассеяния носителей заряда в данном классе соединений.

В данной работе представлены результаты прецизионных измерений эффекта Холла монокристаллических образцов  $\text{Ho}_{0,8}\text{Lu}_{0,2}\text{V}_{12}$  в магнитных полях до 80 кЭ в температурном диапазоне 1.9–300 К в зависимости от направления магнитного поля при фиксированном направлении измерительного тока  $\mathbf{I} \parallel [1-10]$ . Продемонстрирован альтернативный метод определения коэффициентов нормального и аномального эффектов Холла на основе экспериментальных угловых кривых холловского сопротивления  $\rho_H(\varphi)$ , учитывающий их зависимость как от гармонической  $\rho_H^{0*} \cos(\varphi)$ , так и от ангармонической  $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$  составляющих холловского сигнала (см., например, рис.1). Показано, что в парамагнитном состоянии при низких температурах как аномальный, так и нормальный вклады в холловское сопротивление  $\text{Ho}_{0,8}\text{Lu}_{0,2}\text{V}_{12}$  имеют значительную ангармоническую составляющую  $\rho_H^{\text{an}}(\varphi) \neq f(\cos(\varphi))$ . Причем в температурной области ниже  $T \sim 40\text{--}60$  К «замороженный» беспорядок РЗ ионов, смещенных относительно centrosymmetricных положений в кубооктаэдрах  $\text{V}_{24}$ , приводит к резкому росту данной ангармонической составляющей с понижением температуры. В рамках сравнительного анализа коэффициентов Холла, найденных стандартным и альтернативным методами, продемонстрирована потеря части информации о вкладах в эффект Холла при использовании стандартной процедуры разделения вкладов в измерительной схеме с двумя антипараллельными направлениями магнитного поля. Зарегистрированная анизотропия холловской компоненты тензора проводимости обсуждается в терминах взаимодействия носителей заряда с системой зарядовых страйпов и направлений открытости на поверхности Ферми.

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н. А.Н. Азаревичу, к.ф.-м.н. А.В. Богачу, д.ф.-м.н. В.В. Глушкову, д.ф.-м.н. С.В. Демишеву, к.ф.-м.н. Н.Ю. Шицеваловой, к.ф.-м.н. В.Н. Филипову и к.ф.-м.н. Н.Е. Случанко за полезные обсуждения, помощь в подготовке образцов и

проведении измерений.

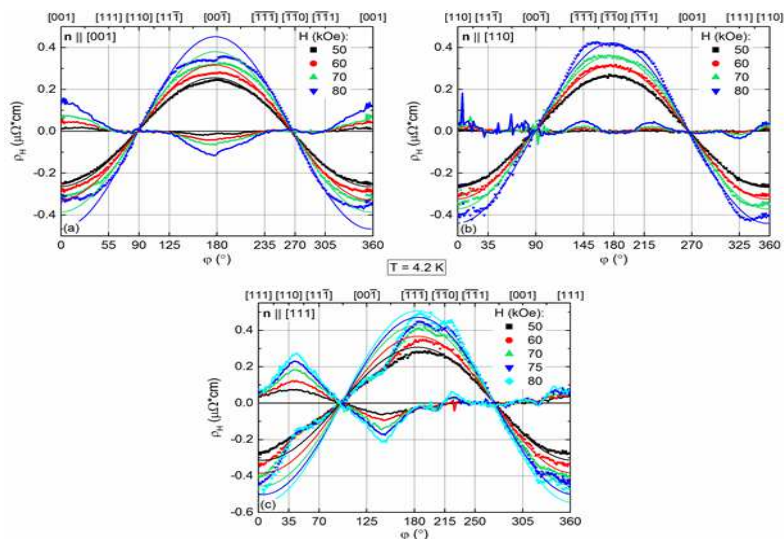


Рис. 1. Угловые зависимости холловского сопротивления  $\rho_H$  и соответствующие им модельные кривые для нормалей  $\mathbf{n} \parallel [001]$ ,  $\mathbf{n} \parallel [110]$  и  $\mathbf{n} \parallel [111]$  при температуре 4.2 К в диапазоне магнитных полей, отвечающем ПМ состоянию.

1. E. Dagotto, *Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance*, Springer-Verlag, Berlin, 2002.
2. Akahoshi D., Uchida M., Tomioka et al., *Phys. Rev. Letters*, 2003, 90, 17.
3. Sluchanko N.E., Azarevich A.N., Bogach A.V. et al., *JETP*, 2011, 113, 468.
4. Sluchanko N.E., Azarevich A.N., Bogach A.V. et al., *J. of Physics: Condensed Matter*, 2019, 31, 6, 065604.
5. К.М. Красиков, А.Н. Азаревич, В.В. Глушков и др., *Письма в ЖЭТФ*, 2020, 112, 7, 451–457.
6. N. Sluchanko, A. Azarevich, A. Bogach et al., arXiv:2008.01455
7. A.L. Khoroshilov, V.N. Krasnorussky, K.M. Krasikov et al., *Phys. Rev. B*, 2019, 99, 174430.

## Конформационный состав и спектры комбинационного рассеяния света гидрированного димера октена-1

**Яблочникова М.С.<sup>1,2</sup>, Кузнецов С.М.<sup>1</sup>**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*2- Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)*

*E-mail: [iablochnikova.ms@phystech.edu](mailto:iablochnikova.ms@phystech.edu)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-53-55

Хорошо известно, что спектры комбинационного рассеяния (КР) света содержат информацию о большом количестве характеристик вещества, например, для органических соединений — о строении его молекул и конформационном составе. С одной стороны, это позволяет получать подробную информацию о структуре сложных органических веществ в различных агрегатных и фазовых состояниях. С другой стороны, расшифровка спектров КР, особенно в случае богатого конформационного состава молекул, является трудоемкой задачей, которая может быть корректно решена только с привлечением квантово-химических расчетов. В недавней работе [1] мы интерпретировали спектры КР нового семейства разветвленных алканов, имеющих важное практическое значение, — гидрированных олигомеров октена-1 ( $C_nH_{2n+2}$ ) с точки зрения строения молекулы. Мы показали, что по спектрам КР можно определить три наиболее важные структурные характеристики этих соединений, такие как количество углеводородных цепей, число атомов углерода и соотношение числа  $CH_2$  и  $CH_3$  групп в молекуле [1]. Целью данного исследования является изучение связи спектров КР и конформационного состава одного из представителей этого семейства — гидрированного димера октена-1  $C_{16}H_{34}$ .

Для регистрации спектра КР использовалась установка, включающая в себя лазер Sapphire SP 532 (Coherent Inc., США) с длиной волны излучения 532 нм и выходной мощностью 110 мВт, двойной монохроматор U1000 (Jobin Yvon, Франция), охлаждаемый ФЭУ, работающий в режиме счета фотонов. Спектры КР были зарегистрированы в нормальной ( $90^\circ$ ) геометрии рассеяния со спектральным разрешением  $5\text{ см}^{-1}$ .

Квантово-химические расчеты методом функционала плотности были проведены с помощью некоммерческой программы “Природа” с использованием функционала OLYP и базисного набора функций гауссова типа 4z.bas. Расчеты включали: оптимизацию геометрии молекулы, вычисление полной энергии для ряда конформаций и расчет спектров КР для 25 стабильных конформаций гидрированного димера октена-1.

Используя распределение Больцмана (1), был оценен вклад (2), а тем самым и содержание каждой конформации, относительно самой выгодной по энергии:

$$n_i = n_0 \cdot \exp\left[-\frac{E_i - E_0}{kT}\right] \quad (1)$$

$$a_i(\%) = \frac{g_i \cdot n_i}{n_0 + \sum_i g_i \cdot n_i} \cdot 100\% \quad (2)$$

где  $n_i$ ,  $E_i$ ,  $g_i$  — содержание, энергия и статистический вес  $i$ -й конформации,  $n_0$ ,  $E_0$  — содержание и энергия самой выгодной по энергии конформации,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

На рисунке 1(а) показаны расчетные и экспериментальный спектры КР, а также три наиболее вероятные конформации молекулы гидрированного димера октена-1: линейная (б) и две разветвленные конформации (в, г). В результате вычислений было получено, что суммарное содержание молекул, находящихся в этих трех конформациях, составляет около 65 %. При этом содержание молекул в каждой конформации варьируется в пределах 20–25 %.

По нашим оценкам еще около 25 % приходится на молекулы в конформациях с одним *gosh*-конформером на конце цепи. Суммарное содержание молекул в остальных конформациях составляет около 10 %.

В области спектра КР 650–1200  $\text{см}^{-1}$  присутствуют линии, отвечающие валентным колебаниями С-С связей и деформационным колебаниям  $\text{CH}_2$  групп. Сравнение экспериментальных и рассчитанных спектров (Рис. 1а) подтвердило наличие заметного количества молекул, содержащих на конце цепи *gosh*-конформер. При этом линии 1062 и 888  $\text{см}^{-1}$  присутствуют в спектрах молекул во всех конформациях. Широкая полоса с максимумом около 844  $\text{см}^{-1}$  и линии с максимумами 966 и 1080  $\text{см}^{-1}$  принадлежат молекулам,

содержащим один *gosh*-конформер на конце цепи.

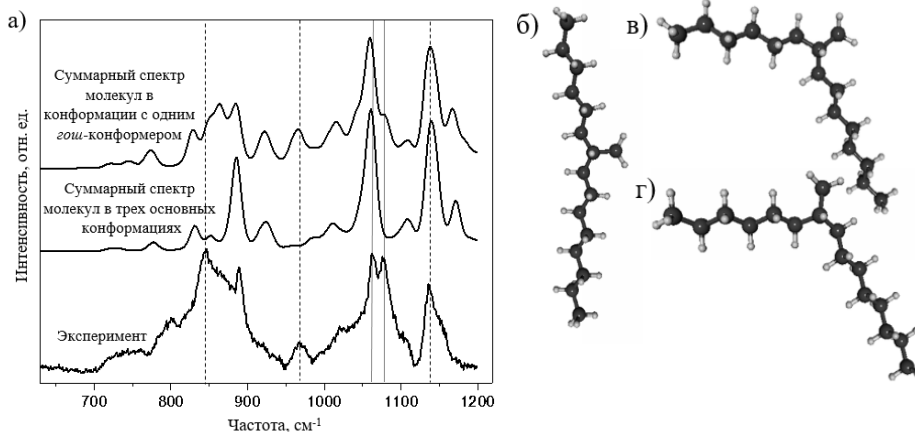


Рис. 1. Экспериментальный и рассчитанные спектры КР гидрированного димера октена-1 (а); а также и основные конформации молекул: линейная (б) и разветвленные (в, г).

Основной вклад в спектр КР жидкого гидрированного димера октена-1 при комнатной температуре дают колебания молекул в линейной и разветвленных конформациях (Рис. 1), а также колебания молекул в конформациях, содержащих один *gosh*-конформер на конце цепи. Наличие таких *gosh*-конформеров можно диагностировать при анализе линий 844, 966 и 1080 см<sup>-1</sup>.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 19-02-00931-а. Авторы выражают благодарность МСЦ РАН за предоставление вычислительных ресурсов.

1. Kuznetsov S.M., Iablochnikova M.S., Sagitova E.A. et al. *Polymers*. 2020, 12(9), 2153.



# НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ, АКТИВНЫЕ СРЕДЫ И НАНОСТРУКТУРЫ

## Лазерная селективная спектроскопия микророшков $\beta$ -модификации трикальциевого фосфата, легированных ионами $\text{Nd}^{3+}$

**Вагапова Е.А.<sup>1,2</sup>, Янулевичус М.<sup>3</sup>, Струговщиков Е.<sup>2</sup>**

1- *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

2- *Тартуский университет, Эстония (University of Tartu, Estonia)*

3- *Вильнюсский университет, Литва (Vilnius University, Lithuania)*

E-mail: [ekaterina.vagapova@ut.ee](mailto:ekaterina.vagapova@ut.ee)

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-56-58

В последние годы исследования фосфатных материалов и, в частности,  $\beta$ -модификации трифосфата кальция ( $\beta$ - $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$   $\beta$ -ТФК), становятся все более популярными благодаря их совместимости с биологическими тканями [1]. В основном  $\beta$ -ТФК используется в биомедицине как заменитель костной ткани, когда прямая трансплантация костной ткани невозможна [2]. Также данный материал также является частью более сложных биосовместимых материалов, например, БКФ (бикальциевый фосфат), что вызывает дополнительный интерес к изучению его свойств [3]. Ключевой особенностью  $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$  является возможность контролировать процессы замещения катионов на основе изоморфных отношений между  $\text{Ca}^{2+}$  и редкоземельными элементами. Это можно сделать разными способами, что, в свою очередь, дает возможность создавать дополнительные полезные свойства. Однако возможности и механизмы контроля данных замещений тесно связаны со знанием того, как примесный ион может быть размещен в кристаллической решетке. Понимание локальной среды дефектных участков имеет решающее значение для изучения эффекта замещения и, следовательно, для управления желаемой трансформацией свойств материала. В этом контексте наиболее наглядные свидетельства того, какая геометрическая конфигурация выбирается примесным центром, может быть получена из анализа спектроскопических измерений. Предыдущие исследования показали наличие большого количества типов замещений в  $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$  [4], тем не менее, остается

неясным, как изменяется геометрия и расстояния связи при катионном обмене, и в какой степени эти изменения влияют на свойства материала. С другой стороны, систематическая информация о различных вариантах геометрии, ограничениях и локальных искажениях может быть предсказана методами квантово-химических расчетов.

