

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

24 – 26 октября 2023 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

24–26 октября 2023 г.
Москва

УДК 53; 535; 537; 538,9

VI Школа-конференция молодых учёных «Прохоровские недели». 24–26 октября 2023 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, 2023. — 212с.

ISBN 978-5-905109-10-2

В сборник включены тексты подготовленных молодыми учёными докладов, представленных на школе-конференции молодых учёных Федерального исследовательского центра «Института общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук» (ИОФ РАН) «Прохоровские недели», даты проведения — 24–26 октября 2023 г. Форум научной молодежи – молодых ученых, аспирантов и студентов старших курсов научных организаций и университетов – включает оригинальные доклады участников по всем основным направлениям научной деятельности ИОФ РАН.

ОРГАНИЗАТОРЫ:

Федеральный исследовательский центр
«Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук»
при поддержке
Министерства науки и высшего образования Российской Федерации
(соглашение № 075-15-2022-315 от 20 апреля 2022 г.).

Председатель конференции:

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

Заместитель председателя конференции:

С.А. Филатова, к.ф.-м.н.

Оргкомитет:

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

Программный комитет:

Председатель – В.В. Глушков, д.ф.-м.н., доцент,	
С.В. Демишев, д.ф.-м.н., профессор,	М.Н. Маякова, к.х.н.
М.Я. Гришин, к.ф.-м.н.	Д.В. Поминова, к.ф.-м.н.
Е.Э. Дунаева, к.т.н.,	С.А. Филатова, к.ф.-м.н.
А.В. Кулебякин, к.т.н.	В.Е. Шукшин, к.ф.-м.н.

Время проведения конференции — 24–26 октября 2023 г.

Место проведения — ИОФ РАН, Москва, ул. Вавилова, д.38, корп. 1, 3 этаж, конференц-зал

<https://pw-conf.gpi.ru>, <https://www.gpi.ru/sci/conferences/youngconf/2023/>

© Коллектив авторов, 2023

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

Содержание

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА	8
Лазерный синтез наночастиц рубина для фотопреобразования солнечного спектра.....	8
Численное моделирование мощных оптических усилителей на основе тулиевого теллуритного многосердцевинного волокна на длине волны 2,3 мкм.....	10
Моделирование квантрона с импульсной поперечной диодной накачкой и активным элементом Nd ³⁺ :YAG	12
Поляризованная люминесценция резонансных переходов висмутовых активных центров в фосфоросиликатных стеклах в ближнем ИК	15
Численное моделирование гибридной микроструктуры наноалмаз-фотонный кристалл на брэгговском отражателе	18
Мониторинг слоёв дыма в верхней тропосфере с использованием многоволнового флуоресцентного лидара	21
Вынужденное комбинационное рассеяние с комбинированным сдвигом частоты в кристаллах Sr(MoO ₄) _{1-x} (WO ₄) _x при накачке лазерными импульсами длительностью 0,25–6 пс	24
Получение оптических вихрей в сегментированных спиральных волноводах, записанных в кварцевом стекле	27
Оптимизация комплекса для измерения динамики насыщения поглощения в двухмикронном спектральном диапазоне	30
Исследование характеристик иттербиевого волоконного лазера, работающего в режиме переключения усиления на длине волны 1127 нм	33
Акустические моды оптических микрорезонаторов на основе кварцевого и теллуритного стёкол.....	36
Факторы, ограничивающие пороговую мощность в иттербиевых конусных волоконных усилителях.....	38
Дисперсионные свойства и пороги генерации поляритонных мод в запрещенной фотонной зоне сверхизлучающего лазера	41
Разработка малогабаритного источника лазерного излучения на основе фосфатного стекла, легированного ионами Er ³⁺ , Yb ³⁺ , для приложений дальнометрии.....	43
Оптимизация резонатора высокоэнергетического наносекундного ВКР-лазера на кристалле BaWO ₄ с комбинированным сдвигом частоты	46

Времяпролетный спектрометр для регистрации высокоэнергетических электронов при надпороговой ионизации аргона фемтосекундными лазерными импульсами среднего ИК-диапазона.....	49
Определение порога лазерного разрушения в кристалле LiGaSe_2 с антиотражающими микроструктурами на длине волны 2 мкм.....	52
Лазерная дезактивация поверхностей в различных технологических средах	55
Расчёт параметров Джадда — Офельта по спектрам пропускания монокристаллов твёрдых растворов $\text{BaF}_2\text{—SrF}_2\text{—ErF}_3$	58
КВАНТОВАЯ МАКРОФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД И НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ	60
О методе факторизации при квантово-статистическом описании динамики изолированной спин-системы	60
Анализ структурных изменений в водных растворах гликолей на подложках из различных материалов методом спектроскопии комбинационного рассеяния света.....	63
Влияние локальных нарушений симметрии на магнитоэлектрические свойства $(\text{La}_{0,985}\text{Ho}_{0,015})_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$	66
Эффект акустически индуцированной прозрачности для гамма-фотонов и его приложения.....	69
Квантовая динамика поляритонного димера	72
НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ, АКТИВНЫЕ СРЕДЫ И НАНОСТРУКТУРЫ.....	75
Особенности структуры и спектрально-люминесцентных характеристик керамик $\text{ZrO}_2\text{—Sc}_2\text{O}_3\text{—Eu}_2\text{O}_3$, полученных из порошков плавящихся твёрдых растворов аналогичного состава	75
Люминесцентная термометрия на основе квантовых точек Ag_2S , декорированных наночастицами золота	78
Мультистабильность экситон-поляритонов в хиральном полупроводниковом микрорезонаторе	80
Структура и транспортные характеристики твёрдых растворов $\text{ZrO}_2\text{—Sc}_2\text{O}_3\text{—R}_2\text{O}_3$ ($\text{R} = \text{Y, Gd, Tb, Yb}$).....	82
Влияние акустического воздействия при синтезе фотонных кристаллов опал-на-алмазе на структуру и оптические свойства.....	84
Оптические свойства гетероструктур на основе самокаталитических нитевидных нанокристаллов $\text{Ga}(\text{N,P})/\text{GaP}$	87
Вязкоупругое поведение холестерических жидких кристаллов с наночастицами малослойных графитовых фрагментов	90

Структурные особенности и транспортные характеристики монокристаллов твердых электролитов на основе $ZrO_2-Sm_2O_3$, солегирированных оксидами Y_2O_3 , Gd_2O_3 , Yb_2O_3 , CeO_2 и Tb_2O_3	93
Влияние сверхвысоких концентраций метана на структуру алмазных плёнок, выращенных в СВЧ плазме	96
Дефектно-примесный состав кристаллов селенида цинка, легированного железом	98
Многослойные токопроводящие покрытия с высоким показателем прозрачности в видимом диапазоне	100
Разработка установки по выращиванию гофрированных графеновых пленок на парафиновых подложках.....	103
Узкополосная фотолуминесценция центров окраски «Олово-вакансия» в микрорекристаллах CVD-алмаза.....	106
Исследование пористой структуры в композитной керамике YAG:Nd ...	109
Люминесценция композитных материалов на основе CVD алмаза.....	112
Оптические свойства разупорядоченной фотонной среды – монодисперсной суспензии коллоидных наночастиц $\alpha-SiO_2$	115
Электрооптические параметры нематического жидкого кристалла допированного квантовыми точками.....	118
Носители иттрия-90 для радиоэмболизации на основе минерализованных альгинатных гидрогелей	121
Влияния оксида церия на фазовый состав и механические свойства твердых растворов $ZrO_2-Sm_2O_3$	124
Ab initio исследования электронных, диэлектрических и оптических характеристик гидратов sI , sH и льдов I_h , I_{II}	126
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ	128
Оценка газокинетической температуры разрядов по спектру γ -системы TiO с помощью обзорных спектрометров.....	128
Высоковольтный импульсный разряд как источник активных форм кислорода и азота	131
Лазерно-индуцированная абляция и десорбция вольфрамовых плёнок, насыщенных дейтерием	134
Сравнительный анализ изменения количества и динамика разлёта частиц в смесях порошков металлов и диэлектриков с допирующими добавками окисей церия и европия	137
Модернизация установки TC-3DM.....	140

ФИЗИКА БИОЛОГИЧЕСКИХ И МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ.....	143
Анализ особенностей ОКТ изображений для дифференциации глиом головного мозга человека	143
Разработка поверхности с молекулярно управляемой плотностью центров связывания антител на твёрдой фазе для регистрации низкомолекулярных соединений.....	146
Анализ химического и изомерного состава каротиноидов растительного и бактериального происхождения при помощи спектроскопии комбинационного рассеяния света: расчет методом функционала плотности и эксперимент	149
Энергоэффективный малогабаритный источник плазмы в биологических исследованиях: современное состояние и перспективы	152
Достижение превосходного разрешения 0,06–0,11λ в ТГц микроскопии, использующей рутитовую линзу на основе эффекта твердотельной иммерсии.....	155
Неинвазивный метод измерения параметров не-Фурье теплопроводности в биологических тканях	158
Модификация двухпотоковой модели Кубелки-Мунка для <i>in vivo</i> анализа оптических свойств стенок полых органов.....	161
Анализ растительных масел методом спектроскопии КР: определение содержания ненасыщенных жирных кислот и каротиноидов	163
Лазерно-индуцированная десорбция/ионизация с переносом электрона для оценки качества пестицида тиофанат-метила.....	166
Анализ состава и степени кристалличности сополимеров L-лактида и ε- капролактона методом спектроскопии комбинационного рассеяния света	169
Разработка чувствительных иммунохроматографических систем, основанных на использовании анизотропных магнитных материалов, детектируемых на комбинаторных частотах	172
Исследование локального внутриклеточного нагрева наночастиц оксида железа при лазерном облучении	174
Высокочувствительное определение поверхностного вируса гепатита В с помощью усиления сигнала спектрально-фазовой интерферометрии наночастицами золота.....	177
Классификация змеиных ядов с помощью рамановской спектроскопии	180
Дифференциация опухолей головного мозга на основании спектроскопии комбинационного рассеяния и алгоритмов кластерного анализа	183

Применение метода измерения импеданса для оценки результатов зимней прививки черенков груши с использованием холодной плазмы	186
Разработка магнитометрических биосенсоров с применением 3D структур для определения низкомолекулярных соединений в режиме реального времени	188
Разработка метода исследования кинетики образования биомолекулярных комплексов «магнитный конъюгат – аналит»	191
Определение температурной зависимости крови внутри венозного сосуда при воздействии лазерным излучением с длинами волн 980, 1460 и 1940 нм	194
Использование диэлектрических наночастиц, легированных ионами Yb^{3+} , для лечения новообразований бесконтактным воздействием лазерного излучения ближнего ИК диапазона (эксперименты <i>in vivo</i>).....	197
УФ-С люминесценция при высокоэнергетическом возбуждении коллоидных микро- и нанопроволок $m-LaPO_4:Pr^{3+}$, полученных модифицированным методом ГТМВ	199
РАДИОФИЗИКА И АКУСТИКА	202
Применение метода кластеризации для определения типа дна в мелководных районах арктического шельфа по данным о потерях при распространении низкочастотного звука.....	202
Исследование звукового поля в волноводе с боковыми отверстиями с помощью метода реверберационной матрицы	205
АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ	208

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

Лазерный синтез наночастиц рубина для фотопреобразования солнечного спектра

Айыыжы К.О., Бармина Е.В., Раков И.И.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: aiyzyhy@phystech.edu

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-8-9

Для эффективного роста и высокой интенсивности фотосинтеза высших растений наиболее востребованная часть спектра солнечного излучения находится в красной области спектра от 600 до 780 нм. [1]. Для высших растений, выращиваемых в теплицах в зонах рискованного земледелия, фотопреобразование солнечного излучения в красную область позволит увеличить интенсивность света в этом диапазоне и, как следствие, повысить коэффициент эффективности фотосинтеза [2, 3]. Существующие покрытия на основе полупроводников (CdS, CdSe) или органических красителей являются преобразователями солнечного излучения в красную область. Однако эти покрытия не стабильны под действием солнечного света и быстро разрушаются. Материалы на основе рубина могут стать альтернативой этим преобразователям, так как рубин обладает высокой фотостабильностью и характеризуется фотолюминесценцией вблизи 695 нм. Целью работы являлось получение down-конверсионных нанокompозитов на основе наночастиц рубина.

В настоящей работе впервые были получены частицы рубина с различным содержанием Cr^{3+} (2–10 %) путем квазинепрерывного лазерного нагрева смеси промышленных микропорошков Al_2O_3 и Cr_2O_3 в воздухе. Полученные зерна рубина имеют средний размер 0,5–1 мкм. Установлено, что последующая импульсная лазерная фрагментация этих зерен в изопропанол приводит к уменьшению среднего размера зерен рубина до 300 нм. Полученные наночастицы рубина были импрегнированы в пленку фторполимера ЛФ-32 (LF-32). Этот тип полимера широко используется для покрытия теплиц и имеет собственный диапазон длин волн преобразования солнечного света в видимой области (350–550 нм). Карта фотолюминесценции нанокompозита фторполимера ЛФ-32 с наночастицами рубина (рис. 1) демонстрирует как пики фотолюминесценции полимера

ЛФ-32 в диапазоне 350–550 нм, так и пики фотолюминесценции рубина в области 700 нм. Следовательно, полученные фотостабильные нанокомпозиты на основе наночастиц рубина являются down-конверсионными покрытиями в видимой области спектра и являются перспективной заменой существующим материалам для покрытий теплиц.