В настоящей работе методами лазерной селективной спектроскопии были исследованы оптические центры ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , которые образуются  $\beta$ -ТФК. Исследования спектроскопических свойств были проведены при низкой (4.2 К) температуре образцов в криостате замкнутого типа. Детально были исследованы спектры возбуждения люминесценции в ближнем ИК (БИК) спектральном диапазоне, измеренные на переходе  ${}^4\text{F}_{3/2}(1) \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}(1)$  при сканировании импульсного лазера на красителе в диапазоне перехода  ${}^4\text{I}_{9/2}(1) \rightarrow {}^4\text{G}_{5/2}(1)$ , имеющим высокое спектральное разрешение (ширина лазерной линии = 0.065 Å). Селективные спектры, а также кинетика люминесценции были измерены при возбуждении в каждую спектральную линию измеренного спектра возбуждения люминесценции в БИК спектральном диапазоне. Таким образом удалось выделить 8 типов оптических центров ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , которые вносят основной вклад в люминесценцию в БИК спектральном диапазоне. Для каждого типа оптических центров иона  $\text{Nd}^{3+}$  в  $\beta$ -ТФК была построена диаграмма энергетических уровней  ${}^4\text{G}_{5/2}(1)$  и  ${}^4\text{F}_{3/2}(1)$ .

Расчетные данные, полученные методом DFT, позволили выделить 13 основных возможных конфигураций при замещении ионов  $\text{Ca}^{2+}$  на ионы  $\text{Nd}^{3+}$ . Данные конфигурации можно разделить на две основные группы по типу образующихся оптических центров. Первая группа – парные центры ионов  $\text{Nd}^{3+}$ . При низкой концентрации примеси, когда вероятность образования пары Nd-Nd мала, компенсация избыточного заряда происходит за счет отдаленных молекулярных  $\text{OH}^-$ -групп [5]. Вторая группа – оптические центры Nd- $\text{OH}^-$ . В данной конфигурации компенсация избыточного заряда происходит за счет молекулярных  $\text{OH}^-$ -групп, расположенных близко к РЗ иону, что приводит к тушению люминесценции и изменяет вид кинетики затухания люминесценции [6].

В результате сопоставления экспериментальных и расчетных данных, были определены основные конфигурации восьми типов

оптических центров ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в микропорошках  $\beta$ -ТФК, которые вносят основной вклад в люминесценцию в БИК спектральном диапазоне.

Авторы выражают благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. Орловскому Ю.В. за постановку научной задачи, помощь в проведении измерений и обсуждении результатов, к.ф.-м.н. Пищеву А. за помощь в проведении DFT расчетов, к.х.н. Ванецеву А.С. за руководство процессом синтеза образцов и к.х.н. Исхаковой Л.Д. за проведение РФА.

1. Shamsoddin E., Houshmand B., Golabgiran M. J. Adv. Pharm. Technol. Res., 2019, 10, 2, 46–50.
2. Paderni S, Terzi S, Amendola L. Musculoskelet Surg., 2009, 93, 2, 89–96.
3. G. Daculsi, R. LeGeros, Tricalcium phosphate/hydroxyapatite biphasic ceramics in: T. Kokubo (Ed), Bioceramics and their Clinical Applications 1<sup>st</sup> Edition, Woodhead Publishing, Chubu, 2008, pp. 395–416.
4. Massit A., El Yacoubi A., Kholtei A., et al. Biointerface Research in Applied Chemistry, 2021, 11, 1, 8034–8042.
5. T. Han, G. Jones, R. Syme. Phys. Rev. B, 1993, 47, 22, 14706–14723.
6. E.V. Samsonova, A.V. Popov, A.S. Vanetsev, et al. PCCP, 2014, 16 26806–26815.

## Рост и характеристика иттриевого скандата, легированного неодимом

**Добрецова Е.А., Гурьев Д.А.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [elenadobretsova89@gmail.com](mailto:elenadobretsova89@gmail.com); [eadobr@kapella.gpi.ru](mailto:eadobr@kapella.gpi.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-59-60

Иттриевый скандат,  $YScO_3$ , является полиморфным соединением, чья высокотемпературная модификация принадлежит к структурному типу биксбиита (пространственная группа  $Ia3$ ) [1]. В кристаллической структуре можно выделить две независимые позиции катионов  $8b$  и  $24d$  с локальной симметрией  $C_{3i}$  и  $C_2$ , соответственно. Примитивная ячейка включает три катиона с симметрией  $C_2$  и один катион с симметрией  $C_{3i}$ . Помимо основных 6-угольных структурных полиэдров  $M^1O_6$  и  $M^2O_6$ , где  $M - Y, Sc$ , редкоземельный (PЗ) ион, в структуре выделяют пустоты октаэдрической формы [2]. Они могут служить альтернативными позициями для включения примесных PЗ ионов, в частности,  $Nd^{3+}$ .

В настоящем докладе представлены результаты исследования иттриевого скандата, легированного неодимом. Кристалл получен методом минипьедестала с лазерным нагревом [2–4]. Метод характеризуется высокой температурой нагрева с последующим быстрым охлаждением. Спектрально-кинетические характеристики кристалла  $Nd^{3+}:YScO_3$  были получены при селективном лазерном возбуждении и селективной регистрации люминесценции. На рисунке 1 показаны низкотемпературные ( $T = 77$  К) спектры возбуждения и люминесценции  $Nd^{3+}$ , соответствующие двум оптическим центрам. Однако электро-дипольный переход  $Nd^{3+}$  с локальной симметрией  $C_{3i}$  является запрещенным из-за присутствия центра симметрии, в связи с чем люминесценция от иона в данной позиции не должна наблюдаться. Таким образом, присутствие второго оптического центра может быть объяснено понижением локальной симметрии из-за замещения  $Y^{3+}$  ( $Sc^{3+}$ ) на ион  $Nd^{3+}$  в позиции  $C_{3i}$  либо включением примесного иона  $Nd^{3+}$  в октаэдрическую пустоту между основными полиэдрами.

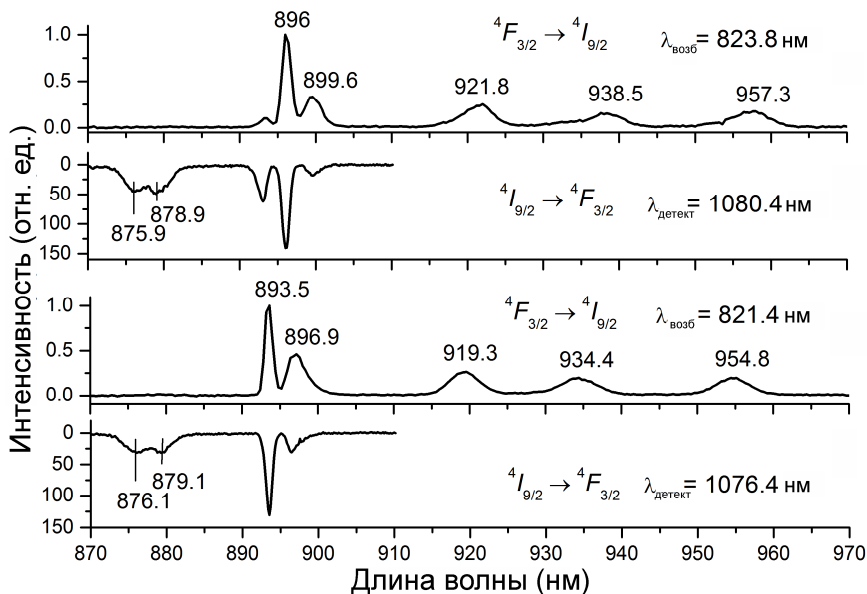


Рис. 1. Спектры возбуждения и люминесценции для электронных переходов  ${}^4I_{9/2} - {}^4F_{3/2}$  в  $\text{Nd}^{3+}:\text{YScO}_3$ .

Авторы выражают благодарность: Русанову С.А., Кашину В.В., Кутовому С.А. и Власову В.В. за предоставленные образцы кристаллов  $\text{Nd}^{3+}:\text{YScO}_3$ , Воронову В.В., Кирюхиной Г.В. (МГУ имени М.В. Ломоносова, ИЭМ РАН), Якубович О.В. (МГУ имени М.В. Ломоносова), Симонову С.В. (ИФТТ РАН) за помощь в расшифровке кристаллической структуры образцов; Алимову О.К. за помощь в получении спектров возбуждения и люминесценции кристаллов, легированных  $\text{Nd}^{3+}$ ; Цветкову В.Б. за идею работы и помощь в обсуждении результатов.

1. Clark J., Richter P., and Toit L.Du. J. Solid State Chem. 1978, 23, 129–134.
2. Alimov O.K., Dobretsova E.A., Guryev D.A. et.al. Cryst. Growth Des. 2020, 20, 4593–4599.
3. Bufetova G.A., Kashin V.V., Nikolaev D.A. et al. Quantum Electron. 2006, 36, 616–619.
4. Feigelson R.S.J. Cryst. Growth 1986, 79, 669–680.

## Механизм допирования одностенных углеродных нанотрубок в кислотной среде

**Ерёмин Т.В.<sup>1</sup>, Великанов В.А.<sup>1,2</sup>**

1- *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*  
2- *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-61-62

Одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ), допированные в кислотной среде, обладают уникальными свойствами, присущими недопированным ОУНТ. В частности, в допированных ОУНТ возникают новые многочастичные эффекты, связанные с формированием локализованных экситонов и трионов [1], что делает такие структуры перспективным материалом для применения в области спинтроники, лазерной физики, квантовой криптографии.

Несмотря на интенсивное развитие этой области знаний, остается нетронутым вопрос о механизме допирования ОУНТ в кислотной среде. В частности, в профильной литературе не обсуждается, допируются ОУНТ вследствие взаимодействия с ионами водорода или же с кислотным остатком.

В данной работе было проведено допирование ОУНТ в водном растворе поверхностно-активных веществ (ПАВ) соляной кислотой с последующим восстановлением с использованием водного раствора гидроксида натрия. Допирование ОУНТ приводило к подавлению яркости экситонной люминесценции и возникновению нового фотолюминесцентного пика. (Рис. 1) Последующее восстановление позволяло восстановить исходные фотолюминесцентные свойства ОУНТ и даже получить более яркую фотолюминесценцию.

Поскольку добавление гидроксида натрия в водный раствор соляной кислоты влияет на концентрацию ионов водорода, но оставляет неизменной концентрацию свободных ионов хлора, был сделан вывод о том, что допирование ОУНТ происходит вследствие взаимодействия ОУНТ с ионами водорода.

Это объяснимо при принятии во внимание морфологии ближайшего окружения ОУНТ. Полярные молекулы ПАВ располагаются слабо отрицательными концами к ОУНТ и слабо положительными концами ОУНТ, что препятствует проникновению

отрицательных ионов хлора с большим ионным радиусом к стенкам ОУНТ, но не оказывает подобного эффекта на ионы водорода, имеющие малый ионный радиус.

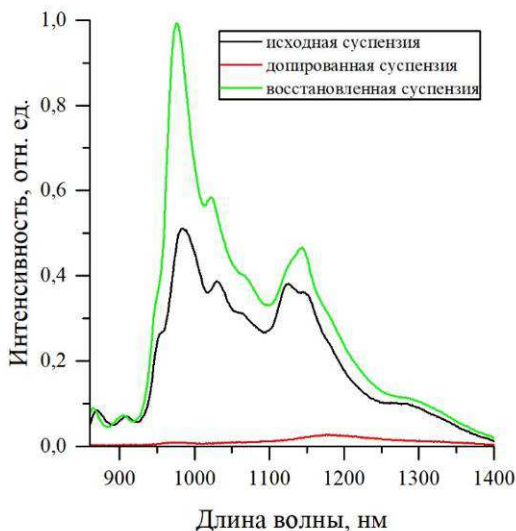


Рис. 1. Спектры ФЛ суспензий ОУНТ: исходная, допированная HCl и восстановленная NaOH.

Авторы выражают благодарность зав.лаб. спектроскопии наноматериалов Образцовой Е.Д. за комфортные и мотивирующие условия работы, в которых было проведено это исследование.

1. Eremin T.V., Obraztsov P.A., Velikanov V.A., et al. Scientific reports. 2019, 9(1), 1-8.

## Оптические свойства керамик иттрий-алюминиевого и иттрий-скандий-алюминиевого гранатов с высоким содержанием $\text{Er}^{3+}$

**Жмыхов В.Ю., Добрецова Е.А., Кузнецов С.В.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [Vadimzhmykhov56@gmail.com](mailto:Vadimzhmykhov56@gmail.com)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-63-65

В последнее десятилетие лазер на  $\text{Er}:\text{ИАГ}$  находит применение в области гинекологии [1, 2], стоматологии [3] и микрохирургии [4].

Целью нашей работы было изучение спектроскопических свойств оптических керамик на основе иттрий-алюминиевого (ИАГ) и иттрий-скандий-алюминиевого (ИСАГ) гранатов с высоким содержанием  $\text{Er}^{3+}$  (50 мол.%).

Исследуемые керамические образцы имели вид дисков диаметром 10 мм и толщиной 1 мм. Спектры поглощения керамик  $\text{Er}^{3+}:\text{ИАГ}$  и  $\text{Er}^{3+}:\text{ИСАГ}$  были зарегистрированы при комнатной температуре в диапазоне 300–1700 нм на спектрофотометре Shimadzu UW-3101PC. Спектры поглощения в диапазоне 770–860 нм соответствует электронному переходу  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  в ионе  $\text{Er}^{3+}$  (Рис. 1). Экспериментальные спектры поглощения керамик были использованы для расчета параметров Джадда-Офельта, основных характеристик спектроскопических свойств образцов.

Спектры люминесценции керамик  $\text{Er}^{3+}:\text{ИАГ}$ ,  $\text{Er}^{3+}:\text{ИСАГ}$  и монокристалла  $\text{Er}^{3+}:\text{ИАГ}$  были зарегистрированы в диапазоне 1400–1700 нм (электронный переход  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  в ионе  $\text{Er}^{3+}$ ) при комнатной температуре при возбуждении диодным лазером с длиной волны 965 нм. Спектры люминесценции были получены с помощью монохроматора ARC SpectraPro-300i, снабженного решеткой 600 штрихов/мм. Сигнал люминесценции был зарегистрирован с помощью детектора InGaAs с термоэлектрическим охлаждением. Спектральное разрешение во всех измерениях составляло 0.3 нм.



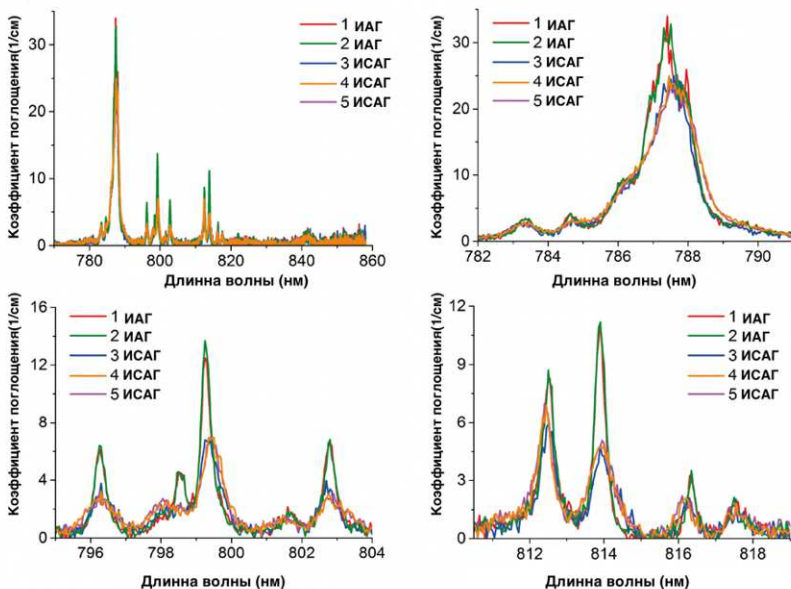


Рис.1 Спектры поглощения пяти керамик ИАГ (ИСАГ) с высоким содержанием  $\text{Er}^{3+}$  при комнатной температуре в спектральном диапазоне 770–860 нм, соответствующем электронному переходу  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  в ионе  $\text{Er}^{3+}$

С применением теории Джадда-Офельта был проведен спектральный анализ ИАГ и ИСАГ керамик с высоким содержанием  $\text{Er}^{3+}$ . Для каждого из пяти керамических образцов определены параметры Джадда-Офельта  $\Omega_2$ ,  $\Omega_4$  и  $\Omega_6$ . Различия в значениях параметров для ИАГ и ИСАГ керамик связаны с изменением кристаллического поля вокруг  $\text{Er}^{3+}$  при замещении  $\text{Al}^{3+}$  на  $\text{Sc}^{3+}$ . При этом параметры  $\Omega_2$  и  $\Omega_6$  наиболее чувствительны к изменениям в локальной окружении иона  $\text{Er}^{3+}$ . Увеличение значения  $X = \Omega_4/\Omega_6$ , фактора спектроскопического качества, при включении скандия в структуру, указывает на потенциал керамики ИСАГ как более эффективной лазерной среды.

Авторы выражают благодарность коллегам из Северо-Кавказского федерального университета: Тарала В.А., Чикулиной И.С., Никовой М.С. и Вакалову Д.С. за предоставленные образцы керамик; старшему научному сотруднику Пыркову Ю.Н. за

ценные советы по проведению экспериментов, профессору Цветкову В.Б. за идею исследования и помощь в обсуждении результатов.

1. Ogrinc U.B., Senčar S., Lenasi H. *Lasers Surg. Med.* 2015, 47, 689–697.
2. Gambacciani M., Levancini M.B., Cervigni M. *Climacteric* 2015, 18, 757–763.
3. Pavlic V., Brkic Z., Marin S., et.al. *Cosmet. Laser Ther.* 2018, 20, 85–90.
4. Skorczakowski M., Swiderski J., Pichola W. et.al. *Laser Phys. Lett.* 2010, 7, 498–504.

## Фурье-ограниченная ширина линий оптических переходов одиночных SiV-центров в наноалмазах из адамантана

**Ромшин А.М.<sup>1</sup>, Кудрявцев О.С.<sup>1</sup>, Раттенбахер Д.<sup>2</sup>,  
Шкарин А.Б.<sup>2</sup>, Рахлин М.В.<sup>3</sup>**

- 1- *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*  
2- *Институт физики света Общества Макса Планка, Эрланген, Германия*  
(*Max Planck Institute for the Science of Light, Erlangen, Germany*)  
3- *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук*

*E-mail:* [alex\\_31r@mail.ru](mailto:alex_31r@mail.ru)

DOI:10.24412/cl-35673-2020-1-66-68

Центры окраски в алмазах являются крайне востребованными источниками излучения для квантовых вычислений [1], криптографии [2], высокоточных датчиков температуры [3], электрического и магнитного полей [4], фотостабильных нетоксичных биомаркеров [5]. В настоящее время одним из наиболее разрабатываемых центров является отрицательно заряженный комплекс “кремний-вакансия” (SiV). Междоузельный атом кремния, связанный с двумя вакансиями в соседних узлах алмазной решетки, формирует комплекс [6] с яркой и стабильной флуоресценцией, 70 % которой сконцентрировано в узкой бесфоновой линии вблизи 738 нм, а короткое время жизни (~1 нс) обеспечивает высокую частоту следования фотонов.

В настоящей работе исследованы флуоресцентные свойства ансамблей и одиночных SiV-центров в НРНТ-алмазах, полученных из адамантана (в дальнейшем – “адамантановых” алмазов), при гелиевых температурах. Ансамбли SiV-центров (~10<sup>3</sup>) изучались в крупных алмазных кристаллах размером 1–2 мкм. Несмотря на большое количество возбуждаемых центров, в их спектрах флуоресценции удается наблюдать тонкую структуру бесфоновой линии (рис. 1), соответствующую четырем разрешенным оптическим переходам между дублетами основного и возбужденного состояний SiV-центра. Ширина отдельных линий лежит в диапазоне 60–80 ГГц, что объясняется их неоднородным уширением. Одиночные SiV-центры изучались в алмазных кристаллитах размером около 200 нм при температуре 4 К.

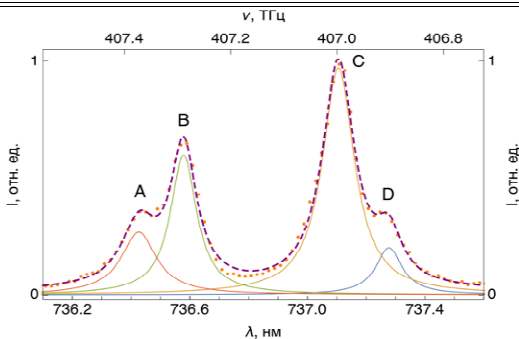


Рис. 1. Спектр флуоресценции ансамбля SiV-центров в 1-мкм алмазе. Измерения при 11 К и нерезонансном возбуждении.

При резонансном возбуждении флуоресценции одиночных SiV-центров наименьшая ширина линии отдельного перехода почти в 1000 раз уже, чем для SiV-ансамбля, и демонстрирует рекордно малое для известных SiV-содержащих наноалмазов значение в 94 МГц (рис. 2), практически равное Фурье-ограниченной ширине  $\Delta\omega=1/(2\pi\tau)\approx 93$  МГц, определяемой временем жизни SiV-перехода  $\tau=1.7$  нс при данной температуре.

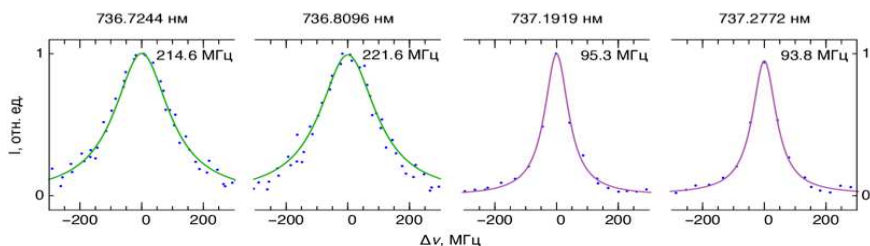


Рис. 2 Спектр резонансного возбуждения SiV-флуоресценции алмазной частицы размером около 200 нм: четыре пика А-В-С-Д в увеличенном масштабе; в правом верхнем углу показана их полуширина.

Так, в работе [7] сообщалось о достаточно узкой ширине переходов SiV-центров в НРНТ-алмазах размером 200 нм, синтезированных из нафталина и высоко фторированного графита. При 5 К минимальная ширина SiV-линий составила 206 МГц с учетом поправки на спектральную диффузию линии в пределах 100 МГц. В “адамантановых” наноалмазах спектральной диффузии SiV-линий не обнаружено. Для сравнения также отметим, что

наименьшая ширина переходов одиночных SiV-центров в алмазах, синтезированных химическим осаждением из газовой фазы (CVD методом), размером около 300 нм составила примерно 300 МГц при 4 К [8]. Таким образом, наблюдение Фурье-ограниченной ширины линий оптических переходов одиночных SiV-центров в “адамантановых” наноалмазах свидетельствует о более высоком структурном качестве этих алмазов по сравнению с HPHT-наноалмазами, синтезированными из других прекурсоров, а также CVD-наноалмазами аналогичных размеров. HPHT-наноалмазы, синтезированные из адамантана, оказываются сравнимы по структурному качеству с эпитаксиальными алмазными слоями, выращенными CVD-методом на <100>-ориентированной HPHT-алмазной подложке [9], для которых при 4 К ширина переходов составила 352 МГц (A), 409 МГц (B), 136 МГц (C), 119 МГц (D).