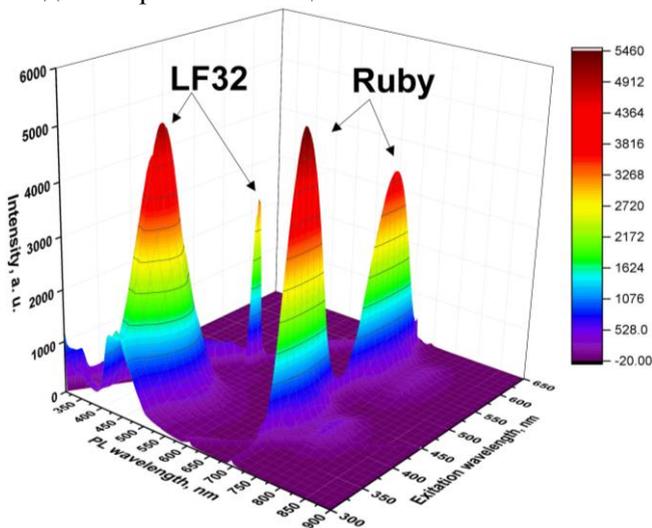


Рис. 1. Карта фотолюминесценции наночастиц рубина во фторполимерной пленке ЛФ-32.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (075-15-2022-315) на организацию и развитие научно-исследовательского центра мирового уровня «Фотоника» и стипендии Президента Российской Федерации для молодых учёных и аспирантов (СП-1006.2021.1). Авторы признательны д.ф.-м.н. Шафееву Г.А. за постановку научной задачи и обсуждение результатов.

1. Powles S.B. Annual review of plant physiology, 1984, **35**, 15-44.
2. Simakin A.V. et al. Applied Sciences, 2020, **10** (22), 8025.
3. Gudkov S.V. et al. J. of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 2020, **213**, 112056.

Численное моделирование мощных оптических усилителей на основе тулиевого теллуритного многосердцевинного волокна на длине волны 2,3 мкм

Анашкина Е.А., Андрианов А.В.

*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук, Нижний Новгород*

E-mail: elena.anashkina@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-10-11

Разработка мощных лазерных источников на длине волны 2,3 мкм востребована для дистанционного зондирования и других приложений. Однако эта длина волны плохо освоена современными лазерами. Для получения излучения 100-Вт класса мощности на длине волны 2,3 мкм в нашей работе предлагается использовать одновременно каскадное лазерное усиление на длинах волн 2 и 2,3 мкм с коммерчески доступной диодной накачкой на длине волны 793 нм и рамановское усиление между сигнальными волнами в специальном теллуритном многосердцевинном волокне с десятью сердцевинами, легированными ионами тулия. Численно показано, что использование противофазной супермоды (с пространственными фазами, отличающимися на π в соседних сердцевинах) может обеспечить преобразование с эффективностью до 50 % от 793 нм накачки в 2,3 мкм волну. Схемы рассматриваемых процессов показаны на рис. 1. Рассчитанные моды волокна показаны на рис. 2.

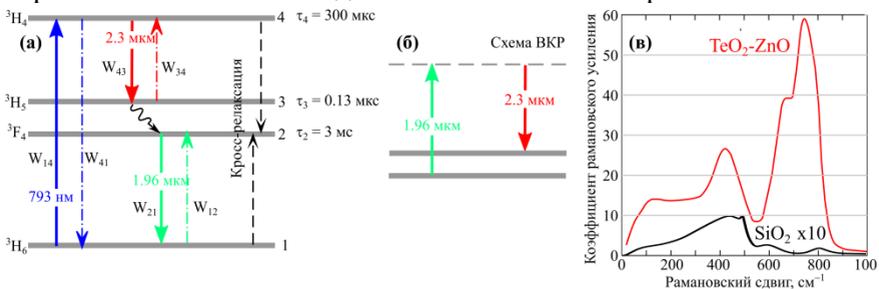


Рис. 1. Упрощенная схема энергетических уровней ионов тулия (а).
Схема вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) (б).
Спектры рамановского усиления в теллуритном и кварцевом стёклах (в).

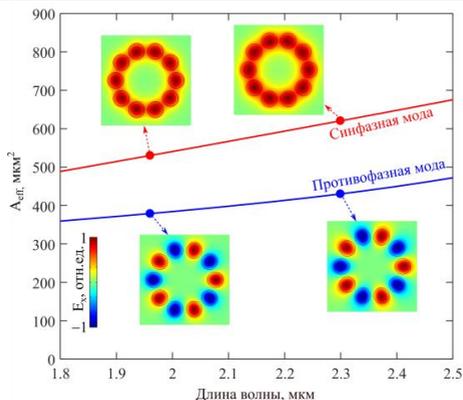


Рис. 2. Эффективные площади синфазной и противозазной супермод. На вставках показаны соответствующие распределения компонент электрических полей E_x на 1,96 и 2,3 мкм.

Учёт рамановского взаимодействия между сигнальными волнами позволяет достичь более эффективного преобразования накачки в волну на 2,3 мкм, чем без учёта рамановских процессов. При этом происходит почти полная передача энергии от волны на 1,96 мкм в волну на 2,3 мкм (рис. 3).

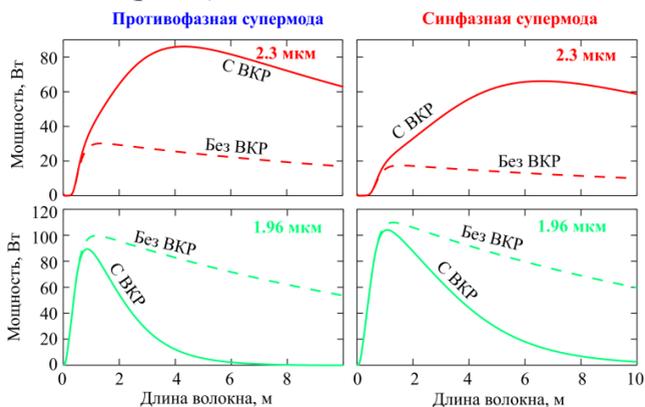


Рис. 3. Зависимости лазерных мощностей от длины волокна рассчитанные с/без ВКР для мощности накачки 200 Вт.

Работа поддержана грантом РФФ 23-12-00248.

Моделирование квантрона с импульсной поперечной диодной накачкой и активным элементом $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$

Галюк К.А., Овчаренко Б.Д., Букин В.В.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: karina272001@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-12-14

Разработка математической модели квантрона (лазерного модуля) с импульсной поперечной диодной накачкой дает возможность решать задачи оптимизации конструкции квантрона: получение необходимых распределений поглощенной мощности излучения накачки в сечении активного элемента (АЭ) и повышение эффективности преобразования мощности излучения накачки в мощность поглощенного излучения в АЭ; создание динамической модели процесса накачки при проектировании лазерных систем со сложным механизмом работы. В данной работе представлены результаты исследований, направленных на разработку модели оптической накачки АЭ в составе квантрона и создание численной модели расчета коэффициента усиления АЭ. Целью данной работы является повышение эффективности и создание математической модели квантрона с поперечной диодной накачкой.

В данной работе рассматриваются квантроны, разрабатываемые в ИОФ РАН, где в качестве источника излучения накачки применяются лазерные диодные решетки (ЛДР) производства НПП «Инжект». Для выбора параметров модели данного источника были проведены эксперименты по измерению пространственного распределения плотности мощности излучения ЛДР. Разработана модельная функция, с помощью которой на основе пространственного распределения плотности мощности излучения ЛДР определены угловые параметры данного излучения: углы расходимости излучения ЛДР по медленной и быстрой осям. В программе численного моделирования ZEMAX методом трассировки лучей получены пространственные распределения поглощенной мощности по сечению АЭ. Для определения численной модели коэффициента усиления АЭ проведен ряд экспериментов: измерение коэффициента усиления слабого сигнала АЭ (режим усиления) и измерение порога генерации

лазерного импульса (режим свободной генерации). Экспериментально измерены зависимости коэффициента усиления слабого сигнала от времени в режиме усиления, зависимости энергии и временные профили выходного пучка в режиме свободной генерации для различных амплитуд импульса тока накачки ЛДР.

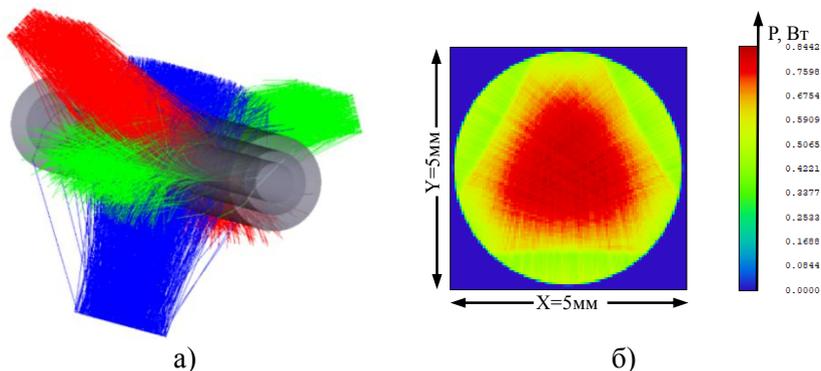


Рис. 1. Математическая модель трехлучевой накачки АЭ в ZEMAX: общий вид оптической 3D модели (а); распределение поглощенной мощности излучения накачки по сечению АЭ (б).

Для моделирования характеристик поглощения АЭ используются справочные данные спектра поглощения Nd:YAG с концентрацией примесных ионов Nd^{3+} . Для создания модели ЛДР экспериментально измерено спектральное распределение плотности мощности излучения ЛДР. С целью моделирования процесса оптической накачки с учетом влияния различных температур и возможных разбросов характеристик излучения в пределах партии ЛДР модель позволяет изменять центральную длину волны и ширину спектра излучения.

С разработанной моделью квантрона проведена серия численных экспериментов, направленная на оптимизацию конструкции квантронов с целью повышения эффективности поглощения излучения накачки в АЭ, изменяя диаметр и толщину трубки протока охлаждающей жидкости, расстояние между АЭ и ЛДР, концентрацию ионов Nd^{3+} в АЭ и добавляя различные конфигурации отражателей излучения накачки, непоглощенного в АЭ. На основе полученных результатов ведется разработка макета квантрона с

эффективностью преобразования мощности накачки в поглощенную мощность в АЭ на $\sim 20\%$ выше, чем у изделий исходной конструкции.

Поляризованная люминесценция резонансных переходов висмутовых активных центров в фосфоросиликатных стеклах в ближнем ИК

Елопов А.В.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Москва*

E-mail: saelopov@yandex.ru

DOI: 10.24412/ci-35673-2023-1-15-17

Обнаружена и измерена поляризованная люминесценция (ПЛ) висмутовых активных центров (ВАЦ) в фосфоросиликатных стеклах, легированных висмутом, при возбуждении на длине волны 1240 нм. Рассчитан спектр степени поляризации ПЛ и проведен его анализ. Целью исследования являлось изучение поляризационных свойств ВАЦ.

В качестве образцов использовали оптоволоконные преформы цилиндрической формы, изготовленные методом MCVD. Сердцевина состояла из фосфоросиликатного стекла, легированном висмутом $\text{Bi:SiO}_2\text{-P}_2\text{O}_5$, а оболочка — из кварцевого (SiO_2). Внешний диаметр заготовок составлял 6–9 мм, диаметр сердцевины — 1 мм. Концентрация ВАЦ в преформах оценивалась по потерям, наблюдаемым в световодах, вытянутых из данных преформ, и находилась в пределах возможности получения генерации лазерного излучения в указанных оптических волокнах. Различие в диаметрах и в концентрации не влияло на степень поляризации ПЛ в пределах оцениваемого диапазона.

ПЛ измерялась, используя общепринятую L-схему, подробно описанную в [1]. Возбуждение образцов производилось линейно поляризованным излучением от лазерного диода с длиной волны 1240 нм, поляризация которого контролировалась поворотом призмы Глана. Составляющие люминесценции, соответствующие вертикальному или горизонтальному состоянию поляризации, выделялись посредством пропускания люминесцентного света через поляризатор.

При накачке на длине волны 1240 нм возбуждается два типа ВАЦ в фосфоросиликатном стекле: висмутовые активные центры, ассоциированные с фосфором (ВАЦ-Р) и ассоциированные с кварцем

(ВАЦ-Si) [2]. Пик люминесценции ВАЦ-Р в данном случае находится на длине волны 1300 нм, а у ВАЦ-Si — на длине волны 1400 нм.

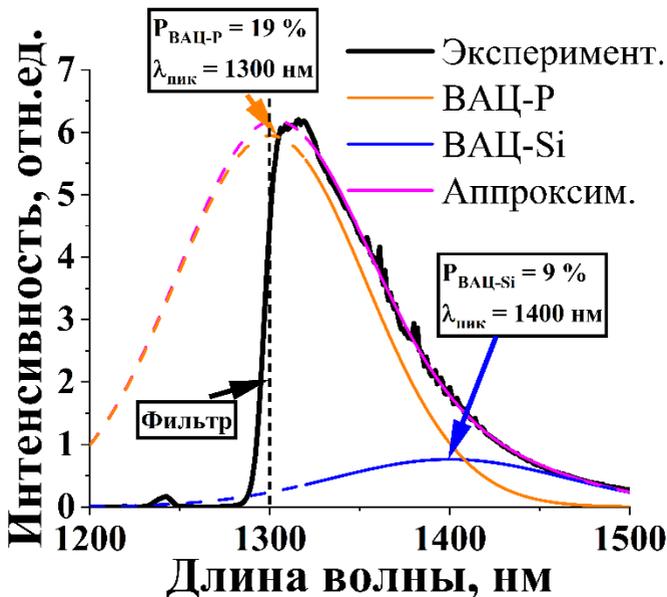


Рис. 1. Спектр ПЛ при накачке на длине волны 1240 нм. ВАЦ-Р и ВАЦ-Si — функции Гаусса, соответствующие спектральным компонентам обоих типов ВАЦ. Аппроксимация — сумма функций Гаусса. Фильтр — длина волны отсечки длинноволнового светофильтра.

Раскладывая спектр ПЛ на две функции Гаусса, можно получить спектральные компоненты каждого из типов ВАЦ (рис. 1). ПЛ каждого типа ВАЦ обладает разными степенями поляризации. Учитывая вклад каждой спектральной компоненты в общий спектр ПЛ, можно рассчитать степени поляризации ПЛ каждого из типов ВАЦ. Путем аппроксимации экспериментально полученного спектра степени поляризации (рис. 2), используя (1) из [3], были определены степени поляризации ПЛ ВАЦ-Р и ВАЦ-Si:

$$P(\lambda) = \frac{K_{\text{ВАЦ-Р}}(\lambda)P_{\text{ВАЦ-Р}} + K_{\text{ВАЦ-Si}}(\lambda)P_{\text{ВАЦ-Si}}}{K_{\text{ВАЦ-Р}}(\lambda) + K_{\text{ВАЦ-Si}}(\lambda)}, \quad (1)$$

где $K_{\text{ВАЦ-Р}}(\lambda)$ и $K_{\text{ВАЦ-Si}}(\lambda)$ (λ) — функции Гаусса спектральных компонент ВАЦ-Р и ВАЦ-Si, $P_{\text{ВАЦ-Р}}$ и $P_{\text{ВАЦ-Si}}$ — степени поляризации

люминесценции соответствующих спектральных компонент, $P(\lambda)$ — суммарная степень поляризации люминесценции обеих спектральных компонент.

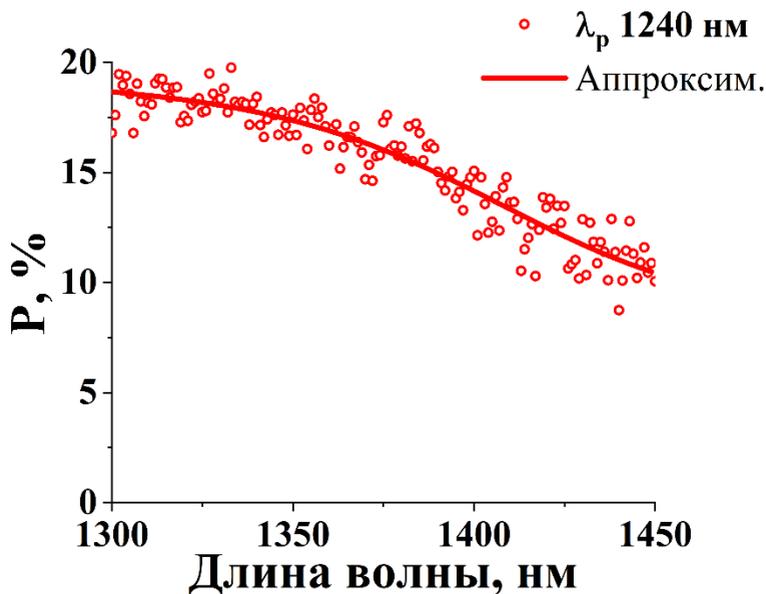


Рис. 2. Спектр степени поляризации люминесценции.

Полученные степени поляризации люминесценции ВАЦ–Р и ВАЦ–Si при накачке на 1240 нм составили $P_{\text{ВАЦ-Р}} = 19\%$ и $P_{\text{ВАЦ-Si}} = 9\%$. Таким образом, можно утверждать, что поляризационные эффекты в ВАЦ–Р существенно сильнее, нежели в ВАЦ–Si.

1. J. Lakowicz. Fluorescence Anisotropy, in: J. Lakowicz (Eds.) Principles of Fluorescence Spectroscopy, Springer, New-York, 2006, p. 353-382.
2. Bufetov I.A., et al, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2014. **20**. 111-125.
3. П.П. Феофилов. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, первое издание, Государственное издательство физико-математической литературы. Москва, 1959

Численное моделирование гибридной микроструктуры наноалмаз-фотонный кристалл на брэгговском отражателе

Живописцев А.А.^{1,2}, Ромшин А.М.¹

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

2- Национальный исследовательский университет
 «Высшая школа экономики», Москва

E-mail: azh253@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-18-20

В последние десятилетия наблюдается активное развитие оптических квантовых сетей в направлении обработки и передачи информации [1, 2]. В их основе лежат источники одиночных фотонов (ИОФ), удовлетворяющие требованиям высокой спектральной чистоты, яркости и направленности излучения. Среди прочих кандидатов на роль ИОФ алмазные центры окраски «кремний-вакансия» (SiV-центр) хорошо удовлетворяют этим критериям. Обладая узкой бесфононной линией (БФЛ), высокой спектральной и временной стабильностью, SiV-центры являются перспективными фотонными излучателями [3]. Существенно улучшить эмиссионные свойства можно путем размещения излучателей в микрорезонаторах с высокой добротностью Q и малым модовым объемом V . В таких структурах согласно эффекту Парселла скорость спонтанных переходов эмиттера может быть повышена в $F_p = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda_{em}}{n}\right)^3 \frac{Q}{V}$ раз за счет увеличения локальной плотности оптических состояний.

В настоящей работе были численно исследованы оптические свойства новой микроструктуры «наноалмаз в двумерном фотонном кристалле на брэгговском отражателе» (рис. 1а). Фотонный кристалл (ФК) представляет собой периодическую гексагональную решетку цилиндрических углублений в слое Ta_2O_5 , находящуюся на поверхности брэгговского отражателя, который состоит из чередующихся слоев Ta_2O_5 и SiO_2 толщиной $\frac{\lambda}{4n}$. Пропущенные углубления в центральной области на рис. 1а формируют микрорезонатор, куда помещается наноалмаз, модельно представленный шаром с диаметром 100 нм. В качестве эмиттера используется дипольный источник, имитирующий SiV-центр, а именно — излучающий на длине волны 738 нм со спектральной

шириной ~ 6 нм. Расчет и оптимизация геометрии микроструктуры осуществлялась методом конечных разностей во временной области (FDTD) в программном пакете Lumerical.

На первом этапе исследований оптимизировались параметры углублений ФК с целью получения добротного резонанса на длине волны 738 нм. Для этого изменялся их период d и радиус r , толщина слоя оксида тантала выбиралась равной $\frac{\lambda}{n} \sim 350$ нм. Было обнаружено, что $d = 285$ нм и $r = 100$ нм соответствуют максимальной наблюдаемой добротности $Q \sim 4000$. Распределение электрического поля в микрорезонаторе для этих параметров показано на рис. 1(б–в), исходя из чего может быть рассчитан модовый объем $V_{eff} \sim 0,3 \cdot \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3 \sim 10^7$ нм³ и теоретически оценен фактор Парселла $F_p \sim 10^3$.

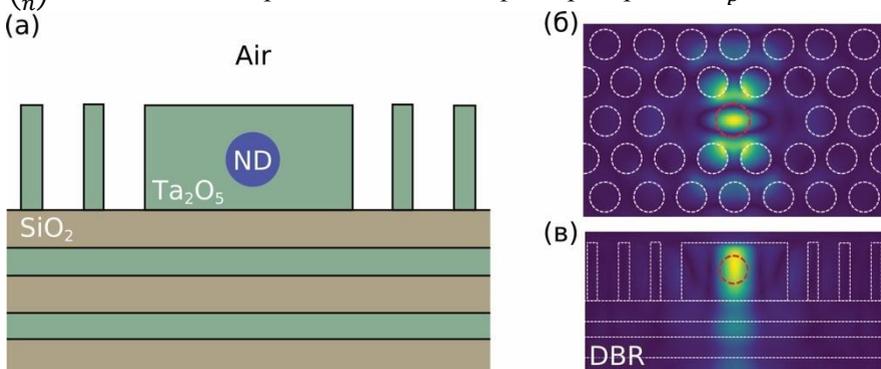


Рис. 1. Схематичное изображение исследуемой микроструктуры (а).

Распределение электрического поля в плоскости фотонного кристалла (б) и в оптической плоскости (в).

Белые пунктирные линии разграничивают разные материалы (Ta₂O₅, SiO₂, воздух), красная пунктирная линия соответствует наноалмазу.

На следующем этапе исследовались эмиссионные характеристики дипольного источника в зависимости от его поляризации в сравнении с алмазной частицей на стеклянной подложке. Для этого нами было проанализировано распределение интенсивности в дальнем поле, сходящееся в апертуру объектива $NA = 0,7$ (рис. 2а). Максимальное усиление сигнала в ~ 32 раза достигается при параллельной микрорезонатору ориентации диполя. При этом распределение интенсивности дальнего поля

сфокусировано в узком телесном угле с величиной раствора проекции $\sim 20^\circ$, что допускает использование низкоапертурных оптических элементов.

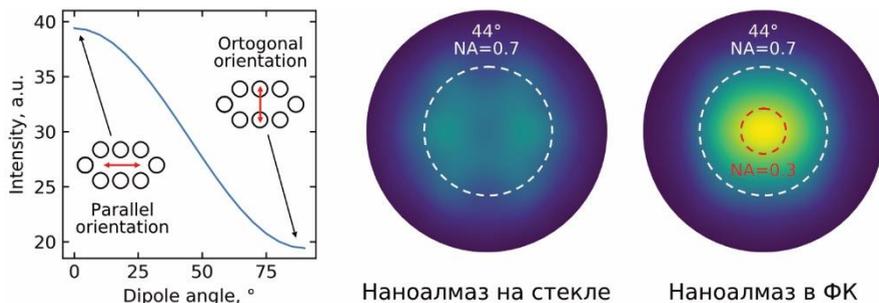


Рис. 2. Зависимость регистрируемой в дальнем поле интенсивности в числовую апертуру $NA = 0,7$ от ориентации дипольного источника в микрорезонаторе (а). (При 0° диполь расположен параллельно оси микрорезонатора, при 90° — перпендикулярно).

Распределение дальнего поля для наноалмаза на стекле (б) и в микроструктуре (в).

Результаты проведенных расчетов демонстрируют перспективность предлагаемой микроструктуры в исследованиях механизмов усиления фотолюминесценции однофотонных эмиттеров в алмазе. В дальнейшем планируется апробация приближения в экспериментах с одиночными центрами «кремний-вакансия» в НРНТ-наноалмазах размером 100 нм.

Работа поддержана грантом РФФ 22-19-00324.

1. Kimble H.J. Nature. 2008. **453**. 1023-1030.
2. Lo H.-K., Curty M., Tamaki K. Nat. Photonics. 2014. 8. 595-604.
3. Vlasov I.I., Barnard A.S., Ralchenko V.G., et al. Advanced Materials. 2009. 21(7). 808-812.

Мониторинг слоёв дыма в верхней тропосфере с использованием многоволнового флуоресцентного лидара

Касьяник Н.И.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: kasnik46@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-21-23

В последнее десятилетие исследование распространения дымовых шлейфов становится все более актуальным, вследствие увеличения частоты возникновения лесных пожаров. Дым характеризуется высоким сечением флуоресценции и может надежно регистрироваться флуоресцентным лидаром. В предыдущих исследованиях [1, 2] флуоресцентные лидарные измерения проводились лишь в достаточно узком спектральном диапазоне (440–480 нм), что затрудняет идентификацию частиц дыма в условиях высокой влажности (интенсивного гигроскопического роста). Измерение флуоресценции в нескольких спектральных диапазонах позволяет идентифицировать слои дыма даже внутри облаков. В 2022 году в ЦФП ИОФ РАН была создана лидарная система, измеряющая флуоресценцию в пяти спектральных диапазонах. Центральные длины волн и ширины полос пропускания каналов флуоресценции равны, соответственно: 438 и 29 нм, 472 и 32 нм, 513 и 29 нм, 560 и 40 нм и 614 и 54 нм [3]. В данном докладе представлены результаты, полученные с использованием этого лидара в 2023 году во время лесных пожаров в Канаде, дымовые шлейфы от которых проходили над Москвой.

Флуоресцентный лидар использует Nd:YAG лазер с энергией импульса 80 мДж на длине волны 355 нм и частотой повторения 20 Гц. Рассеянный свет собирается ньютоновским телескопом с апертурой 40 см, а лидарные сигналы с фотодетекторов оцифровываются регистраторами с разрешением по высоте 7,5 м как в режиме аналогового сигнала, так и в режиме счёта фотонов. Измерения проводились под углом 48° к горизонту.

Коэффициенты экстинкции α_{355} и обратного рассеяния β_{355} аэрозоля рассчитываются из сигналов упругого и комбинационного (рамановского) рассеяния света, как описано в [1, 2]. Коэффициент обратного рассеяния флуоресценции β_{Fl} рассчитывается из отношения

сигнала флуоресценции к сигналу рамановского рассеяния азота на длине волны 387 нм. Следует отметить, что β_{FL} является интегралом обратного рассеяния флуоресценции по полосе пропускания фильтра D_λ . Чтобы сравнить β_{FL} в разных каналах флуоресценции, мы вычисляем средние величины для спектрального интервала $V_\lambda = \beta_{FL}/D_\lambda$, (спектральный коэффициент флуоресценции).

На рис. 1 и 2 представлены результаты измерения атмосферного аэрозоля, проведённые в ночь с 15 на 16 мая 2023 года. На цветных картах видны слои дыма, характеризующиеся сильной флуоресценцией, на высотах 5, 7 и 10 км.