В заключение, нами установлено, что наноалмазы, синтезированные из адамантана, демонстрируют самую узкую Фурье-ограниченную ширину линий оптических переходов одиночных SiV-центров при криогенных температурах среди известных SiV-содержащих наноалмазов, полученных HPHT- и CVD-методами. Это ставит “адамантановые” наноалмазы в ряд наиболее перспективных материалов для квантовых нанотехнологий.

Авторы выражают благодарность научному руководителю к.ф.-м.н. Власову И.И. за постановку научной задачи и обсуждение результатов.

1. D. Sukachev, M. Lukin et al. Phys. Rev. Lett. 2017, 119, 223602.
2. H. Bernien, R. Hanson et al. Phys. Rev. Lett. 2012, 108, 043604.
3. C. Nguyen, M. Lukin et al. Appl. Phys. Lett. 2018, 112(20), 203102.
4. J. Cai, F. Jelezko, and M. Plenio, Nat. Commun. 2014, 5, 4065.
5. V. Vaijayanthimala, O. Shenderova et al. Expert Opin. Drug Deliv. 2015, 12, 735.
6. L. Rogers, F. Jelezko et al. Phys. Rev. B 2014, 89, 235101.
7. U. Jantzen, F. Jelezko et al. New J. Phys. 2016, 18(7), 073036.
8. K. Li, W. B. Gao et al. Phys. Rev. Appl. 2016, 6, 024010.
9. L. Rogers, F. Jelezko et al. Nat. Commun. 2014, 5(1), 4739.

## **Контролируемое изменение оптических и электрофизических свойств макрообъектов из одностенных углеродных нанотрубок**

**Тонких А.А.<sup>1,2</sup>, Ерёмина В.А.<sup>1,2</sup>**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
2 Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-69-70

Разработан метод управления оптическими и электрофизическими параметрами макроскопических объектов, составленных из ОУНТ. Метод основан на изменение концентрации легирующей примеси в каналах ОУНТ варьированием времени обработки в процессе газового заполнения внутренних каналов.

В работе легирующим веществом для регулируемого изменения свойств нанотрубок является хлорид меди и йод. В пленках легированных акцепторами, вне зависимости от морфологии и типа ОУНТ, наблюдается повышение проводимости, что является следствием повышения концентрации дырок в нанотрубках.

Одним из важных результатов является контролируемое изменение положения уровня Ферми в диапазоне от 0.1 до 0.9 эВ для нанотрубок (Рис. 1). Используя метод заполнения внутренних каналов, мы значительно повысили прозрачность (до 95–98 %) в широком спектральном диапазоне (от 200 до 10000 нм) [1]. Это позволит использовать такие пленки для создания диодов в УФ, ИК и среднем ИК, а также других светочувствительных элементов, где необходимо сделать прозрачные и проводящие «окна».

Разработан общий подход к характеристике, исследованию и калибровке макрообъектов на основе ОУНТ и аналогичных структур для использования в качестве фотоэлементов, сенсоров и термоэлектриков. Подход основан на эмпирическом построении зависимости  $S$  (коэффициент термо-ЭДС) от  $(R_{sq} / R_{sq-max})$  (где  $R_{sq}$  — поверхностное сопротивление). Мы показали, что простой эксперимент с вакуумным отжигом может помочь составить такую зависимость, оценить и прогнозировать транспортные характеристики макрообъектов из ОУНТ. Измерение термоэдс между

этапами легирования ОУНТ позволило описать область устойчивого р-легирования. “Карта легирования” позволяет полностью оценить возможности макрообъекта на основе ОУНТ для использования в качестве эффективных электронных компонентов.

Проведена оптимизация термоэлектрических свойств пленки. Разработанный простой метод настройки на основе заполнения ОУНТ обеспечивает достижение и сохранение максимально возможных значений мощности и коэффициента термо-ЭДС исследуемых макросистем. Мы полагаем, что разработанный в данной работе простой метод настройки оптических и электрофизических свойств сеток из нанотрубок является перспективным для производства элементов с заданной работой выхода, транспортными характеристиками и оптической щелью.

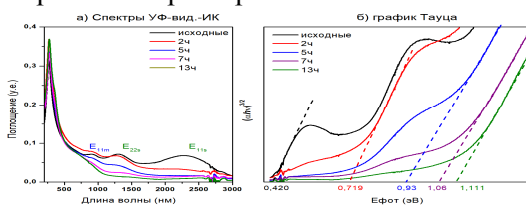


Рис. 1. а) Спектры поглощения в УФ-видимой-ИК-области для пошагово легированных ОУНТ заполнением из газовой фазы  $\text{CuCl}_2$ ; б) Графики Тауца и Дэвиса – Мотта:  $(\alpha h\nu)^{3/2}$  как функция  $E_{\text{фот}} = (h\nu - E_g)$  [2].

Авторы выражают благодарность научному руководителю, к.ф.-м.н. Образцовой Е.Д. за постановку научной задачи и обсуждение результатов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Москвы в рамках научного проекта № 19-32-70004. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-70013. Оптическое исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-42-08004).

1. Tonkikh A.A., Tsebro V.I., Obratsova E.A. et al. *Nanoscale* 2019, 11, 14, 6755–6765.
2. Li X., Zhu H., Wei J. et al. *Appl. Phys. A* 2009, 97, 2, 341–344.

## Диэлектрический отклик и пьезоэлектрический эффект в легированных кристаллах ортованадата кальция

Цилих А.Д.<sup>1,2</sup>

1- Тверской государственный университет,

2- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

E-mail: [alecat0501@gmail.com](mailto:alecat0501@gmail.com)

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-71-72

Ортованадат кальция  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  (CVO) является высокотемпературным сегнетоэлектриком ( $T_c=1384$  К), имеет пространственную группу  $R3c$  и структуру типа витлокита [1, 2]. Легирование или замещение катионов кальция в структуре позволяет получать соединения с заданными свойствами в зависимости от поставленных задач и возможных применений [2, 3]. Синтез новых соединений на основе ортованадата кальция в настоящее время является перспективным направлением, а исследование их – актуальной научной задачей.

Цель работы заключается в исследовании диэлектрического отклика и пьезоэлектрических свойств естественно униполярных кристаллов ортованадата кальция, как номинально чистых, так и легированных ионами марганца и тулия. Кристаллы ортованадата кальция были выращены методом Чохральского в направлении [100] с использованием промышленной установки «Ника-3». Исходная шихта была получена методом твердофазного синтеза из порошков  $\text{CaCO}_3$  и  $\text{V}_2\text{O}_5$  марки ОСЧ, температура синтеза составляла  $1100^\circ\text{C}$ , время синтеза — 4 часа. Оксиды марганца  $\text{Mn}_2\text{O}_3$  и тулия  $\text{Tm}_2\text{O}_3$  добавлялись в расплав в концентрации от 0.05 до 2.0 вес% и от 0.5 до 2.0 вес.% сверх стехиометрии, соответственно.

Для проведения электрофизических измерений из кристаллов вырезались пластины перпендикулярно к полярной оси, на плоскопараллельные поверхности которых наносились серебряные электроды. Диэлектрические характеристики измерялись с помощью измерителей E7-20 и Vector 175 в диапазоне частот от 100 Гц – 5 МГц. Пьезоэлектрические свойства исследовались динамическим методом с использованием прямоугольной модуляции теплового потока в интервале частот от 0.2 Гц до 2 кГц. В качестве источника теплового излучения использовался лазерный модуль мощностью



220 мВт и длиной волны 980 нм.

Исследования диэлектрического отклика показали, что в интервале частот 1 кГц – 5 МГц диэлектрическая проницаемость всех исследуемых кристаллов укладывается в интервал  $11.0 \pm 0.5$  и практически не зависит от частоты. Пироэлектрический отклик (кривая 1), воспроизводящий форму модулированного теплового воздействия (кривая 2), представлен на рис. 1а. При облучении тепловым потоком противоположной стороны кристалла фаза пироотклика меняется на  $180^\circ$ , что свидетельствует о наличии в кристаллах естественно униполярного состояния.

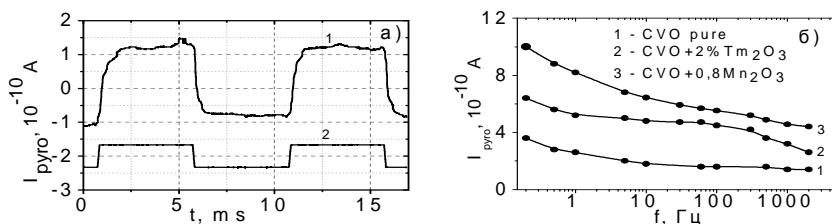


Рис. 1. Временная (а) и частотная (б) зависимость пиротока кристаллов CVO.

Как видно из рис. 1б, характер поведения частотных зависимостей пиротока для легированных кристаллов CVO отличается от номинально чистого. Монотонное уменьшение пиротока с ростом частоты может свидетельствовать о неоднородном распределении поляризации в кристаллах, допированных ионами марганца и тулия.

Докладчик выражает благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н. Солнышкину А.В. и к.ф.-м.н. Сергеевой О.Н. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов, к.т.н. Дунаевой Е.Э. и к.т.н. Ворониной И.С. за предоставление образцов.

1. Glass A.M. et al. *Ferroelectrics*, 1978, 17, 579–582.
2. Petrova D. et al. *Powder Diffraction*, 2017, 32, 3, 175–178.
3. L.I. Ivleva, E.E. Dunaeva, I.S. Voronina et al. *J. Cryst. Growth*, 2018, 501, 18–21.

**Влияние термообработки  
на структуру и механические свойства  
кристаллов диоксида циркония,  
частично стабилизированных оксидом гадолиния**

**Числов А.С.<sup>1,2</sup>, Кулебякин А.В.<sup>1</sup>, Милович Ф.О.<sup>2</sup>**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
2- Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-73-74

Твёрдые растворы на основе диоксида циркония являются перспективными тугоплавкими материалами, которые способны работать в агрессивных окислительных средах при повышенных температурах. Кубическая и тетрагональная модификации таких твердых растворов метастабильны при комнатной температуре и, в условиях эксплуатации при повышенных температурах могут претерпевать структурные превращения, приводящие к существенной деградации их функциональных характеристик.

В данной работе представлены результаты исследования механических свойств, структуры и фазовой устойчивости твердых растворов  $ZrO_2-Gd_2O_3$  до и после отжига при температуре 1600 °С на воздухе и в вакууме.

Кристаллы были выращены методом направленной кристаллизации расплава в холодном контейнере с использованием прямого высокочастотного нагрева. Определение фазового состава кристаллов проводили методом рентгеновской дифрактометрии. Методом индентирования измеряли микротвердость и трещиностойкость кристаллов.

Исследование фазового состава и механических характеристик кристаллов на основе диоксида циркония в зависимости от концентрации стабилизирующего оксида показало, что увеличение концентрации  $Gd_2O_3$  в кристаллах от 2.8 до 4.0 мол.% приводит к уменьшению содержания трансформируемой тетрагональной фазы и уменьшению степени ее тетрагональности. Эти факторы в конечном итоге приводят к уменьшению трещиностойкости кристаллов с увеличением концентрации  $Gd_2O_3$ .

Показано что отжиг тетрагональных твердых растворов  $ZrO_2-$

$Gd_2O_3$  приводит к увеличению значений трещиностойкости для всех исследуемых составов, за счет снятия микронапряжений в кристаллах. Фазовый анализ показал, что после отжига при температуре 1600 °С на воздухе количество нетрансформируемой тетрагональной фазы увеличилось для всех образцов по сравнению с ростовыми кристаллами и кристаллами термообработанными на воздухе. При отжиге на воздухе значения трещиностойкости выше, чем при отжиге в вакууме, так как количество нетрансформируемой фазы при отжиге на воздухе не увеличивается.

Авторы выражают благодарность научному руководителю д.т.н. Ломоновой Е.Е., к.т.н. Борику М.А. и к.ф.-м.н. Табачковой Н.Ю. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 18-13-00397.

# ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

## Математическое моделирование динамики ионных пучков в газодинамическом и электрическом полях с учетом пространственного заряда и эффекта рекомбинации

Аблизен Р.С.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [rombo91@mail.ru](mailto:rombo91@mail.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-75-75

Рассмотрена система двух одномерных уравнений непрерывности [1], описывающих динамику пучков положительных и отрицательных ионов в присутствии газового потока и внешних электрических полей с учетом эффекта рекомбинации и кулоновского взаимодействия между ионами. Получено точное решение для простейшего случая, учитывающего только эффект рекомбинации между двумя пучками ионов, движущихся в однородных газодинамическом и электрическом полях. Предложена квазианалитическая модель, являющаяся обобщением точного решения, на случай неоднородных полей. С помощью теории возмущений построено решение самосогласованной задачи, учитывающей кулоновское взаимодействие ионов. Приведены результаты, полученные с помощью данного подхода. В частности, продемонстрирован эффект перераспределения плотности в неоднородных ионных пучках, обусловленный кулоновским взаимодействием [2]. Предложенная модель позволяет анализировать 3-мерные задачи, так же ее можно использовать для тестирования программных пакетов, моделирующих системы такого рода.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2002.
2. D.G. Greenfield, M.A. Monastyrskiy. Selected Problems of Computational Charged Particle Optics, AIEP, Elsevier, 2009.

# **Влияние распределения и величины концентрации плазмы на характеристики плазменной несимметричной вибраторной антенны**

**Богачев Н.Н., Андреев С.Е.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-76-77

Целью представленной работы было исследование изменения характеристик плазменной несимметричной вибраторной антенны при изменении распределения и величины концентрации плазмы. Актуальность разработки новых типов антенн связана с необходимостью поиска решений ряда важных задач, стоящих в современных и перспективных инфокоммуникационных и управляющих системах: создание интеллектуальных («умных») антенн с быстрым управлением характеристиками; снижение радиолокационной заметности антенных устройств и улучшение электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств при размещении антенн различных диапазонов на ограниченной территории. Одним из перспективных решений указанных задач является использование различных плазменных антенно-фидерных устройств. Для использования плазменных антенн важно знать возможности управления их характеристиками, что и исследовалось в этой работе.

Исследование состояло из аналитических расчетов с использованием выражений для электродинамики и кинетики плазмы газового разряда и численного моделировании использовались полный электродинамический код KAPAT и мультифизическая система автоматизированного проектирования (САПР) COMSOL Multiphysics.

В результате исследования было выявлено, что неоднородность распределения и разные значения концентрации электронов газоразрядной трубки приводят к изменению распределения тока в плазме (рис. 1а). А распределение тока в плазме свидетельствует об укорочении эффективной длины антенны и соответствующем изменении диаграммы направленности плазменной несимметричной вибраторной антенны (рис. 1б).

Полученные результаты свидетельствуют о возможности электронной перестройки плазменной антенны и важности слежения за параметрами плазмы при управления характеристиками антенны.

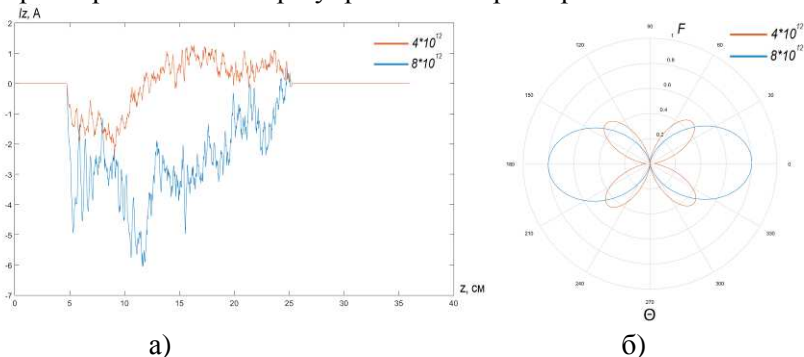


Рис. 1. Распределение тока вдоль длины (а) и диаграмма направленности (б) плазменной несимметричной вибраторной антенны для концентрации плазмы  $4 \cdot 8 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> по результатам численного моделирования.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н., профессору Гусейн-заде Н.Г., д.ф.-м.н., профессору Игнатову А.М. и к.ф.-м.н. Богданкевич И.Л. за обсуждение и полезные рекомендации при выполнении исследования.

## **Возможность управления скоростью развития незавершенной стадии скользящего по поверхности диэлектрика заряда**

**Грудиев Е.И.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [gnarus08@yandex.ru](mailto:gnarus08@yandex.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-78-80

В настоящее время ведутся работы по использованию электрических разрядов для инициации и стабилизации горения в высокоскоростных потоках топливных смесей [1, 2]. По сравнению с другими типами разрядов скользящий по поверхности твердого диэлектрика разряд обеспечивает однородное засвечивание при относительно низких напряжениях, а также удобное расположение электродной системы в потоке газа. Стримерный механизм образования скользящего разряда обеспечивает наличие интенсивных компонент в УФ-спектральном диапазоне излучения [3]. Кроме того, скорость распространения скользящего разряда зависит от крутизны фронта напряжения, характеристик диэлектрика [4, 5] и давления газа, что позволяет синхронизировать ее со скоростью потока топливных смесей и повысить эффективность горения.

В этой работе экспериментально определена зависимость скорости развития незавершенной стадии скользящего по поверхности твердого диэлектрика разряда в воздухе от давления газа и напряжения источника питания. Определены спектральные характеристики излучения плазмы разряда.

Эксперименты проводились в вакуумной камере при давлениях от 10 до 60 Торр. Скользящий разряд распространялся по поверхности стеклотекстолита толщиной 1 мм. В качестве рабочего газа использовался воздух. Источник питания позволял регулировать подаваемое напряжение от 0 до 15 кВ. Частота повторения импульсов до 1 кГц. Для измерения электрических параметров разряда использовался цифровой осциллограф Tektronix TDS220. Напряжение измерялось с помощью резистивного делителя 1:1100, ток регистрировался с помощью пояса Роговского. Для регистрации скорости распространения излучения в видимой области спектра использовались оптоволоконные линии передачи.

Полученные результаты показывают, что наблюдается линейная зависимость скорости фронта ионизации от отношения  $U/p$ .

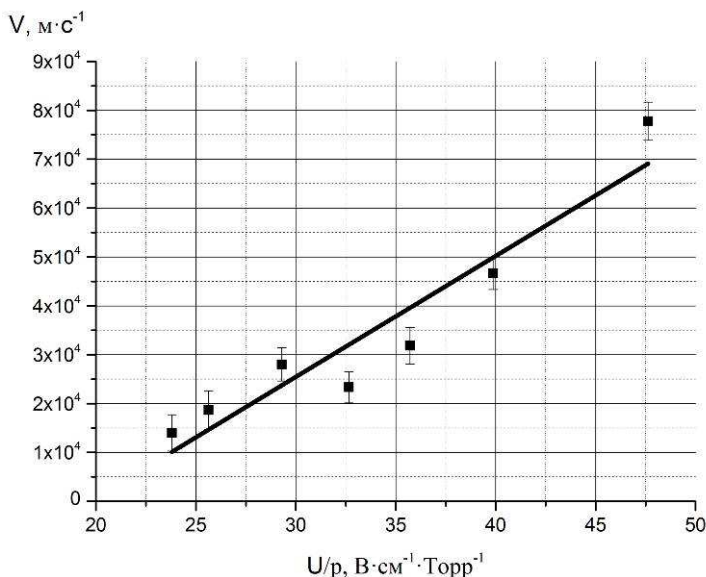


Рис. 1. Скорость распространения фронта ионизации незавершенной стадии скользящего по поверхности твердого диэлектрика разряда.

В зависимости от давления газа и напряжения источника питания определена скорость развития незавершенной стадии скользящего по поверхности твердого диэлектрика разряда в воздухе. Показано, что скорость развития разряда изменяется от  $10^4$  до  $8 \cdot 10^4$  м/с при изменении отношения  $E/p$  от 23 до  $48 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Торр}^{-1}$ .

Таким образом, показано, что, изменяя условия образования скользящего разряда, можно менять скорость его развития и согласовывать ее с высокоскоростным потоком газообразной топливной смеси. При этом существенно снижается по сравнению с другими видами разрядов требование на величину напряжения источника питания и повышается эффективность инициации процесса горения топливных смесей за счет доминирования излучения разряда в ультрафиолетовой области спектра.

Автор выражает благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н. Кузьмину Г.П., д.т.н. Минаеву И.М. и н.с. Тихоновичу О.В. за



---

постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. А.П. Ершов, С.А. Каменщиков, А.А. Логунов и др. Теплофизика высоких температур. 2009, 47, 822.
2. E.M. Barkhudarov, N.K. Berezhetskaya, V.A. Kor'ev et al. J. Phys. D: Appl. Phys. 2010, 43, 365203 (9pp).
3. Д.Ю. Зарослов, Г.П. Кузьмин, В.Ф. Тарасенко. Радиотехника и электроника. 1984, 29, 1217.
4. В.К. Башкин, Г.П. Кузьмин, И.М. Минаев и др. Прикладная физика. 2005, 6, 54–59.
5. Kuzmin G.P., Minaev I.M., Rukhadze A.A. et al. Bull. Lebedev Phys. Inst. 2010, 37, 216.

**Плазменные технологии  
для модификации поверхности металлов**  
**Заклецкий З.А.<sup>1</sup>, Будаев В.П.<sup>2</sup>, Изотова Е.А.<sup>3</sup>**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*2- Национальный исследовательский университет «МЭИ»*

*3- Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-81-82

Исследование в области взаимодействия плазмы с поверхностью в последние годы становятся все более актуальными. Это связано в первую очередь с успехами отечественных и зарубежных ученых в области модификации поверхности плазменными технологиями, а также необходимостью решения задач проблем первой стенки термоядерных реакторов, особенно важных ввиду начала сборки крупнейшего термоядерного проекта в истории ИТЭР. В данной работе производилась обработка поверхности металлов: вольфрама, молибден, титан, железо в стационарном плазменном разряде.

Модификация поверхности вольфрама типа «пух» [1] достигается при длительном облучении в плазменном разряде. В установке ПЛМ [2] (плазменный линейный мультикасеп) наблюдался рост наноструктурированных волосков вольфрама при следующем режиме: температура поверхности образца  $T = 3000$  К, измерения температуры производились при помощи ИК-пирометра и термопары, впаянной в толщину облучаемого образца, температура электронов 5 эВ, энергия ионов приходящий на поверхность образца составляла порядка 100 эВ.

На рис.1а представлена фотография, полученная на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ), поверхности вольфрама после обработки в установке ПЛМ на протяжении 2000 с. Характерная толщина нановолокон вольфрама составляет 10 нм, толщина слоя пуха зависит от длительности облучения и достигает предельного значения 10 мкм. На рис. 1 б-г представлены фотографии поверхности молибдена, тантала и железа после обработки в установке ПЛМ.

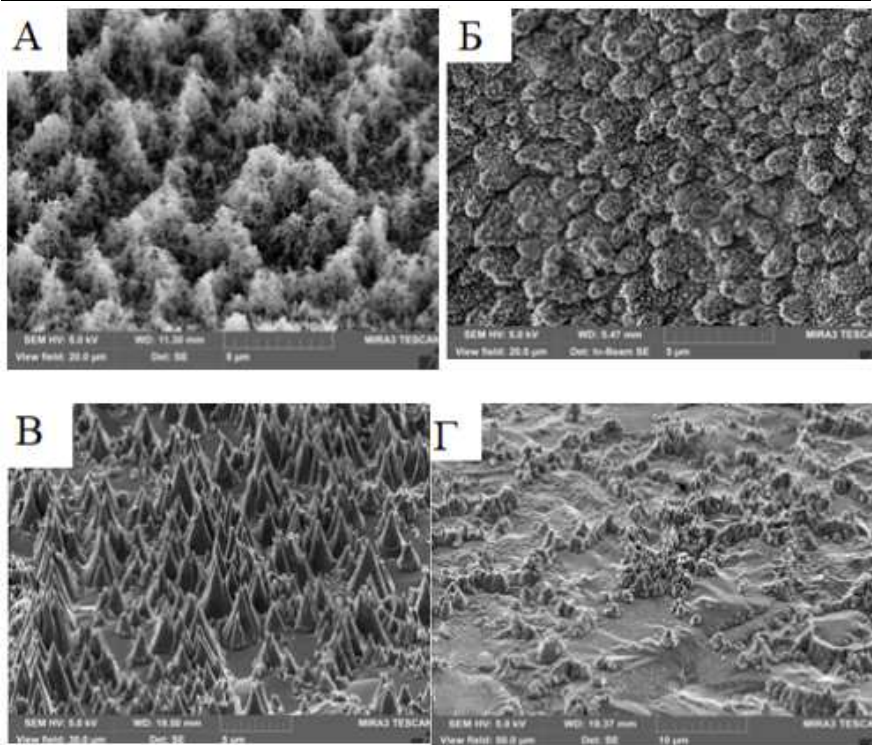


Рис. 1. СЭМ-изображение а) вольфрамового нанопуха, б) молибден в) титан г) железо после обработки в установки ПЛМ НИУ «МЭИ»

1. Kajita S., Kawaguchi S., Ohno N. et al. Sci Rep. 2018, 8, 56.
2. Будаев В.П., Федорович С.Д., Лукашевский М.В., Мартыненко Ю.В. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез 2017, 40(3), 23–36.