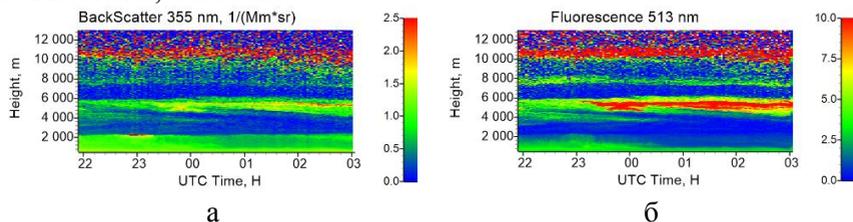


Рис. 1. Пространственно-временные распределения коэффициента обратного рассеяния β_{355} (а), коэффициента обратного рассеяния флуоресценции β_{F513} (б) (в $10^{-4} \text{ Мм}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$)

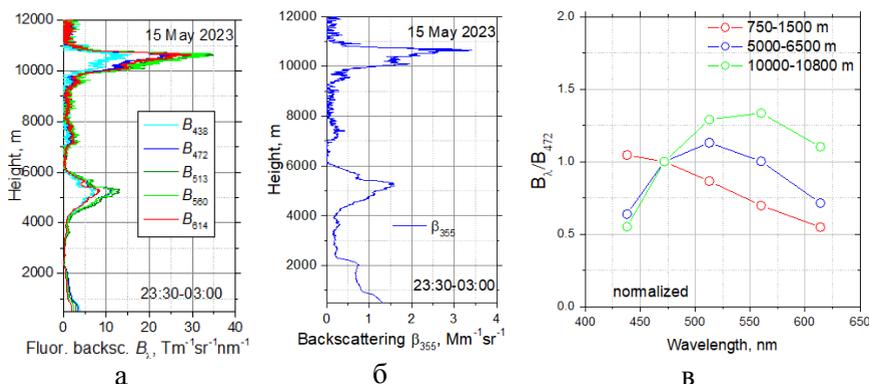


Рис. 2. Вертикальные профили спектральных коэффициентов флуоресценции B_{437} , B_{472} , B_{513} , B_{560} , B_{614} (в $10^{-4} \text{ Мм}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{нм}^{-1}$) (а), коэффициента обратного рассеяния β_{355} (б), а также спектр флуоресценции в диапазонах высот 750–1500, 4500–5500, 10000–10800 м (в). (величины B_λ нормализованы на B_{472}).

Профили флуоресцентного рассеяния на рис. 2 демонстрируют, что слои дыма надежно регистрируются до высот 11 км. Спектр флуоресценции изменяется с высотой. Внутри пограничного слоя флуоресценция монотонно спадает в длинноволновой области спектра. Однако, в слоях дыма максимум флуоресценции наблюдается в зеленой области спектра.

Приведенные результаты подтверждают высокую эффективность флуоресцентной методики и будут использованы для анализа временной эволюции параметров дыма в период лесных пожаров весной и летом 2023.

Автор выражает благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. Веселовскому И.А. и к.т.н. Коренскому М.Ю. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждении результатов.

1. Veselovskii I., Hu Q., Goloub P., et al. *Atmos. Meas. Tech.* 2020. **13**. 6691-6701.
2. Veselovskii I., Hu Q., Goloub P., et al. *Atmos. Meas. Tech.* 2022. **15**. 4881-4900.
3. Veselovskii I., Kasianik N., Korenskii M., et al. *Atmos. Meas. Tech.* 2023. **16**. 2055-2065.

**Вынужденное комбинационное рассеяние
с комбинированным сдвигом частоты
в кристаллах $\text{Sr}(\text{MoO}_4)_{1-x}(\text{WO}_4)_x$
при накачке лазерными импульсами длительностью 0,25–6 пс**

Кочуков Ю.А.^{1,2}, Терещенко Д.П.¹

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

E-mail: kochukovura@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-24-26

В настоящее время создание эффективных преобразователей ультракоротких лазерных импульсов посредством процесса вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света является непростой задачей. В работах [1–3] при накачке кристаллов фемтосекундными импульсами первостепенную роль в уширении спектра занимало не ВКР преобразование, а конкурирующие и подавляющие его нелинейные явления, такие как фазовая самомодуляция и генерация суперконтинуума.

Еще одной проблемой является влияние несоответствия групповых скоростей между импульсами накачки и ВКР-излучения. Эффективная длина нелинейного взаимодействия L_{int} ограничена дисперсионным разбеганием, которое при субпикосекундной длительности импульса происходит при $L_{int} < 10$ мм в кристаллах [1]. Следовательно, требуется значительное увеличение интенсивности импульсов накачки, что приводит к конкурирующим нелинейным явлениям. Решить проблему можно с помощью chirпирования импульса накачки, что не только увеличивает L_{int} , но и позволяет скомпенсировать действие конкурирующих нелинейных явлений.

В настоящей работе представлены результаты исследования возможности получения ВКР-излучения при субпикосекундной накачке в различных кристаллах с шеелитоподобной структурой $\text{Sr}(\text{MoO}_4)_{1-x}(\text{WO}_4)_x$. В данных кристаллах возможно участие в процессе ВКР не только первичных (высокочастотных $\nu_1 = 888 \text{ см}^{-1}$), но и вторичных (низкочастотных $\nu_2 = 327 \text{ см}^{-1}$) колебательных мод, обеспечивающих комбинированный сдвиг частоты [4].

Были исследованы три образца: базовый кристалл SrMoO_4 длиной 58 мм, а также два однофазных твердых раствора на его основе

— $\text{Sr}(\text{MoO}_4)_{0,8}(\text{WO}_4)_{0,2}$ и $\text{Sr}(\text{MoO}_4)_{0,5}(\text{WO}_4)_{0,5}$ длиной по 70 мм. Все образцы имели высокое оптическое качество и были выращены методом Чохральского в Институте общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук.

Добавление аниона $(\text{WO}_4)^{2-}$ в состав кристалла приводит к увеличению интенсивности и спектральной ширины второй моды внутренних колебаний анионов в сравнении с базовым кристаллом SrMoO_4 благодаря близости центральных частот для анионов $(\text{MoO}_4)^{2-}$ и $(\text{WO}_4)^{2-}$ [5].

В качестве источника накачки использовался иттербиевый фемтосекундный волоконный лазер ANTAUS (ООО «АВЕСТА», Россия) с длиной волны $\lambda_0 = 1030$ нм. Энергия лазерного импульса составляла 40 мкДж при частоте повторения 10 Гц. Длительность лазерного импульса накачки регулировалась от 0,25 до 6 пс путём положительного или отрицательного чирпирования с помощью компрессора лазера накачки. Лазерный пучок накачки фокусировался в центр образцов с помощью линзы с фокусным расстоянием $f = 8$ см. На выходе кристалла излучение коллимировалось линзой с фокусным расстоянием $f = 9$ см.

Спектр излучения измерялся лабораторным спектрометром на основе дифракционной решетки (600 штрихов на мм) и линейного датчика изображения HAMAMATSU InGaAs серии G11476-256WB (950–2550 нм) со спектральным разрешением 4 нм.

На рис. 1 представлены спектры, полученные при исследовании кристаллов SrMoO_4 и $\text{Sr}(\text{MoO}_4)_{0,8}(\text{WO}_4)_{0,2}$, для двух длительностей импульса накачки: а) 3 пс, б) 6 пс.

Данные спектры получены при отрицательном чирпировании импульса накачки, которое оказалось оптимальным.

Из полученных результатов видно, что происходит генерация ВКР-излучения на нескольких длинах волн:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= (\lambda_0^{-1} - \nu_2)^{-1} = 1064 \text{ нм}, \\ \lambda_2 &= (\lambda_0^{-1} - \nu_1)^{-1} = 1134 \text{ нм}, \\ \lambda_3 &= (\lambda_0^{-1} - \nu_1 - \nu_2)^{-1} = 1177 \text{ нм}, \\ \lambda_4 &= (\lambda_0^{-1} - 2\nu_1)^{-1} = 1261 \text{ нм}.\end{aligned}$$

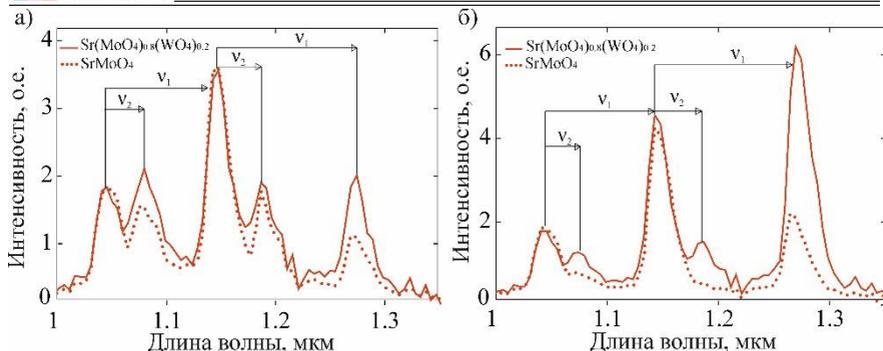


Рис. 1. ВКР-спектры кристаллов SrMoO_4 и $\text{Sr}(\text{MoO}_4)_{0,8}(\text{WO}_4)_{0,2}$ при различных длительностях импульса: 3 пс (а), 6 пс (б).

Использование твёрдого раствора привело к увеличению интенсивности генерации ВКР-излучения с низкочастотным сдвигом на второй колебательной моде в сравнении с базовым кристаллом SrMoO_4 . Если для длительности импульса накачки 3 пс наблюдается только незначительное усиление генерации первой ВКР компоненты с низкочастотным сдвигом, то для длительности импульса накачки 6 пс можно наблюдать генерацию компонент с низкочастотным сдвигом, которые в базовом кристалле SrMoO_4 при данной длительности импульса отсутствуют.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н. Сметанину С.Н. и Папашвили А.Г. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

Работа выполнена в рамках гранта РФФ № 22-22-00708.

1. Losev L.L., Song J., Xia J.F., et al. Opt. Lett. 2002. **27**, 2100–2102.
2. Mazhar S.F.B., Meyer H.J., Samuels T., et al. Appl. Opt. 2020. **59**, 5252–5257.
3. Kinyaevskiy I., Kovalev V., Danilov P., et al. Opt. Lett. 2021. **46**, 697–700.
4. Yoneda H., Zhang J., Tang D.Y., et al. Laser Phys. Lett. 2015. **12**, 085801.
5. Терещенко Д.П., Сметанин С.Н., Папашвили А.Г. и др., ЖТФ. 2023. **93**, 488–494.

Получение оптических вихрей в сегментированных спиральных волноводах, записанных в кварцевом стекле

Лихов В.В., Алагашев Г.К.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Москва*

E-mail: vladislav-likhov@fo.gpi.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-27-29

Оптические вихри — это световые пучки, которые имеют ненулевой орбитальный угловой момент (ОУМ). Они могут быть использованы для передачи информации и изучения квантовых явлений. Такие пучки получают различными методами, среди которых использование спиральных фазовых пластин, дифракционных решеток или голограмм [1]. Такой способ получения оптических вихрей, как прямая лазерная запись трёхмерных винтовых линий, уже был продемонстрирован экспериментально в кристалле ИАГ [2] и интересен перспективой генерации оптических вихрей непосредственно в волоконных световодах, без использования объёмной оптики.

В стандартной поперечной схеме лазерной записи волноводных структур проявляется азимутальная неоднородность, которая разрушает «чистое» вихревое состояние. Эта неоднородность проявляется сильнее при записи в кварцевом стекле, чем в кристалле ИАГ [3]. Для устранения азимутальной неоднородности была предложена запись сегментированных спиральных волноводов (рис. 1), т.е. волноводов с периодической азимутальной модуляцией показателя преломления (ПП). Для таких волноводов условия синхронизма налагают на топологический заряд отражённого вихря зависимость от параметров модуляции, что необходимо для соблюдения закона сохранения момента импульса [3].

Были записаны три волновода, параметры которых приведены в таблице 1. Все волноводы записывались лазером с длиной волны 1030 нм, энергией импульса 2 мкДж и длительностью импульса 180 фс. Запись производилась в образце кварцевого стекла марки КВ на глубине 200 мкм. Длина волноводов составляла 11 мм, а шаг спирали выбирался таким образом, чтобы брэгговский резонанс находился в области 1550 нм, в пределах телекоммуникационного

С-диапазона. Увеличение показателя преломления в витках составляло приблизительно 10^{-4} .



Рис. 1. Фотография торца сегментированного спирального волновода.

Порядок брэгговского отражения p определяется по формуле:

$$p\lambda = 2nA, \quad (1)$$

где λ — резонансная длина волны в мкм; A — шаг спирали в мкм; n — показатель преломления.

Таблица 1.

Параметры волноводов			
Номер волновода	Диаметр, мкм	Шаг спирали A , мкм	Брэгговский порядок p , безразмерн.
1	25	1,6	3
2	25	1,06	2
3	40	1,06	2

Условие орбитального фазового синхронизма, которое является частным случаем закона сохранения момента импульса, определяется следующим выражением:

$$\Delta q = p - m,$$

где Δq — изменение ОУМ пучка при отражении, m — основная гармоника разложения модуляции ПП по углу в ряд Фурье. У всех волноводов оболочка состояла из трёх сегментов ($m = 3$).

Волновод 1 был одномодовым и имел резонансный пик в спектре отражения. Если брэгговский порядок и порядок модуляции ПП совпадает, брэгговское отражение направляется в основную моду с нулевым ОУМ ($p - m = 3 - 3 = 0$).

В случае изменения брэгговского порядка решётки при сохранении азимутального порядка (волновод 2) пиков в спектре

отражения не наблюдается. Это объясняется тем, что по условию углового синхронизма отражённое излучение должно распространяться в высшей моде, имеющей значительные потери в записанном нами одномодовом волноводе.

При увеличении диаметра волновода (волновод 3) и увеличении его способности поддерживать высшие моды, в спектре отражения появляется резонансный пик, а на интерферограмме отраженного излучения видна спираль из одного витка (рис. 2 (а)). В случае наклонного падения опорного пучка, на интерферограмме видна характерная «вилка» с одной вклиненной полосой (рис. 2 (б)). Это подтверждает, что отражённый пучок имеет ОУМ, равный единице, что совпадает с предсказанием на основе формулы углового синхронизма ($p - m = 3 - 2 = 1$).

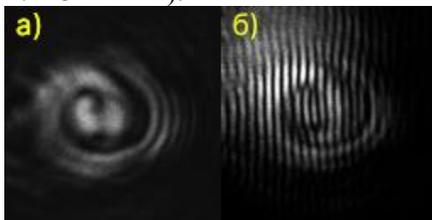


Рис. 2. Интерференция отраженного от волновода 3 света в дальнем поле для этого волновода на длине волны брэгговского резонанса при прямом (а) и наклонном (б) падении опорного пучка.

Подтвержденная экспериментально зависимость топологического заряда ОУМ-пучка от модуляции показателя преломления по углу не только интересна с теоретической точки зрения, но и позволит, в перспективе, управлять зарядом отражённого вихря в волоконных световодах без изменения шага спирали.

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н. Васильеву С.А., а также к.ф.-м.н. Охримчуку А.Г. за плодотворные консультации и помощь в подготовке публикации.

1. Shen Y., Wang X., Xie Z., et al. Light Sci. Appl. 2019, **8**(1), 90.
2. Okhrimchuk A.G., Likhov V.V., Vasiliev S.A., Pryamikov A.D., J. Light. Technol. 2022, **40**(8), 2481-2488.
3. Лихов В.В., Васильев С.А., Алагашев Г.К., Семенов С.Л., Охримчук А.Г., Квантовая электроника. 2022, **52**(11), 1001-1006.

**Оптимизация комплекса для измерения
динамики насыщения поглощения
в двухмикронном спектральном диапазоне**

Лобанов А.И., Филатова С.А., Трикшев А.И., Камынин В.А.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: lobanov.a.i@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-30-32

Использование насыщающихся поглотителей как метод реализации режимов синхронизации мод или модуляции добротности [1, 2] вызывает большой интерес для изучения. Учитывая всё многообразие насыщающихся поглотителей, их свойства, такие как порог разрушения, пропускные характеристики и времена релаксации, имеют самые разные значения, что усложняет задачу измерения их оптических свойств. Поэтому был разработан автоматический универсальный комплекс для измерения динамики насыщения поглощения, способный учитывать свойства конкретного материала.

Принципиальная схема комплекса представлена на схеме (рис. 1). В качестве источника ультракоротких импульсов использован гольмиевый волоконный лазер, работающий в режиме синхронизации мод [3] (центральная длина волны излучения 2080 нм, длительность импульсов до 2 пс, частота следования 19 МГц). Основной компонентой комплекса является акустооптический модулятор (АОМ). АОМ по заданной огибающей формирует цуг импульсов с равной амплитудой из ослабленного первым электронно-управляемым аттенуатором сигнала. Ослабление необходимо для контроля амплитуды импульсов в системе. Форма и частота следования цуга импульсов определяются формой электрического сигнала, поступающего с генератора электрических импульсов произвольной формы. Часть сигнала от источника отводится на запускающий фотодетектор, который связан с генератором для синхронизации их работы. Промодулированный сигнал делится оптическим делителем (50/50) на два канала: тестовый и опорный. Тестовый канал содержит исследуемый образец, а опорный содержит оптическую линию задержки. Далее сигналы с каналов сводятся в делитель и уже суммарный сигнал попадает на управляемый аттенуатор, который предназначен для сохранения линейного режима

работы принимающего фотодетектора. Сигнал с этого детектора анализируется компьютером посредством осциллографа. Также с помощью компьютера осуществляется контроль аттенуаторов и становится доступна корректировка профиля цуга импульсов за счет его связи с генератором произвольных электрических импульсов.

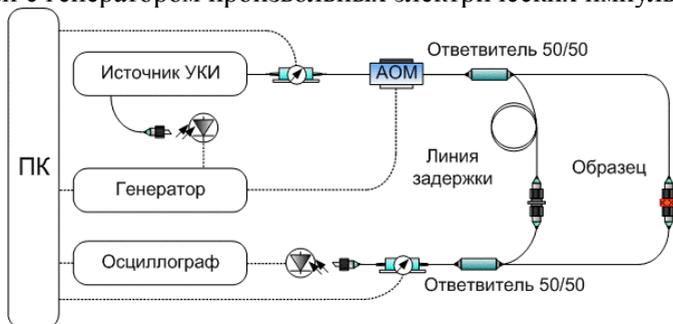


Рис. 1. Схема автоматического комплекса (волоконно-оптическое соединение обозначено сплошной линией, электрическое — пунктирной).

В результате работы комплекса в памяти компьютера образуется массив данных, который содержит информацию об уровнях сигнала двух каналов, один из которых содержит образец. Ввиду свойств насыщающегося поглотителя амплитуда импульсов тестового канала будет ниже амплитуды опорного. По отношению двух сигналов каналов, а также благодаря точной информации о коэффициентах аттенюации и деления можно восстановить характеристику нелинейного пропускания насыщающегося поглотителя в зависимости от значения энергии тестового излучения. Опирируя скажностью и частотой пакетов импульсов, можно регулировать тепловую нагрузку на исследуемые образцы.

В результате оптимизации был реализован воздушный тракт для объемных образцов, что увеличивает возможности измерений. Также была увеличена точность измерений путем увеличения объема обрабатываемых данных.

Работа выполнена на базе Научного центра мирового уровня «Фотоника» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№ 75-15-2022-315).

1. Jiang T. et al. Photonics Res. 2020. 8(1). 78-90.

2. Ma C. et al. Appl. Phys. Rev. 2019. 6(4). 041304.
3. Filatova S.A. et al. J. Opt. Soc. Am. B. 2018. 35(12). 3122-3125.

Исследование характеристик иттербиевого волоконного лазера, работающего в режиме переключения усиления на длине волны 1127 нм

Макеева А.Р.^{1,2}, Филатова С.А.¹, Камынин В.А.¹

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

2- Российский университет дружбы народов,

Институт физических исследований и технологий, Москва

E-mail: 89295598167a@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-33-35

Иттербиевые (Yb^{3+}) волоконные лазеры являются наиболее распространенными источниками лазерного излучения в спектральном диапазоне 980–1160 нм [1]. Реализованы разные конфигурации импульсных Yb волоконных лазеров с различными характеристиками выходного излучения. Однако одним из наиболее простых решений для получения наносекундных или микросекундных импульсов является использование метода переключения усиления (gain-switch) в волоконных лазерах [2].

В данной работе был разработан и исследован полностью волоконный Yb лазер, работающий в режиме переключения усиления на длине волны 1127 нм, с возможностью управления переключением усиления.

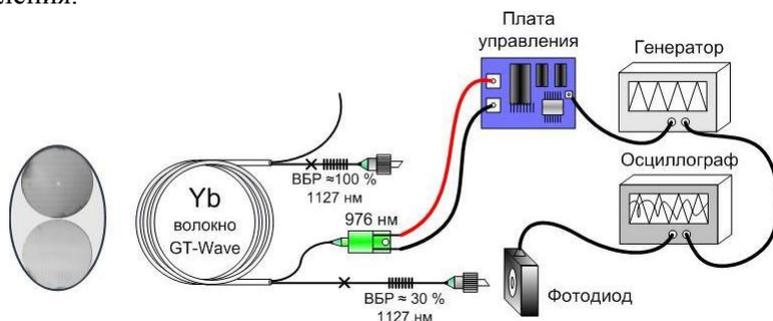


Рис. 1. Схема экспериментальной установки Yb волоконного (сечение волокна приведено на рис. слева) лазера, работающего в режиме переключения усиления на длине волны 1127 нм.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки Yb волоконного лазера, работающего в режиме переключения усиления на длине волны 1127 нм. Накачка иттербиевого лазера осуществлялась

полупроводниковым лазерным диодом с волоконным выходом, длиной волны излучения 976 нм и выходной мощностью до 27 Вт. В качестве активной среды использовалось оптическое GT-Wave волокно с многоэлементной оболочкой, легированное ионами Yb как показано на вставке слева на рис. 1. Длина Yb волокна в резонаторе составила около 5 м. Резонатор лазера был образован двумя волоконными брэгговскими решётками (ВБР), выполняющими функцию глухого и выходного зеркал с коэффициентами отражения $\approx 100\%$ и $\approx 30\%$, соответственно. Максимумы отражения обеих ВБР соответствовали длине волны 1127 нм. Для ввода излучения накачки в резонатор, а также для вывода непоглощённой части излучения, использовался пассивный (нелегированный) волновод GT-Wave волокна диаметром 125 мкм. Для реализации режима переключения усиления лазерный диод накачки был подключен к плате управления в связке с генератором, с помощью которого происходило управление параметрами модуляции тока лазерного диода (частота, форма импульса, амплитуда, длительность).

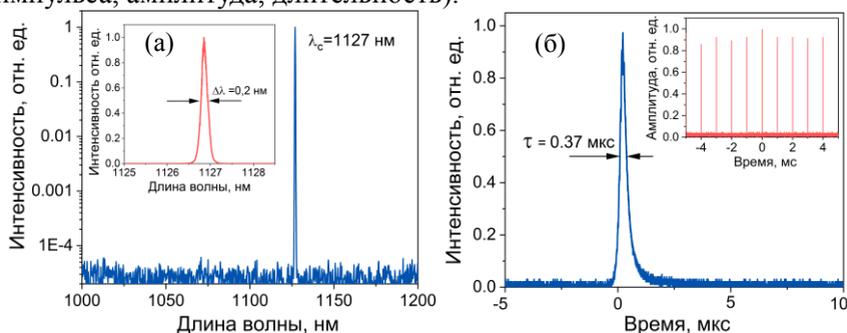


Рис. 2. Спектр излучения Yb лазера в разных масштабах (а); осциллограммы отдельного импульса и последовательности импульсов, следующих с частотой 1 кГц (на вставке) (б).

На рис. 2 (а) представлен спектр излучения Yb лазера. Длина волны генерации λ_c соответствовала максимумам отражения ВБР и составила 1127 нм, а ширина спектра на полувысоте $\Delta\lambda$ не превышала 0,2 нм. На рис. 2 (б) представлены полученные на выходе Yb лазера осциллограммы отдельного импульса и последовательности импульсов, следующих с заданной частотой 1 кГц. В данном случае ширина импульса на полувысоте составила $\tau \approx 0,37$ мкс, энергия импульса 6,2 мкДж, а пиковая мощность 12 Вт.

В работе был исследован Yb волоконный лазер, работающий в режиме переключения усиления на длине волны 1127 нм. Режим переключения усиления был реализован за счет модуляции полупроводникового диода накачки. Были исследованы параметры излучения Yb лазера в зависимости от параметров модуляции диода накачки.

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н. Рыбалтовскому А.А. из Научного центра волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН за изготовление и предоставление волоконных брэгговских решёток.

1. Addanki S., Amiri I.S., Yupapin P. Results Phys. 2018. **10**. 743-750.
2. Petkovšek R., Agrež V. Opt. Express. 2014. **22**(2). 1366.

Акустические моды оптических микрорезонаторов на основе кварцевого и теллуритного стёкол

Марисова М.П., Андрианов А.В., Анашкина Е.А.

*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук, Нижний Новгород*

E-mail: marisova.mariya@rambler.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-36-37

Оптические микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ) находят широкое применение в фундаментальных и прикладных задачах фотоники. Одним из динамично развивающихся направлений в этой сфере является исследование оптоакустических эффектов в системе, например, вынужденного рассеяния Мандельштамма-Бриллюэна (ВРМБ), оптически-стимулированной генерации акустических солитонов, а также создание фононных лазеров с оптической накачкой [1, 2]. Детальное рассмотрение механических мод микрорезонаторов может способствовать повышению эффективности указанных нелинейных процессов, в том числе, благодаря использованию новых материалов. Настоящая работа посвящена исследованию акустических свойств сферических микрорезонаторов с МШГ на основе различных стёкол: обычного кварцевого и специального теллуритного, отличающегося высоким коэффициентом ВРМБ-нелинейности.

Как и оптические моды, акустические моды микросфер бывают двух различных поляризации: t -моды (*поперечные*), соответствующие деформациям параллельно поверхности микросферы, и tl -моды (*поперечно-продольные*), имеющие ненулевую радиальную компоненту вектора деформации [3]. Моды также нумеруются тремя индексами: полярным $l \geq 0$, азимутальным m ($-l \leq m \leq l$) и радиальным $q \geq 1$. В случае микрорезонаторов идеальной сферической формы собственные частоты вырождены по m [3].

Для поиска собственных частот акустических мод микросфер была разработана конечно-элементная осесимметричная модель. Результаты расчётов показаны на рис. 1: рис. 1(а) иллюстрирует вид деформаций, соответствующих некоторым простейшим механическим модам, а на рис. 1(б) и рис. 1(в) показаны частоты

первых 20 мод (по возрастанию частоты) для микросфер из кварцевого и теллуритного стёкол.

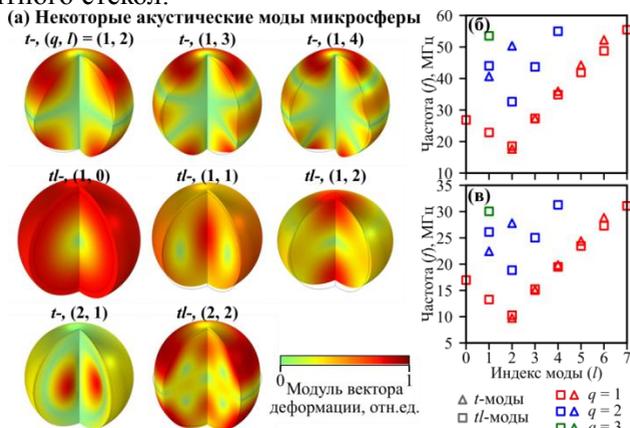


Рис. 1. Пространственное распределение модуля вектора деформации для некоторых механических мод микросферы и вид соответствующих деформаций в разрезе (а).

Рассчитанные собственные частоты механических мод для микросфер из кварцевого (б) и теллуритного (в) стёкол как функция полярного индекса моды l ; форма и цвет маркеров показывают поляризацию моды и величину радиального индекса q соответственно. На всех рисунках диаметр микросферы 170 мкм, $m = 0$.