# ФИЗИКА БИОЛОГИЧЕСКИХ И МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

## Пределы обнаружения метода лазерной масс-спектрометрии APLPI

**Бухарина А.Б., Пенто А.В.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [Ay15@mail.ru](mailto:Ay15@mail.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-83-85

Масс-спектрометрия летучих органических соединений (ЛОС) развивается более трех десятилетий и используется в различных отраслях знания, таких как: анализ окружающей среды и пищевых продуктов, в криминалистике, нефтяной промышленности, медицине и т.д. Одной из наиболее важных задач является детектирование ЛОС, выделяемых живыми организмами в процессе метаболизма. Набор этих соединений несет информацию о состоянии индивидуума, которая может быть использована для диагностики заболеваний. ЛОС — это широкий класс органических соединений, которые отличаются потенциалом ионизации, спектром поглощения оптического излучения, энергией сродства к протону и электрону. В настоящее время в выдохе, выделениях кожи, моче и слюне человека идентифицировано более 1000 ЛОС [1]. Так как информация о состоянии организма заключается в основном в соотношении концентраций различных соединений, необходимо обеспечить эффективное детектирование максимально широкого круга последних. В этой связи актуален поиск способов получения ионов, обеспечивающих ионизацию ЛОС различных классов.

Для решения этой проблемы авторами был предложен новый метод получения ионов органических соединений при атмосферном давлении — Atmospheric pressure laser plasma ionization (APLPI), основанный на использовании жесткого УФ излучения лазерной плазмы, создаваемой импульсным лазером на поверхности металлической мишени [2]. Такой подход позволяет одновременно обеспечить фотоионизацию как молекул воды, кислорода, азота, так и любых органических соединений, не приводя к их значительной фрагментации. Такой подход позволяет анализировать объекты «как

они есть», т.е. отказаться от использования газового хроматографа и использовать масс-анализатор с непосредственным вводом ионов из атмосферного давления, что позволит сократить время анализа.

Для получения ионов ЛОС в работе использовалась плазма, создаваемая импульсным излучением Nd:YAG лазера с энергией в импульсе 250 мкДж,  $t = 500$  пс и  $f = 100$  Гц. Исследование процессов ионизации проводилось в среде аргона при атмосферном давлении. Схема установки приведена на рис. 1. Лазерно-индуцированная плазма, создаваемая на поверхности металлической мишени импульсным лазерным излучением с плотностью мощности  $\sim 70$  ГВт/см<sup>2</sup> и энергией в импульсе 250 мкДж, является эффективным инструментом ионизации органических соединений различных классов при атмосферном давлении.

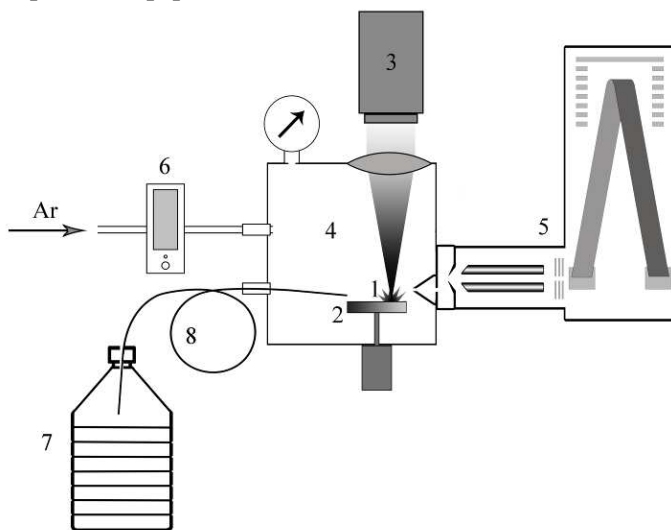


Рис.1. Схема экспериментальной установки для экспериментов по определению пределов обнаружения и пределов количественного определения. 1 – лазерная плазма, 2 – вращающаяся мишень из нержавеющей стали, 3 – Nd: YAG лазер, 4 – камера ионизации, 5 – времяпролетный масс-спектрометр, 6 – ротаметр, 7 – резервуар с парами аналита в аргоне, 8 – капилляр с внутренним диаметром 30 мкм и длиной 0.6 м.

Определены пороги обнаружения метода для нескольких типов

соединений — спиртов, кетонов, аминов и терпенов с потенциалом ионизации 7.7–12.2 эВ. Результаты эксперимента представлены в Таблице 1.

Вещество	Чувствительность, $10^{-8}$ ионов/молекулу	Предел обнаружения, фмоль
Этанол	3.6	135
Декан	1.3	300
Гексан	2.3	212
Пиридин	14	209
Д-лимонен	8.7	206
Триэтиламин	7.1	60
Ацетон	25	156

Как видно из таблицы, эффективность образования ионов слабо зависит от типа химического соединения, что обеспечивает возможность анализа сложных смесей органических соединений. Из полученных данных была выполнена оценка вероятности ионизации в наших условиях. Она составляет  $10^{-4}$ – $10^{-5}$ , что соответствует лучшим ионным источникам современных масс-спектрометров. Использование масс-спектрометра с большей, чем в нашем эксперименте, прозрачностью может снизить порог обнаружения ЛОС до единиц фемтомоль.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, к.ф.-м.н. Никифорову С.М. и к.т.н. Симановскому Я.О. за постановку научной задачи, обсуждение результатов и ценные рекомендации.

1. Amann A., Costello B. de L., Miekisch W. et al. J. Breath Res. 2014, 8(3) 034001.
2. A.V. Pento, S.M. Nikiforov, Y.O. Simanovsky, et al. Quantum Electron. 2013, 41(1), 55.

**Фотодинамическая терапия  
злокачественных новообразований миндалин  
с использованием фотосенсибилизатора Хлорина еб**  
**Маклыгина Ю.С.<sup>1</sup>, Куличенко А.М.<sup>2</sup>, Фаррахова Д.С.<sup>1</sup>,  
Яковлев Д.В.<sup>1,3</sup>,**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
2- Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
3- Институт биоорганической химии  
им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова Российской академии наук*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-86-88

Лечение опухолей головы и шеи представляет собой сложную задачу. В результате стандартного лечения, включая химиотерапию и хирургическую резекцию тканей, происходит значительное ухудшение качества жизни пациента. А именно, теряются способности говорить, жевать, глотать. Важной задачей является точное определение границ опухоли. Хирургическое удаление не позволяет осуществить тотальную резекцию патологических тканей, что становится причиной дальнейших рецидивов.

Цель работы заключалась в исследовании эффективности проведения фотодинамической терапии злокачественных новообразований миндалин с использованием флуоресцентной диагностики в качестве контрольной методики для отслеживания фотобличинга фотосенсибилизатора Хлорина еб.

В ходе работы была проведена интраоперационная флуоресцентная видео-диагностика до и после проведения фотодинамической терапии (ФДТ). Видео-диагностика проводилась с использованием двухканальной видеосистемы [1] УФФ-630/675-01 «БИОСПЕК» с длиной волны генерации 635 нм и с источником белого света. По одному каналу передается сигнал с освещенной исследуемой области на цветную камеру, на втором канале флуоресцентный сигнал регистрируется черно-белой камерой. Затем оба сигнала совмещаются программными методами на компьютере, при этом флуоресцирующим областям назначается зеленый псевдоцвет. Такая методика позволяет оценить границы опухоли по уровню флуоресценции от тканей. Фотодинамическая терапия

проводилась с использованием терапевтического лазера ЛФТ-02-БИОСПЕК с длиной волны 660 нм. Длина волны генерации терапевтического лазера совпадает с максимумом поглощения Хлорина еб. Длина волны генерации диагностического лазера попадает в хвост пика поглощения Хлорина еб. Исследование проводилось на двух пациентах со злокачественным новообразованием боковой стенки ротоглотки. Хлорин еб (препарат «Фотодитазин») вводился пациентам внутривенно в дозировке 1 мг/кг, время накопления составило 2 часа.

До и после ФДТ на двухканальной видеосистеме оценивался флуоресцентный сигнал от опухоли и здоровой ткани для оценки эффективности проведения ФДТ по фотобличингу препарата.

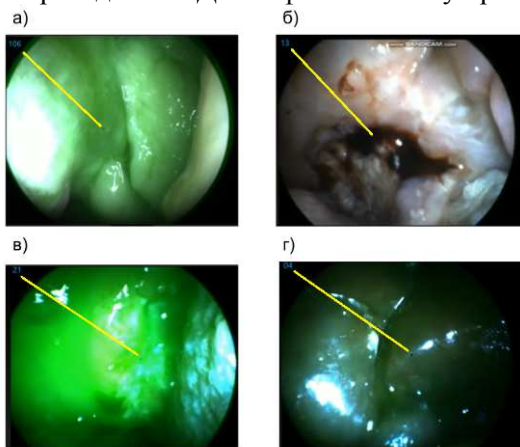


Рис.1. Снимки с видеосистемы для пациента 1 до (а) и после ФДТ (б), для пациента 2 до (в) и после ФДТ (г).

Использование двухканальной видеосистемы позволяет точно оценить границы опухоли, а также в режиме реального времени регистрировать сигнал флуоресценции, тем самым оценивать эффективность проведенной терапии (ФДТ) путем анализа фотобличинга препарата.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, профессору Лощену В.Б. за постановку научной задачи, и Ширяеву А.А. за помощь в измерениях и обсуждение результатов.

Работа выполнена в рамках государственного задания на фундаментальные научные исследования государственных академий



наук на 2013-2020 годы (тема «Физические методы в медицине и биологии» № 0024-2019-0003).

1. Farrakhova D.S., Yakovlev D.V., Maklygina Y.S. et al. Opt. Quant. Electron. 2020, 52, 116.

## **Оптическая моно-волоконная система для одновременной фотодинамической терапии и мониторинга концентрации фотосенсибилизатора для стереотаксических операций опухолей головного мозга**

**Кустов Д.М., Грачев П.В.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-89-91

В нейрохирургии существует потребность проводить стереотаксические операции для лечения опухолей головного мозга глубокой локализации. Выбор способа лечения и применяемого к таким операциям оборудования затруднен, поскольку доступ к опухоли ограничен и осуществляется через отверстие малого диаметра. Злокачественные опухоли головного мозга, в особенности, мультиформная глиобластома, являются наиболее агрессивными и опасными новообразованиями, терапия которых затруднена в связи с их анатомической локализацией. Данные типы опухоли являются высокоинвазивными и характеризуются активной инфильтрацией злокачественных клеток в здоровую окружающую ткань, что является главным обстоятельством, ограничивающим эффективность доступных методов лечения. В настоящее время общим принципом лечения больных с опухолями головного мозга является комплексный подход, включающий хирургическое лечение, лучевую и химиотерапию. Однако, несмотря на совершенствование существующих методик улучшить результаты комбинированного лечения заболевания не удастся, медиана выживаемости пациентов с мультиформной глиобластомой составляет 15 месяцев [1]. Одним из методов лечения является фотодинамическая терапия (ФДТ), позволяющая селективно воздействовать на каждую клетку опухоли с накопленным фотосенсибилизатором (ФС). Применение ФДТ позволяет повысить выживаемость пациентов без рецидива, средняя продолжительность жизни с недавно диагностированной глиобластомой и послеоперационной ФДТ составляет 19.6 мес [2, 3, 4]. Для наиболее эффективного проведения ФДТ необходимо осуществлять контроль за концентрацией ФС в тканях опухоли непосредственно в точках облучения. Таким образом, для развития

стереотаксических методов контролируемого лазерного воздействия на ткани опухоли была разработана оптическая моно-волоконная система доставки лазерного излучения и определения концентрации фотосенсибилизатора в биологическом объекте.

В качестве объектов исследования в экспериментах использовались оптические фантомы опухоли головного мозга с ФС хлорина Е6 (Ce6) и протопорфирина 9 (PpIX). ФС в концентрациях 0; 0.5; 1; 2; 5; 10; 20 мг/кг смешивался с рассеивающей средой (1 % интралипид МЛТ/ЛСТ), итоговые растворы были разделены по пробиркам. Экспериментальная установка состояла из лазерного источника излучения с длиной волны в красном диапазоне спектра 635 нм, оптических волокон, фильтров, двух SMA-портов с линзами для передачи сигнала с возможностью юстировки торца волокна относительно фокусирующей линзы, CCD-камеры для регистрации флуоресцентного сигнала, светоделительного блока с дихроичным светоделителем. Дихроичный светоделитель использовался для разделения света от лазерного источника излучения к волокну для передачи излучения к биологическому объекту и передачи флуоресцентного сигнала от биологического объекта к ИК-камере для регистрации сигнала. Для передачи лазерного излучения и получения флуоресцентного сигнала от биологического объекта с ФС использовалось одно оптическое волокно с диаметром 600 мкм и торцевым направлением распространения лазерного излучения. Определение интенсивности флуоресценции проводилось по параметру яркости полученного сигнала. Сигнал флуоресценции зависел от положения детектирующего волокна относительно источника флуоресценции.

Проведена регистрация флуоресцентного сигнала на биологических объектах — оптических фантомах опухоли головного мозга с фотосенсибилизаторами PpIX и Ce6 с концентрациями 0; 0.5; 1; 2; 5; 10 и 20 мг/кг. Была проведена проверка полученных данных классическим многоволоконным спектроскопическим методом оценки концентрации фотосенсибилизатора. По полученным значениям интенсивности флуоресценции сигнала чувствительность системы позволяет определить концентрацию фотосенсибилизатора от 0.5 до 20 мг/кг для PpIX и Ce6. Оптическая моно-волоконная система доставки обеспечивает передачу лазерного излучения и прием флуоресцентного сигнала одновременно по одному световоду.

Данная система позволяет достичь значения плотности мощности лазерного излучения, необходимого для проведения ФДТ непосредственно в области диагностики.

Авторы выражают благодарность научному руководителю Лощену В.Б. за значимые замечания и важнейшие советы при проведении исследования.

1. Thakkar J.P. et al. *Cancer Epidemiology and Prevention Biomarkers*. 2014, 23(10), 1985–1996.
2. Cramer S.W., Chen C.C. *Frontiers in Surgery*. 2019, 6, 81.
3. Muragaki Y. et al. *Journal of neurosurgery*. 2013, 119(4), 845–852.
4. Nitta M. et al. *Journal of neurosurgery*. 2018, 131(5), 1361–1368.

## Исследование динамики перехода хлорофилла *a* в феофитин *a* методом LETDI

Лаптинская П.К.<sup>1</sup>, Кузьмин И.И.<sup>2</sup>

1- *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

2- *Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского  
Российской академии наук*

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

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-92-94

Исследование направлено на развитие нового масс-спектрометрического метода LETDI (Laser-induced Electron Transfer Desorption/Ionization) [1], обладающего высоким потенциалом для решения фундаментальных и прикладных задач в области биохимии и физиологии растений.

LETDI — метод «мягкой» ионизации, применяемый для высокочувствительного определения органических комплексных соединений металлов. Одними из самых известных комплексов природного происхождения являются соединения группы хлорофилла.

Хлорофиллы – главные светопоглощающие пигменты, участвующие в процессе фотосинтеза. В фотосинтетических органеллах (хлоропластах) всех высших растений всегда присутствуют два типа хлорофиллов: хлорофилл *a* и хлорофилл *b* — соединения, представляющие собой сложные эфиры магнийпорфиринового ряда (полярная гидрофильная «голова»), с присоединенной изопреноидной боковой цепью (неполярный липофильный «хвост»), которая является остатком спирта фитола. Из этой пары основным функциональным пигментом является хлорофилл *a*, хлорофилл *b* — вспомогательный пигмент. В большинстве случаев именно первый из них представляет наибольший интерес при изучении физиологических изменений в растительном организме.

Соединения рассматриваемой группы природных пигментов нестабильны и легко разрушаются кислородом воздуха, кислотами, щелочами, а также обладают высокой фото- и термолабильностью. Под умеренным воздействием перечисленных факторов (за исключением щелочного гидролиза) магнийпорфириновый комплекс

молекулы хлорофилла теряет центральный ион магния, в результате чего образуется соответствующий типу хлорофилла феофитин.

Динамика перехода хлорофилла в феофитин вызывает интерес у специалистов, работающих над изучением стрессов у растений, как в естественных условиях внешней среды, так и при антропогенном воздействии на них различными факторами *in vivo* и *in vitro*.

Цель работы заключалась в исследовании динамики перехода хлорофилла *a* в феофитин *a*. В исследовании использовались: линейный времяпролетный масс-спектрометр, импульсный Nd:YAG лазер с диодной накачкой и генератором гармоник, работающий на длине волны 355 нм (длительность импульса излучения 0.37 нс).

Хлорофилл выделяли из листьев крапивы (*Urtica dioica* L.) и очищали в соответствии с методикой, описанной в книге [2]. Воздушно-сухую навеску хлорофилла растворяли в системе ацетон/метанол (9:1). Эксперименты проводили в условиях изоляции проб от солнечного света для минимизации процесса распада хлорофилла.

В качестве эмиттера ионов использовали подложки со специально приготовленным поверхностным слоем из оксидов переходных металлов (широкозонных полупроводников).

На основе сравнительного исследования различных материалов предложен оксид ванадия, как принципиально новый эффективный эмиттер ионов для LETDI.

Установлено, что в масс-спектрах всех исследованных проб регистрируются интенсивные пики хлорофилла *a* и феофитина *a*. Соотношение между площадями этих пиков изменяется с увеличением длительности инкубирования пробы, что позволяет исследовать динамику перехода хлорофилла *a* в феофитин *a*. Иллюстрацией процесса может служить рисунок 1, на котором представлены спектры хлорофилла *a* и феофетина *a*, полученные в начальный момент времени, через час и через два часа инкубирования пробы.

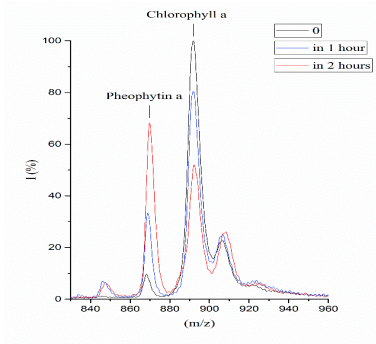


Рис. 1. Масс-спектры хлорофилла и феофитина, зарегистрированные в начальный момент времени, через час и через два часа инкубирования пробы.

Результаты свидетельствуют, что метод LETDI перспективен для разработки практических методик, которые позволят получать кинетические кривые деградации хлорофилла в многокомпонентных системах.

1. Лаптинская П. К., Кузьмин И. И., Пенто А. В. Школа-конференция молодых учёных «Прохоровские недели». Тезисы докладов, 2019, С. 16–17.
2. Лазурьевский Г.В., Терентьева И.В., Шамшури А.А. Практические работы по химии природных соединений. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: издательство «Высшая школа», 1966. – 335 с.

## **Влияние условий реакции на синтез меченых нейротоксинов**

**Можаева В.А.<sup>1,2</sup>, Кудрявцев Д.С.<sup>2</sup>**

*1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*2- Институт биоорганической химии  
им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова Российской академии наук*

*E-mail: [1996-racer@mail.ru](mailto:1996-racer@mail.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-95-96

Нейротоксины змей являются уникальным инструментом для исследования клеточных рецепторов, благодаря своей способности специфически связываться с конкретными рецепторами, изучение которых актуально как с точки зрения теоретической биологии, так и в связи с их ролью в патогенезе некоторых заболеваний.

В работе описана процедура синтеза конъюгатов нейротоксинов с флуоресцентной меткой для их последующего применения для визуализации рецепторов в биотканях методами флуоресцентной микроскопии. Целью работы было определение оптимальных условий для получения конъюгатов нейротоксина NT2 [1] с флуоресцеином (FITC), красителем Alexa Fluor 488 (AF488) и цианином (Cy5).

Параметры реакции синтеза конъюгатов подбирались экспериментально при варьировании условий.

Эффективность различных производных токсина оценивалась при окрашивании мечеными токсинами биоткани, путем сравнения эффективностей связывания разных конъюгатов с рецепторами; предварительно эффективности конъюгатов оценивалась путем измерения интенсивности их флуоресценции, а также величины поглощения при заданной молярной концентрации.

В результате, в данной работе были определены протоколы создания конъюгатов нейротоксина NT2 с флуоресцентными метками трех типов. Было обнаружено влияние значения pH водного раствора на выход реакции (выход реакции определялся как отношение количества вещества полученного конъюгата к исходному количеству вещества токсина), показана необходимость обеспечения достаточного избытка метки по молям (не менее 8:1). При использовании оптимальной методики выход реакции был близок к 1



для гидрофильных красителей (FITC и AF488), в то время как для Су5 он был существенно ниже. Соответственно, также был сделан вывод о том, что в водных растворах предпочтительней работать с гидрофильными метками.

1. Tsetlin V.I. J. Trends in Pharmacological Sciences. 2015, 36, 2, 109–123.

## **Флуоресцентная диагностика и фотодинамическая терапия новообразований шейки матки**

**Питерскова Л.С.<sup>1</sup>, Алексеева П.М.<sup>1,2</sup>, Эфендиев К.Т.<sup>1</sup>**

*1- Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

*2- Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [piterskova1998@mail.com](mailto:piterskova1998@mail.com)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-97-99

Фотодинамическая терапия (ФДТ) является подтвержденным, малоинвазивным и наименее болезненным способом лечения новообразований шейки матки, однако он обладает недостаточной точностью выполнения, что влечет вероятность рецидивов. В исследовании приведен метод одновременного проведения ФДТ и спектральной флуоресцентной диагностики (ФД), что позволило контролировать терапию и повысить ее точность. [1]

Причиной большинства случаев новообразований шейки матки является генитальная инфекция, вызванная онкогенными штаммами вируса папилломы человека (ВПЧ). [2] Изучается возможность эрадикации ВПЧ с сохранением иммунитета вследствие применения ФДТ.

Цель работы заключалась в исследовании методов спектральной и видео-флуоресцентной диагностики дисплазии шейки матки (CIN), ассоциированной с 16 и 18 типами ВПЧ, и исследование эффективности ФДТ путем оценки фотобличинга фотосенсибилизатора (ФС) хлорина е6 («Фотолон»).

Спектрально-флуоресцентная диагностика и ФДТ были проведены с использованием одного лазера с длиной волны 660 нм, что стало возможно благодаря Y-образному оптоволокну, включающему два волокна с диаметрами 200 мкм (для доставки флуоресцентного и обратно-рассеянного лазерного излучения к спектрометру) и 400 мкм (для доставки лазерного излучения к тканям для ФД и ФДТ). Спектрометр ЛЭСА-01-БИОСПЕК был использован для ФД. Двухканальная видеосистема [1] была применена для получения флуоресцентных изображений исследуемых нормальных и патологических тканей. В исследование была вовлечена пациентка пятидесяти двух лет с дисплазией шейки матки (D26.0), ассоциированной с 16 и 18 типами ВПЧ. Хлорин е6

(«Фотолон») в дозе 1.2 мг/кг использовался в качестве фотосенсибилизатора.

Результаты спектральной и видео-флуоресцентной диагностики представлены на рисунке 1.