Как видно из рис. 1(б) и (в), наименьшие частоты имеют следующие моды (по возрастанию частоты): t -мода с $l = 2$, tl -мода с $l = 2$ и tl -мода с $l = 1$. Радиально-симметричная мода с $l = 0$ оказывается четвёртой по частоте для кварцевого стекла, и шестой — для теллуритного стекла. Изменение порядка частот мод связано с принципиальным отличием акустических и оптических мод: поперечные и продольные скорости звука различны, и их соотношение зависит от выбора материала.

Работа поддержана грантом РНФ 20-72-10188П.

1. Zhang J. et al. Nature. 2021. **600**. 75-81.
2. Zhang J. et al. Nat. Photon. 2018. **12**. 479-484.
3. Sturman B. et al. J. Appl. Phys. 2015. **118**. 013102.

Факторы, ограничивающие пороговую мощность в иттербиевых конусных волоконных усилителях

Михайлов Е.К., Бобков К.К., Алешкина С.С.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Москва*

E-mail: egor.mikhailov@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-38-40

Распространенным средством микроструктурной обработки материалов являются волоконные усилители пикосекундных импульсов на основе световодов, легированных иттербием, с высокими значениями пиковой и средней мощностей. При увеличении мощности в волоконных усилителях развиваются нелинейные эффекты (НЭ), что препятствует масштабированию пиковой и средней мощностей. Применение световодов-конусов (СК), с изменяющимся по длине диаметром — многообещающий способ увеличения порога НЭ. С их помощью были одновременно достигнуты МВт пиковой и сотни Вт средней мощностей [1]. Также, в сравнении с альтернативами, СК малозатратны в производстве, совместимы со стандартными волоконными световодами и имеют низкие изгибные потери. Подобные преимущества позволяют создать дешевую и компактную усилительную систему на основе СК. Особенностью таких систем является то, что наиболее эффективно они работают в области 1064 нм, так как в ней порог НЭ больше, чем в области 1030 нм.

В данной работе мы рассматривали поведение НЭ при увеличении пиковой мощности выходного сигнала. У исследованного СК диаметры сердцевин в тонком и толстом концах составляли 8 и 40 мкм соответственно. Длина СК составляла 1,7 м. В качестве накачки использовался лазерный диод мощностью до 100 Вт с длиной волны $975,0 \pm 0,5$ нм. Накачка вводилась через толстый конец СК навстречу сигналу. Для разделения входящей накачки и выходящего сигнала использовалось дихроичное зеркало.

При измерениях на 1064 нм использовался источник импульсов длительностью 8,9 пс с перестраиваемой частотой. Средняя мощность сигнала составляла 50 мВт. Импульсы с частотой следования 9,2 и 0,92 МГц усиливались до пиковой мощности 600 кВт. Средняя

мощность составила 49 и 5 Вт, соответственно. Качество пучка было близко к дифракционно ограниченному ($M^2 < 1,2$). В первом случае значительно развивалось четырехволновое смещение (ЧВС), что можно наблюдать на рис. 1 по пикам люминесценции на 860 и 1400 нм (первый пик едва различим из-за использования дихроичного зеркала, но во время эксперимента наблюдалось интенсивное красное излучение, являющееся краем этого пика). При этом вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) было крайне мало ($< 0,1\%$). Однако при частоте импульсов 0,92 МГц значительно преобладало ВКР ($\sim 8,4\%$), при почти полном отсутствии признаков ЧВС. Таким образом мы видим зависимость порогов НЭ от средней мощности излучения сигнала. Причины подобной зависимости и динамики развития ВКР и ЧВС обсуждаются.

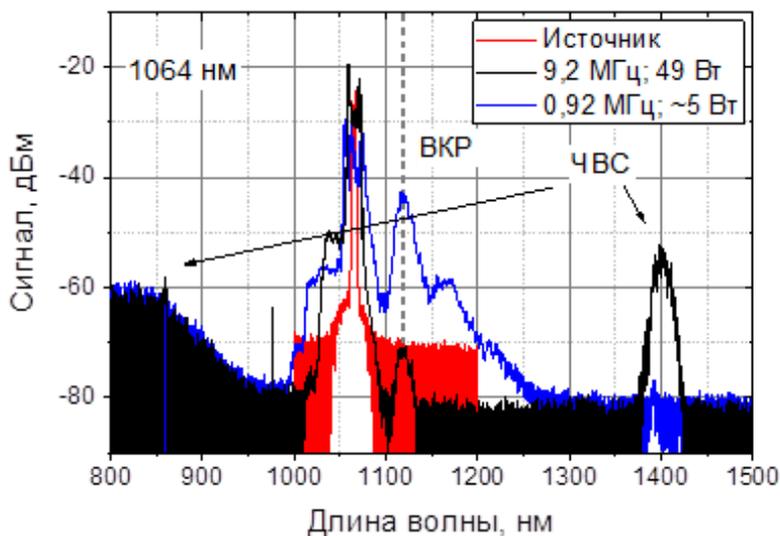


Рис. 1. Спектры источника импульсов на 1064 нм и усиленного сигнала с частотой 9,2 и 0,92 МГц

Также было проведено измерение в диапазоне 1030 нм. Для этого использовался сигнал источника импульсов длительностью 5,2 пс, который имел частоту 13,6 МГц и среднюю мощность 50 мВт. Предельная пиковая мощность составила 430 кВт, средняя — 32 Вт. Пучок также имел высокое качество ($M^2 \sim 1,2$). Последующее увеличение мощности было ограничено началом развития ЧВС. ВКР

составляло менее нескольких процентов. Насколько нам известно, мы получили рекордную пиковую мощность для конусных волоконных усилителей в спектральном диапазоне 1030 нм. Ранее, в работе [2] была получена пиковая мощность 375 кВт с меньшей средней мощностью (16 Вт) и худшим качеством пучка ($M^2 > 1,5$). В приведенной работе ограничивающим фактором послужило ВКР. Мы полагаем, что более низкий порог ВКР при работе на 1030 нм может быть вызван наличием фотонов люминесценции в спектральной области генерации первого стоксова пика.

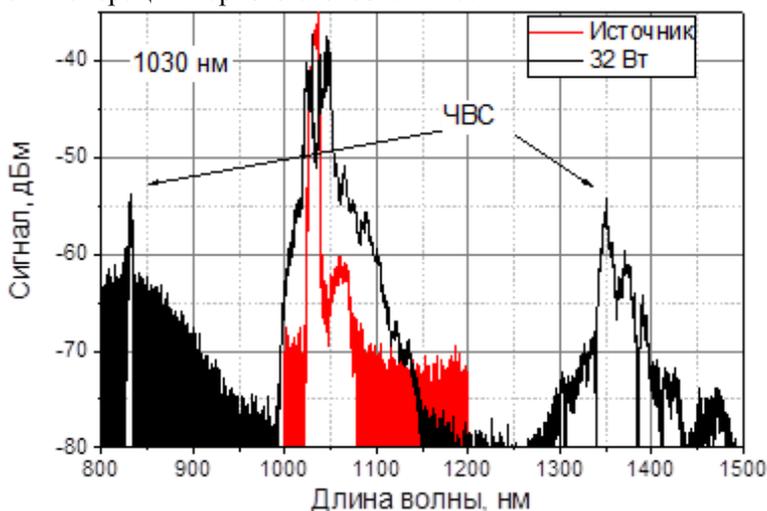


Рис. 2. Спектры источника импульсов на 1030 нм и усиленного сигнала.

Авторы выражают благодарность научному руководителю к.ф.-м.н. Лихачеву М.Е. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Bobkov K., Levchenko A., Kashaykina T., et al. Opt. Express. 2021. **29**. 1722-1735.
2. Zhu Yu., Leich M., Lorenz M., et al. Opt. Express 2018. **26**. 17034-17043.

Дисперсионные свойства и пороги генерации поляритонных мод в запрещенной фотонной зоне сверхизлучающего лазера

Мишин А.В.

Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова

Российской академии наук, Нижний Новгород

Институт физики микроструктур Российской академии наук, Нижний Новгород

E-mail: mishin@ipfran.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-41-42

Сверхизлучающими [1, 2] называют лазеры, для которых время жизни фотона в резонаторе T_E меньше, чем время релаксации поляризации активной среды (оптических дипольных колебаний активных центров) T_2 . В таких лазерах с низкодобротными резонаторами генерация осуществляется зачастую на поляритонных [1], а не электромагнитных модах. При этом вклад колебаний поляризации активной среды в энергию неустойчивой моды превышает вклад колебаний электромагнитного поля. Ранее свойства поляритонных мод исследовались в основном для сред без инверсии населенностей энергетических уровней активных центров, тогда как в случае сверхизлучающих лазеров необходимо изучение дисперсионных свойств и порогов генерации поляритонных мод в инвертированных активных средах.

В данной работе проводилось детальное аналитическое и численное исследование свойств поляритонных мод для сверхизлучающего лазера с низкодобротным комбинированным резонатором (резонатор Фабри — Перо с распределенной обратной связью встречных волн). С этой целью использовались характеристическое и дисперсионное уравнения, полученные из системы уравнений Максвелла — Блоха [1] в приближении однородной по частоте и пространству инверсии населенностей уровней активной среды (в отсутствие нелинейной решетки инверсии населенностей) при соответствующих граничных условиях на торцах резонатора. В частности, исследовано поведение частот и инкрементов/декрементов поляритонных мод как функций амплитуды брэгговской распределенной обратной связи (РОС), изменение которой позволяет управлять шириной запрещенной фотонной зоны (где электромагнитные волны не распространяются, затухают, но существуют неустойчивые поляритонные моды).

Изучались зависимости частот и инкрементов/декрементов поляритонных мод от инверсии населенностей уровней активной среды (рис. 1) и определялись пороги генерации различных мод.

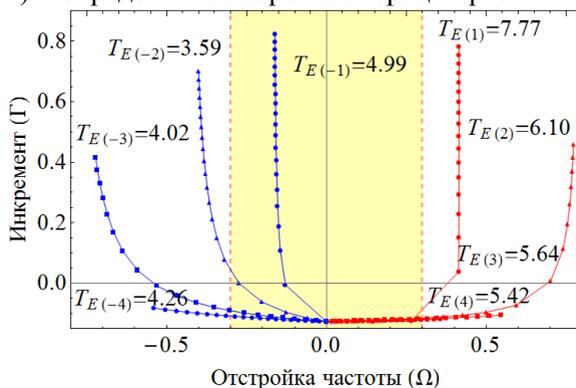


Рис. 1. Зависимости отстроек частот и инкрементов мод от инверсии населенностей уровней (изменяется от 0 до 1 с шагом 0,05)

в комбинированном резонаторе при длине $L=4$, коэффициентах отражения зеркал $R=0,44$, коэффициенте РОС $\beta=0,3$, времени релаксации поляризации $T_2=8$.

Величины нормированы согласно [1, 2]; в частности, времена жизни фотонов в резонаторе T_E и инкременты и отстройки частот мод нормированы на кооперативную частоту. Вертикальная желтая полоса — запрещённая фотонная зона.

В результате работы показано, что в определённой области параметров лазера внутри области частот запрещённой фотонной зоны могут существовать неустойчивые поляритонные моды, а также установлены пороги генерации и свойства этих поляритонных мод.

Работа выполнена при поддержке научного центра мирового уровня «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316. Автор выражает благодарность сотрудникам ИПФ РАН, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. Кочаровскому Вл.В. и к.ф.-м.н. Кочаровской Е.Р. за обсуждение результатов и ценные замечания.

1. Кочаровский Вл.В., Железняков В.В., Кочаровская Е.Р., Кочаровский В.В. УФН. 2017. **187**(4). 367-410.
2. Кочаровская Е.Р., Мишин А.В., Кочаровский Вл.В., Кочаровский В.В. ФТП. 2022. **56**(7). 651-658.

Разработка малогабаритного источника лазерного излучения на основе фосфатного стекла, легированного ионами Er^{3+} , Yb^{3+} , для приложений дальнометрии

Морозов Д.А.¹, Тихонов Е.В.²

1- Национальный исследовательский

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск

2- АО «Производственное объединение

„Уральский оптико-механический завод“ имени Э.С. Яламова», Екатеринбург

E-mail: dimosmoros@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-43-45

В настоящей работе представлены результаты исследований, направленных на разработку малогабаритного источника лазерного излучения на основе фосфатного стекла, легированного ионами Er^{3+} , Yb^{3+} для приложений дальнометрии.

Спектр поглощения фосфатного стекла, легированного ионами Er^{3+} , Yb^{3+} ($C_{\text{Yb}} = 13,2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $C_{\text{Er}} = 0,15 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$), (рис. 1) представлен полосами, обусловленными оптическими переходами с уровня $^4\text{I}_{15/2}$ ионов Er^{3+} на возбужденные мультиплеты $^4\text{G}_{11/2}$, $^2\text{H}_{9/2}$, $^4\text{F}_{3/2}$, $^4\text{F}_{5/2}$, $^4\text{F}_{7/2}$, $^2\text{H}_{11/2}$, $^4\text{S}_{3/2}$, $^4\text{F}_{9/2}$, $^4\text{I}_{13/2}$ и полосой поглощения ионов Yb^{3+} , соответствующей переходу $^2\text{F}_{7/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}$.

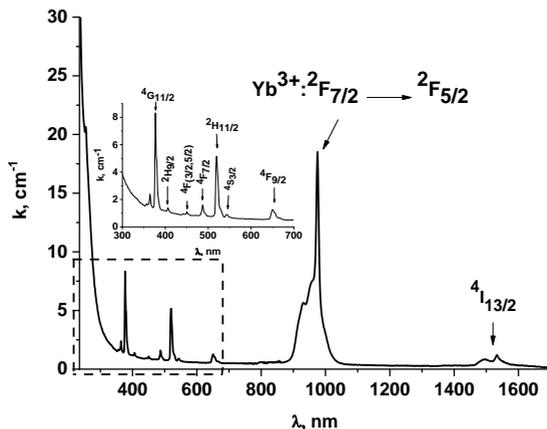


Рис. 1. Спектр поглощения фосфатного стекла, легированного ионами Er^{3+} , Yb^{3+} ($C_{\text{Yb}} = 13,2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $C_{\text{Er}} = 0,15 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$).

Процессы заселения верхнего лазерного уровня ${}^4I_{13/2}$ ионов Er^{3+} лазерного перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ при накачке на уровень ${}^2F_{5/2}$ ионов Yb^{3+} показаны на рис. 2.

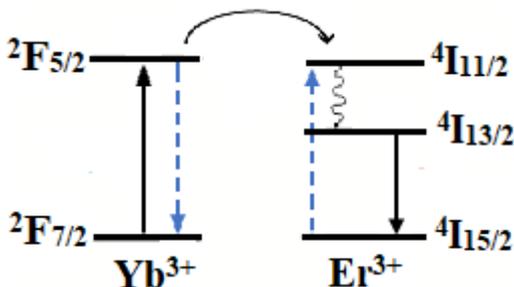


Рис. 2. Упрощенная схема энергетических уровней, иллюстрирующая процесс безызлучательного переноса энергии между ионами Yb^{3+} и Er^{3+} .

Энергия излучения накачки с длиной волны 940 нм поглощается ионами Yb^{3+} , вследствие чего они переходят на уровень ${}^2F_{5/2}$. В результате безызлучательного переноса энергии между ионами Yb^{3+} и Er^{3+} происходит заселение уровня ${}^4I_{11/2}$. С уровня ${}^4I_{11/2}$ посредством многофононной релаксации возбуждение переходит на верхний лазерный уровень ${}^4I_{13/2}$ [1–3].

При разработке малогабаритного источника лазерного излучения на основе фосфатного стекла, легированного ионами Er^{3+} , Yb^{3+} , с диодной системой накачки были выполнены расчеты параметров активной среды, параметров оптического резонатора с учетом тепловой линзы, наведенной в активном элементе, а также проведен расчет тепловых режимов работы излучателя.

При проведении генерационных экспериментов на активных элементах из фосфатного стекла, легированного ионами Er^{3+} , Yb^{3+} при квази-непрерывной полупроводниковой накачке была получена импульсная лазерная генерация на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} с частотой повторения 1 Гц, длительностью импульса 5 мс и энергией в импульсе 23 мДж. В режиме модулированной добротности получена импульсная лазерная генерация с длительностью импульса 6 нс при частоте повторения импульсов 1 Гц. Энергия импульса лазерной генерации составила 2 мДж.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, д.ф.- м.н. Рябочкиной П.А за постановку научной задачи, помощь в исследованиях и обсуждение результатов.

1. Snitzer E. Applied Physics Letters. 1965. (6). 45-48.
2. Ehrt D., Töpfer T. Preparation, structure, and properties of Yb³⁺ FP laser glass //International Symposium on Optical Science and Technology. – International Society for Optics and Photonics, 2000. 95-105.
3. Song F., Myers M.J., Jiang S., et al. Proceedings of SPIE. 1999. **3622**. 182-188.

**Оптимизация резонатора
высокоэнергетического наносекундного ВКР-лазера
на кристалле ВаWO₄ с комбинированным сдвигом частоты**

Пеганов Е.А.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: eapeganov@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-46-48

Использование лазеров на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) света с каждым годом привлекает всё большее внимание благодаря обеспечению возможности генерировать узкополосное когерентное излучение на длинах волн, недоступных традиционным лазерным источникам. Кристаллы ВаWO₄ являются одной из многообещающих активных сред для твердотельных ВКР-лазеров из-за уникальных нелинейно-оптических свойств [1] и широким возможностям преобразования частоты за счет высокой интенсивности не только первичной (высокочастотной), но и вторичной (низкочастотной) колебательной моды [2]. Кристаллы ВаWO₄ обладают высокой лучевой прочностью, что открывает возможности для работы при высоких энергиях импульса накачки для получения излучения в ближнем и среднем ИК-диапазоне в высокоэнергетических лазерных системах. Однако ключевой проблемой является повышение эффективности преобразования в многоволновое ВКР-излучение в лазерной системе. В случае генерации излучения с комбинированным сдвигом частоты на различных колебательных модах необходим тщательный контроль коэффициентов отражения зеркал. Необходимо найти оптимальную конфигурацию, которая улучшит взаимодействие между излучением и колебательными модами кристалла, увеличивая эффективность преобразования в те или иные компоненты ВКР-излучения. В связи с этим основной целью данного исследования является оптимизация резонатора высокоэнергетического наносекундного рамановского лазера на основе кристалла ВаWO₄ с комбинированным высокочастотным и низкочастотным сдвигами частоты на первичной и вторичной колебательных модах. Это позволит нам исследовать эффекты ВКР в кристаллах ВаWO₄ при высокоэнергетической

накачке, определить возможности данных кристаллов для применения в различных областях науки и техники.

Выходное зеркало в резонаторе ВКР-лазера является дихроичным. Такое зеркало обеспечивает различные коэффициенты отражения для стоксовых компонент, на которых происходит генерация. Под нахождением оптимальной конфигурации понимается выбор значений коэффициентов отражения зеркала, при которых значения энергий требуемых стоксовых компонент ВКР-излучения будут максимальны или будет сохраняться максимальная суммарная энергия выходного ВКР-излучения. В настоящей работе производится математическое моделирование ВКР в условиях высокоэнергетической накачки лазером на неодимовом стекле с длиной волны 1053 нм: энергия импульса накачки 6,5 Дж, длительность импульса 16 нс, радиус пучка 1 см. Было определено, что в данных условиях наибольший энерговыход ВКР-излучения получается при низкодобротном резонаторе ВКР-лазера с коэффициентом отражения выходного зеркала, равным 4 % для первой стоксовой компоненты с высокочастотным сдвигом.

На рис. 1 (а) представлены зависимости выходной энергии импульса третьей стоксовой компоненты ВКР-излучения с длиной волны 1265 нм, имеющей один высокочастотный (на колебательной моде «Stretching») и два низкочастотных (на колебательной моде «Bending») сдвига (индекс SBB означает Stretching-Bending-Bending) относительно длины волны накачки (1053 нм) от коэффициента отражения R_{SBB} выходного зеркала на длине волны 1265 нм при фиксированных значениях (16, 19, 25 и 31 %) коэффициента отражения R_{SB} выходного зеркала для второй стоксовой компоненты ВКР-излучения с длиной волны 1214 нм, имеющей один высокочастотный (Stretching) и один низкочастотный (Bending) сдвиги (индекс SB). Из рисунка видно, что значения максимальной выходной энергии достигаются при оптимальном $R_{SBB} = 3–7\%$.

На рис. 1 (б) представлена зависимость энергии импульса SB- и SBB-компонент ВКР-излучения от R_{SB} при фиксированном $R_{SBB} = 5\%$. Из рисунка следует, что равенство энергий данных компонент достигается при $R_{SB} = 25\%$.

Таким образом, в результате моделирования было установлено, что оптимальные параметры выходного зеркала оптического резонатора ВКР-лазера должны находиться в пределах $R_{SB} = 24–26\%$

и $R_{SBB} = 3-7\%$. В таком случае при энергии накачки $E_p = 6,5$ Дж возможно получение одновременно высокой энергии импульсов SB- и SBB-компонент ВКР-излучения 1,20 и 1,22 Дж соответственно.

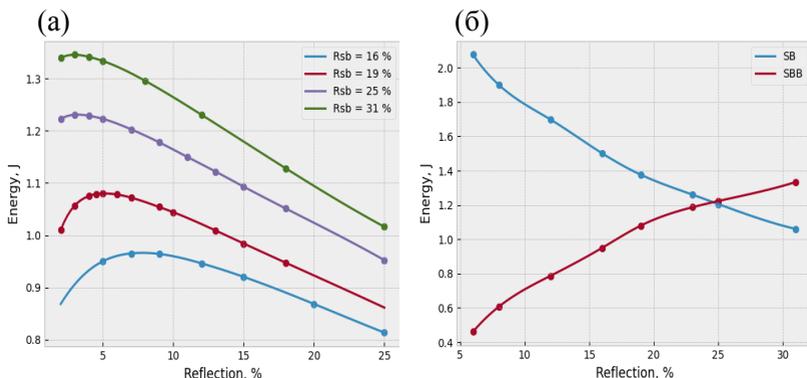


Рис. 1. Зависимости энергий импульсов высших стоксовых компонент ВКР-излучения от коэффициента отражения выходного зеркала.

Для энергии SB-компоненты от R_{SBB} при $R_{SB} = \text{const}$ (а); для энергий SB- и SBB-компонент от R_{SB} при $R_{SBB} = \text{const}$ (б).

Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. Сметанину С.Н. за постановку научной задачи, помощь в моделировании и обсуждении результатов.

1. Зверев П.Г., Басиев Т.Т., Соболев А.А. и др. Квантовая электроника. 2000. **30**. 55-59.
2. Tereshchenko D.P., Peganov E.A., Smetanin S.N., et al. Crystals. 2022. **12**. 495.

**Времяпролетный спектрометр
для регистрации высокоэнергетических электронов
при надпороговой ионизации аргона
фемтосекундными лазерными импульсами
среднего ИК-диапазона**

Романовский Я.О.^{1,2}, Рожко М.В.^{1,2}, Митрофанов А.В.^{1,3,4}

1- Российский квантовый центр, ИЦ Сколково, Москва

2- Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва

*3- Институт проблем лазерных и информационных технологий —
филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук, Шатура*

4- Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

E-mail: romanovskii.io17@physics.msu.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-49-51

Исследование физических явлений при взаимодействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов с газовыми средами является актуальной задачей современной физики, решение которой даёт ключ к пониманию основополагающих, фундаментальных законов природы [1]. Особый интерес вызывает изучение механизмов ионизации в поле сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного (ИК) диапазона. Величина пондеромоторной энергии электронов U_p в лазерном поле является ключевой в теоретических расчётах как для ширины плато гармоник высокого порядка, так и для максимальных энергий фотоэлектронов, рассеянных на ионах в лазерном поле. Возможности продвижения в этом направлении связаны с законами масштабирования, зависимость U_p от интенсивности и квадрата длины волны используемого излучения определяет ширину плато для энергий электронов фотоионизации. Использование лазерной системы среднего ИК диапазона в сравнении с источниками в ближнем ИК позволяет существенно расширить диапазон энергий фотоэлектронов ионизации вплоть до нескольких килоэлектронвольт. Исследования надпороговой ионизации и электронной динамики в ИК диапазоне проводилось в работах [2, 3]. В среднем ИК диапазоне на длине волны 3,6 мкм в аргоне максимальная энергия зарегистрированных электронов составила 1 кэВ [4]. Регистрация электронов с энергиями несколько сотен эВ и более ограничена энергетическим разрешением спектрометров. Целью данной работы является моделирование, оптимизация и сборка

времяпролетного спектрометра для исследования высокоэнергетических электронов, генерируемых при ионизации аргона в поле фемтосекундных лазерных импульсов среднего ИК диапазона.

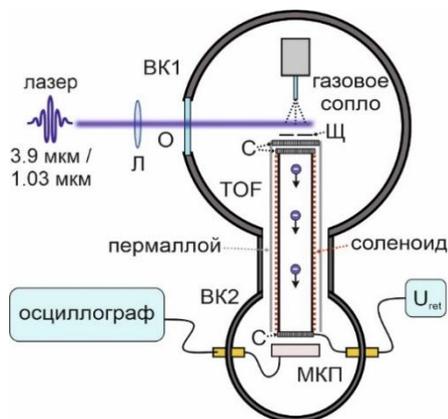


Рис. 1. Схема эксперимента. Л – фокусирующая линза, ВК1 и ВК2 – соединенные трубой вакуумные камеры, О – входное окно вакуумной камеры, Щ – щель, С – металлическая сетка, ТОФ – времяпролетный спектрометр, МКП – микроканальная пластина, U_{ret} – напряжение, подаваемое высоковольтным источником питания.

Спектрометр и схема эксперимента представлены на рис. 1. Лазерное излучение (3,9 мкм, 80 фс) фокусируется линзой в струе аргона в вакуумной камере. Энергия электронов ионизации анализируется смоделированным времяпролетным спектрометром. Данный спектрометр состоит из внутренней трубы (длиной 0,5 м) и трёх металлических сеток. Перед трубой устанавливалась щель размером порядка 400 мкм. Первая сетка, находящаяся сразу после источника электронов и входной апертуры, заземлена. Общее задерживающее отрицательное напряжение U_{ret} подаётся на внутреннюю трубу и пару металлических сеток на её входе и выходе, тем самым позволяя замедлять высокоэнергетические электроны в самом начале спектрометра перед пролётом в однородном поле для увеличения энергетического разрешения.

Для компенсации потерь электронов после замедления в электростатическом поле на времяпролётную трубу намотан соленоид для генерации однородного магнитного поля внутри трубы и увеличения количества регистрируемых электронов. Электроны, попадая в трубу, направляются вдоль линий однородного магнитного поля навстречу детектору. Для экранирования внешних магнитных полей используется слой пермаллоя. Электроны детектируются

находящейся во второй вакуумной камере микроканальной пластиной, сигнал с которой обрабатывается осциллографом.

Моделирование работы спектрометра в программе COMSOL позволило симулировать пролёт электронов высоких энергий в различных электростатических полях U_{ret} и магнитном поле соленоида для сопоставления исходных энергий электронов с временем пролёта. Пример оптимизации траекторий электронов с энергиями 1,1–1,5 кэВ в электрическом поле -1 кВ без магнитного поля и в магнитном поле $0,5$ мТл показан на рис. 2 (а, б), спектр смоделированного сигнала показан на рис. 2 (в).

В результате работ был смоделирован и оптимизирован времяпролётный спектрометр, способный регистрировать электроны с энергиями больше 1 кэВ с использованием тормозящего электрического поля для повышения спектрального разрешения.