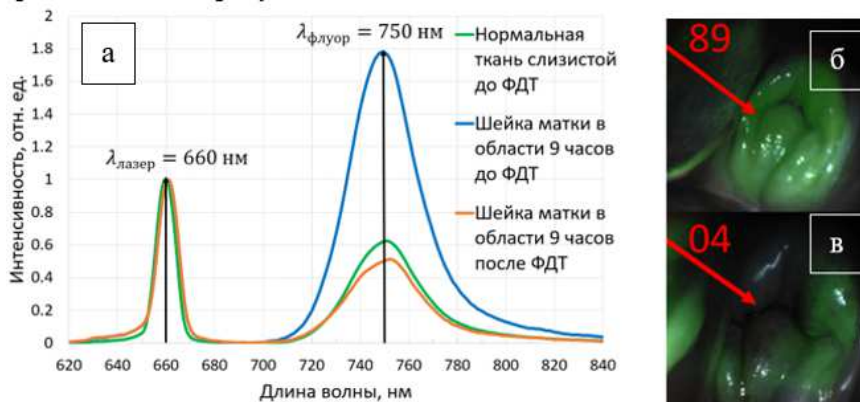


Рис. 1. а) Спектры флуоресценции нормальной ткани слизистой до ФДТ и шейки матки в области на 9 часов до и после ФДТ; б) видео-флуоресцентная диагностика до ФДТ; в) видео-флуоресцентная диагностика после ФДТ.

В левом верхнем углу рисунков б) и в) отмечены индексы флуоресценции в относительных единицах.

Индексы флуоресценции рассчитывались в программе Uno Momento, как отношение площади под пиком флуоресценции к площади под пиком обратно-рассеянного лазерного излучения с учетом шумов.

Было отмечено высокое содержание ФС в сукровичных или кровяных выделениях из цервикального канала, которые могли значительно ухудшить результаты спектральной и видео-флуоресцентной диагностики, поэтому необходимо периодически промывать исследуемые зоны от этих выделений.

Морфологическое исследование биопсии шейки матки, взятой у пациентки через 3 месяца после ФДТ с хлорином еб, подтвердило успешное лечение и полный регресс патологических тканей. Ранее идентифицированные типы ВПЧ и признаки CIN не наблюдались.

Таблица 1

Индексы флуоресценции (в относительных единицах) нормальной

## ткани и разных областей шейки матки до и после ФДТ

Исследо- ванная зона \ Область	9 часов	3 часа	12 часов	6 часов	цервикальный канал
Патологические ткани до ФДТ	6.329	2.867	3.419	2.938	3.200
Патологические ткани после ФДТ	1.858	1.185	1.760	1.308	4.329
Нормальная ткань до ФДТ	2.154	2.154	2.154	2.154	2.154

Совместное использование спектральной и видео-флуоресцентной диагностики для новообразований шейки матки позволяет осуществлять контроль ФДТ на всех этапах. Исследование продемонстрировало возможность одновременной спектрально-флуоресцентной диагностики и ФДТ с использованием одного лазерного источника с длиной волны 660 нм.

Авторы выражают благодарность научному руководителю профессору Лощёнову В.Б. за помощь и содействие на всех этапах исследования, Ширяеву А.А., Ищенко А.А., Гилядовой А.В. за вклад в проведение исследований в клинической больнице №1 Первого Московского государственного медицинского университета имени И.М. Сеченова.

1. P.M. Alekseeva, K.T. Efendiev, M.V. Loshchenov et. al. Laser Physics Letters, 2020, 17, 10.
2. Всемирная Организация Здравоохранения: [сайт].  
 URL: <https://www.who.int/ru/>

# Использование эволюционного алгоритма оптимизации для расчета линейного оптического отклика биологических пигментов на примере каротиноидов

**Чесалин Д.Д.**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

*E-mail: [genoa-and-pittsburgh@mail.ru](mailto:genoa-and-pittsburgh@mail.ru)*

DOI: 10.24412/cl-35673-2020-1-100-102

Оптические свойства биологических пигментов характеризуются широкими полосами поглощения, являющиеся следствием взаимодействия колебательных мод молекул с электронными возбуждёнными состояниями, что приводит к уширению полос поглощения. К биологическим пигментам относят молекулы порфиринового ряда: хлорофиллы, бактериохлорофиллы, геммы, а также каротиноиды, антоцианы и беталаины.

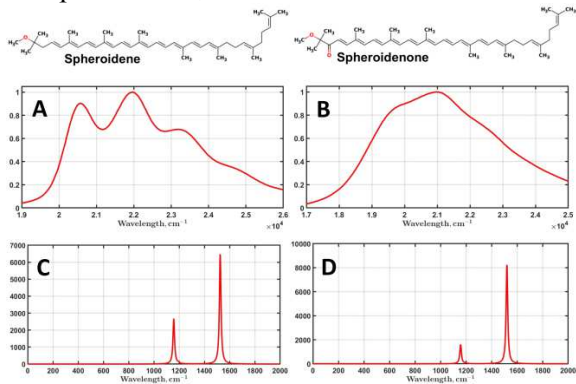


Рисунок 1. Химическая структура сфероидина (слева) сфероиденона (справа) и их спектры поглощения (А и В) в растворе метанол/ацетон при комнатной температуре. Расчётная спектральная плотность (С и D). Параметры взяты из [1]

Цель данной работы – создание квантовой модели для молекул каротиноидов, позволяющей рассчитывать линейные оптические спектры на основе квазиклассической теории взаимодействия электромагнитного излучения с веществом [2]. Каротиноиды являются органическими пигментами, синтезирующимися бактериями, водорослями и высшими растениями. Около 50

каротиноидов есть в пищевом рационе человека, многие из которых выполняют функции антиоксидантов в организме [3]. В данной работе будут представлены данные моделирования спектров сфероидина, сфероиденона (Рисунок 1 А и В) [1] и астаксантина [4].

Нахождение оптических свойств органических молекул представляется сложной задачей из-за наличия вибронных мод, на которых также происходят переходы между уровнями, в результате которых спектр данной молекулы не является дельта-функцией, а имеет расплывание вдоль длины волны и характеризуется шириной на полувысоте. Квазиклассическое приближение позволяет рассчитать спектры поглощения, используя формализм корреляционных функций и спектральной плотности (Рисунок 1 С и D).

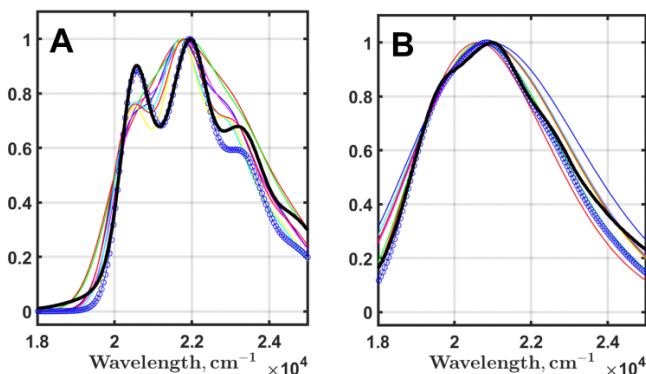


Рисунок 2. Результат работы оптимизационного алгоритма для сфероидина (А) и сфероиденона (В). Синяя линия с маркерами показывает лучшее решение

Для моделирования экспериментальных данных необходимо подбирать микропараметры квантовой системы, которые невозможно непосредственно измерить. Выполнение данной задачи существенно упрощается при использовании метода эвристической оптимизации, называемого дифференциальной эволюцией, который применяется для работы с большим количеством свободных параметров [5].

Суть его состоит в том, что изначально генерируется множество векторов, называемых поколением. Происходит определение и минимизация целевой функции. На каждой итерации генерируется новое поколение векторов по формуле 1. Над новыми

векторами выполняется операция скрещивания, при котором некоторые координаты с некоторой вероятностью замещаются исходными. Если полученный новый вектор оказывается лучше вектора в предыдущей итерации, то он его заменяет. В зависимости от конкретной задачи можно делать либо определенное число итераций, либо до достижения заданной точности. Пример вычисления показан на рисунке 2.

Таким образом, на примере моделирования спектров поглощения 3 каротиноидов, можно сделать вывод, что метод дифференциальной эволюции можно применять для описания линейного оптического отклика биологических пигментов.

Автор выражает благодарность научному руководителю, к.ф.-м.н. Пищальникову Р.Ю. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. R.Y. Pishchalnikov, A.A. Bondarenko, A.A. Ashikhmin, Lobachevskii Journal of Mathematics, 2020, 41, 1545–1553.
2. S. Mukamel, Principles of Nonlinear Optical Spectroscopy, Oxford University Press, New York, Oxford, 1995.
3. Y.M.A. Naguib, Journal of Agricultural and Food Chemistry, 2000, 48, 1150–1154.
4. R.Y. Pishchalnikov, E.A. Kulikov, I.S. Kulikova, et al. ... 2021 (in press).
5. R. Storn, K. Price. Journal of Global Optimization, 1997, 11, 341–359.

## Алфавитный указатель участников

Фамилия имя отчество	аффилиация	стр.
Аблизен Роман Сергеевич	ОК	<b>75</b>
Богачев Николай Николаевич	ТО	<b>76</b>
Бухарина Айгуль Булатовна	ОК	<b>83</b>
Вагапова Екатерина Андреевна	ОЛМФ НЦЛМТ	<b>56</b>
Гришин Михаил Ярославович	Центр Биофотоники	<b>6, 31</b>
Грудиев Евгений Игоревич	ОК	<b>78</b>
Дежкина Маргарита Александровна	ОК	<b>9</b>
Добрецова Елена Анатольевна	ОЛКиТЛ НЦЛМТ	<b>59, 63</b>
Ерёмин Тимофей Владимирович	ОСПЯ ЦЕНИ	<b>61</b>
Жлуктова Ирина Вадимовна	ОК	<b>12</b>
Жмыхов Вадим Юрьевич	ОЛКиТЛ НЦЛМТ	<b>63</b>
Журкин Василий Сергеевич	ОНТиКТ	<b>33</b>
Заклецкий Захар Александрович	ОФП	<b>81</b>
Зверев Андрей Дмитриевич	ОЛКиТЛ НЦЛМТ	<b>15</b>
Красиков Кирилл Михайлович	ОНТиКТ	<b>36, 50</b>
Кузнецов Сергей Михайлович	ОК	<b>39, 53</b>
Кузьмичев Александр Сергеевич	ОДЛС ЦЕНИ	<b>18</b>
Куличенко Анастасия Михайловна	ОСПЯ ЦЕНИ	<b>86</b>
Кустов Даниил Максимович	ОСПЯ ЦЕНИ	<b>89</b>
Лаптинская Полина Константиновна	ОК	<b>92</b>
Мартьянов Артём Константинович	ОК	<b>19, 42, 48</b>
Можаяева Вера Александровна	ОЛФ ЦЕНИ	<b>95</b>
Новиков Василий Сергеевич	ОК	<b>45</b>
Пастернак Дмитрий Григорьевич	ОСПЯ ЦЕНИ	<b>19</b>
Питерскова Любовь Сергеевна	ОСПЯ ЦЕНИ	<b>97</b>
Пластинин Евгений Александрович	НЦВО	<b>22</b>
Понарина Мария Владимировна	ОК	<b>24</b>
Ромшин Алексей Максимович	ОСПЯ ЦЕНИ	<b>66</b>
Седов Вадим Станиславович	ОСПЯ ЦЕНИ	<b>19, 42, 48</b>
Смирнов Игорь Владимирович	ОЛМФ НЦЛМТ	<b>26</b>
Тонких Александр Александрович	ОСПЯ ЦЕНИ	<b>69</b>
Хорошилов Артем Леонидович	ОНТиКТ	<b>50</b>
Худяков Максим Маратович	НЦВО	<b>28</b>
Цилих Александра Дмитриевна	ОЛМФ НЦЛМТ	<b>71</b>
Чесалин Денис Дмитриевич	ОК	<b>100</b>
Чижов Павел Алексеевич	ОК	<b>31</b>
Числов Артём Сергеевич	ОНТ НЦЛМТ	<b>73</b>
Яблочникова Мария Сергеевна	ВКИВ	<b>53</b>



---

---

## ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ



**ИОФ РАН**  
Институт общей физики  
им. А.М. Прохорова  
Российской академии наук



Министерство  
науки и высшего образования  
Российской Федерации

## ШКОЛА-КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ «ПРОХОРОВСКИЕ НЕДЕЛИ»

### ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

*Печатается в авторской редакции  
в соответствии с представленным оригинал-макетом*

*Технический редактор В.Е. Шукишин*

Свёрстано 12.12.2020  
Подписано в печать 02.02.2021  
Формат 60×90 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Усл. печ. л. 3,25.  
Тираж 50 экз. Заказ № 260306.  
Отпечатано в ООО «МДМпринт»  
г. Москва, тел. +7(495) 256-10-00

ISBN 978-5-905109-06-5



9 785905 109065