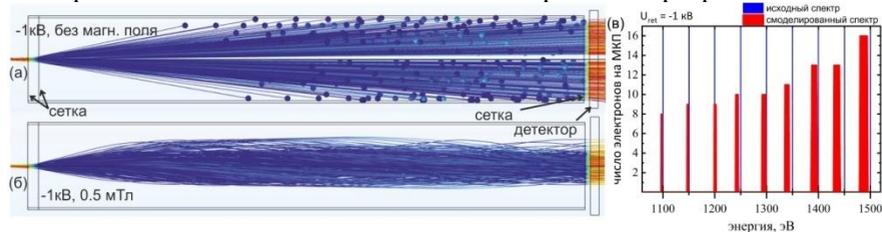


Рис. 2. Траектории электронов с начальными энергиями 1100 – 1500 эВ в поле задерживающего потенциала -1 кВ без магнитного поля (а) и с полем соленоида $0,5$ мТл (б); спектр смоделированного сигнала (в) (синий – исходный спектр, красный – зарегистрированный).

Авторы выражают благодарность научному руководителю, к.ф.-м.н. Сидорову-Бирюкову Д.А. и руководителю лаборатории д.ф.-м.н. Желтикову А.М. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов. Работа поддержана грантом РФФ 22-22-00955. Романовский Я.О. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

1. Желтиков А.М. Успехи физических наук. 2017. **187**(11). 1169-1204.
2. Quan W., Lin Z., Wu M., et al. Phys. Rev. Lett. 2009. **103**(9). 093001.
3. Liu M., Songpo X., Shilin H., et al. Optica. 2021. **8**(6). 765-770.
4. Colosimo P., Doumy G., Bлага C.I., et al. Nat. Physics. 2008. **4**(5). 386-389.

Определение порога лазерного разрушения в кристалле LiGaSe_2 с антиотражающими микроструктурами на длине волны 2 мкм

Харитонов П.Д.¹, Смирнов И.В.^{1,2}

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

E-mail: polincharik@ya.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-52-54

В последнее время возрос интерес к использованию кристаллов халькогенидов на основе лития для нелинейной оптики в качестве перестраиваемых преобразователей частоты лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона. Одним из представителей этого семейства является кристалл LiGaSe_2 (LGSe), диапазон прозрачности которого составляет от 0,37 до 13,2 мкм. Также он обладает высокой нелинейностью (около 10 пм/В) и теплопроводностью (4,8–5,8 Вт/(м·К)). Порог лазерного разрушения составляет 80 МВт/см² (0,44 Дж/см²) при 1,064 мкм и 5,6 нс [1].

Но при описанных выше преимуществах коэффициент пропускания во всем диапазоне прозрачности не превышает 0,86 [2]. Существующие способы повышения светопропускания за счет нанесения просветляющих покрытий имеют ряд недостатков, в частности ограниченный рабочий диапазон, плохую адгезию в ряде случаев, относительно толстое многослойное покрытие, способное вызывать ряд эффектов, твердость покрытия, низкую лазерную стойкость [3].

Альтернативой таким покрытиям являются антиотражающие микроструктуры (АМ). АМ представляют собой субволновые решетки рельефа поверхности, т.е. дифракционные оптические элементы. Преимуществом антиотражающего эффекта микроструктур, имеющего дифракционную природу, является широкополосность, по сравнению с антиотражающим эффектом покрытий, имеющих интерференционную природу [3]. Однако порог лазерного разрушения для конкретных материалов с АМ неизвестен, поэтому данное направление исследований является перспективным для дальнейшего изучения.

В настоящей работе исследован порог лазерного разрушения на длине волны 2,128 мкм для пластины LiGaSe₂ с областями АМ на её лицевой и тыльной поверхностях, изготовленных методом фемтосекундной лазерной абляции [2], что обеспечивало просветляющий эффект в широком диапазоне длин волн 2–12 мкм.

Для экспериментов использовался компактный импульсный наносекундный твердотельный лазер с длиной волны 1,8–2,2 мкм на основе внутривибрационного ПГС в кристалле КТР. В качестве источника излучения был использован YAG:Nd³⁺ лазер [4]. Измерения осуществлялись с помощью метода испытаний «S-on-1 test» [5]. Данная программа испытаний представляет собой воздействие серии импульсов на поверхность образца, при этом регистрируется номер импульса, который нанёс повреждения образцу. Так делается серия испытаний при одной и той же энергии импульса. Далее меняется энергия импульса и повторяется та же процедура. Затем строится график зависимости энергии импульса от числа импульсов. После производится стандартная процедура статистической обработки.

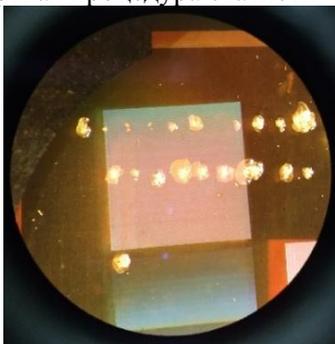


Рис. 1. Фото пластины LiGaSe₂ с квадратной микроструктурированной областью (2×2 мм²) после теста на лазерное разрушение.

Определение лучевой стойкости производилось на образце LGSe толщиной 2 мм как в области микроструктуры, размер которой 2×2 мм², так и вне её, рис. 1. Измеренное значение порога лазерного разрушения для чистого LGSe равно 0,40±0,05 Дж/см², а для области с антиотражающими микроструктурами равно 0,39±0,05 Дж/см². Разница значений для областей с микроструктурами и без них находится в рамках доверительного интервала, т.е. микроструктуры не

снижают лучевую стойкость образца. Полученные значения лучевой стойкости на длине волны 2 мкм оказались близки к полученным ранее для LiGaSe₂ без микроструктур на длине волны 1 мкм [1].

Таким образом, нанесение антиотражающих микроструктур не снизило или незначительно снизило порог лазерного разрушения. В результате кристаллы LGSe с АМ могут быть применены для разработки нелинейно-оптических преобразователей среднего ИК-диапазона.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н. Сметанину С.Н. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов. Работа поддержана грантом РФФ 22-22-00708.

1. Isaenko L.I., Yelisseyev A.P. *Semiconductor Science and Technology*. 2016. **31**(12). 123001.
2. Teslenko A.A. et al. *Optics Letters*. 2023. **48**(5). 1196-1199.
3. Hobbs D.S., MacLeod B.D., Riccobono J.R. *Window and Dome Technologies and Materials X*. SPIE. 2007. **6545**. 242-255.
4. Smirnov I.V., Zverev P.G., Sirotkin A.A. *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing. 2023. **2494**(1). 012008.
5. ГОСТ Р 58370-2019 (ИСО 21254-2:2011) «Оптика и фотоника. Лазеры и лазерное оборудование. Методы определения порога лазерного разрушения. Часть 2. Определение порогового значения»

Лазерная дезактивация поверхностей в различных технологических средах

Мамонов Д.Н.^{1,2}, Чебан М.Д.¹, Щербаков К.А.³

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

2 - Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

3 - Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара, Москва

E-mail: chebanmd@kapella.gpi.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-55-57

Важнейшим элементом технологий вывода из эксплуатации радиационно-опасных объектов, исчерпавших ресурс, таких как специализированные химические производства, предприятия по производству тепловыделяющих элементов, а также здания и оборудование АЭС, является широкомасштабная дезактивация поверхности конструкций и оборудования, накопивших загрязнения в ходе длительной эксплуатации. В связи с высокой стоимостью работ и захоронения образовавшихся в результате дезактивации материалов, назрела острая необходимость в разработке безопасных, эффективных и малоотходных методов, позволяющих максимально компактизировать удаляемые загрязнения и возвращать ценные материалы в хозяйственную деятельность для переработки и повторного использования.

Лазерные методы очистки позволяют удалять тонкие поверхностные слои, содержащие наибольшие количества загрязнений, что облегчает решение задач улавливания и компактизации отходов. Методы поддаются автоматизации и способны обеспечить высокий уровень безопасности за счет удаления оператора и очистительного оборудования из зоны проведения работ. Особенно перспективным выглядит сочетание лазерных методов с более традиционными жидкостными методами очистки, позволяющими избежать применения сложных и габаритных установок для фильтрации образующегося в результате очистки аэрозоля.

Исследования проводились с использованием модельных загрязнений на основе оксида церия [2] на поверхности образцов из нержавеющей стали в диапазоне длительностей лазерных импульсов от 300 фс до 1,5 мкс (табл. 1).

Эксперименты по импульсной лазерной очистке модельных загрязнений выполнялись в газах (воздух, аргон), вакууме и жидких средах (вода, ацетон, изопропиловый спирт), в том числе, под слоем полимеризующихся составов (ПВС). Изучались размерные фракции и химический состав лазерно-аблированных частиц, морфология поверхности образцов до и после облучения, степень удаления загрязнений, распределение загрязнений в полимеризованных пленках, фиксирующих загрязнения и удаляемых с поверхности образцов.

Таблица 1.

Применяемые источники лазерного излучения

Тип источника	Длина волны, нм	Параметры импульса		Частота повторения, Гц
		Длительность, нс	Энергия, мДж	
Тета-10	1030	$0,25 \times 10^{-3}$	до 0,4	до 2×10^5
Двухрежимный лазер [1]	1064	8	12	100
Многомодовый лазер	1060	30	90	200
Волоконный лазер на ионах Yb	1064	$1,5 \times 10^3$	0,25	10^4

Для выполнения работ разработаны и созданы стенды, позволяющие проводить эксперименты с модельными загрязнениями (рис. 1).

Наибольшие значения коэффициента очистки (k_d) получены с использованием одиночных коротких наносекундных импульсов в следующих условиях (с перекрытием $S = r/2$):

- $k_d=86,4\%$ — за один проход на воздухе;
- $k_d=97,7\%$ — за пять проходов на воздухе;
- $k_d=94,3\%$ — за пять проходов в изопропиловом спирте;
- $k_d=92,8\%$ — за пять проходов в ПВС.

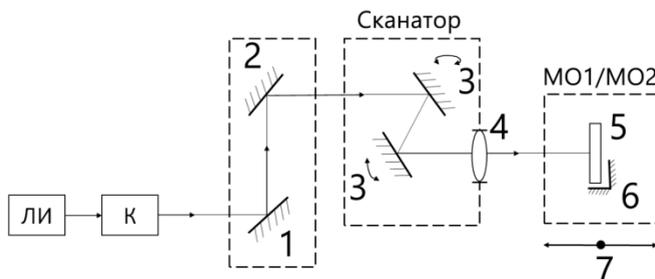


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема экспериментального стенда. ЛИ — лазерный излучатель, К — коллиматор, МО — модули размещения образца (для экспериментов в газовых средах МО1, для экспериментов в жидкостях и полимере МО2); 1, 2 — поворотные зеркала, 3 — поворотные зеркала в гальваническом подвесе, 4 — F-Theta объектив, 5 — образец, 6 — держатель образца, 7 — линейная механическая подвижка.

Несколько меньшие величины получены с использованием фемтосекундных импульсов при обработке стандартными пятью проходами (с перекрытием $S = r/2$) в жидкости:

- $k_d=92,1\%$ — в изопропиловом спирте;
- $k_d=90,4\%$ — в ацетоне;
- $k_d=88,9\%$ — в ПВХ.

Коллектив авторов выражает благодарность к.ф.-м.н. Державину С.И., к.ф.-м.н. Климентову С.М. и к.ф.-м.н. Кравченко Я.В. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Mamonov D.N., Klimentov S.M., Derzhavin S.I., et al. Physics of Wave Phenomena. 2018. **26**(3). 214-220.
2. Щербakov К.А., Шитова Е.С., Пеганов Е.А. и др. Молодежная научно-практическая конференция «Материалы и технологии в атомной энергетике». 2021. 78-79.

Расчёт параметров Джадда — Офельта по спектрам пропускания монокристаллов твёрдых растворов $BaF_2-SrF_2-ErF_3$

Шведченко А.А., Жмыхов В.Ю., Цветков В.С., Добрецова Е.А.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: anastacandle.va@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-58-59

Фториды со структурой флюорита являются перспективными материалами для лазерной физики, оптики и спектроскопии. Для этих соединений характерны широкая область прозрачности — от ультрафиолетового (0,13 мкм) до инфракрасного (10 мкм) диапазона и низкий показатель преломления. Легирование редкоземельными ионами позволяет рассматривать фториды в качестве активных сред твердотельных лазеров. Для трехкомпонентных неупорядоченных твёрдых растворов со структурой флюорита $CaF_2-SrF_2-YbF_3$ получена генерация лазера с КПД более 80 % [1–3].

В данной работе были исследованы монокристаллы твёрдых растворов $BaF_2-SrF_2-ErF_3$ с концентрацией эрбия от 0,5 до 20 мол.%. Зарегистрированы спектры пропускания и рассчитаны спектроскопические параметры с использованием теории Джадда — Офельта [4, 5]. Результаты представлены в таблице и на рис. 1.

Таблица 1.

Концентрация Er, мол. %	Параметры Джадда — Офельта				
	Параметры Джадда — Офельта $\Omega_i \cdot 10^{-20}, \text{ см}^2$			Параметры перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	
	Ω_2	Ω_4	Ω_6	$A_{ij}, \text{ см}^{-1}$	$\tau_{\text{rad}}^{\text{calc}}, \text{ мс}$
00,5	1,32	0,51	1,15	096,63	10,3
02,0	1,41	0,47	1,43	112,87	08,9
05,0	1,51	0,68	1,72	135,40	07,4
10,0	1,30	0,59	1,76	139,78	07,2
15,0	1,31	0,70	1,93	153,99	06,5
20,0	1,27	0,72	1,98	160,22	06,2

Параметры Джадда — Офельта довольно чувствительны к изменениям, происходящим в ионном окружении эрбия, т.е. в

кристаллическом поле. Заметный перегиб на кривой зависимости спектроскопических параметров от концентрации эрбия в кристаллах наблюдается при концентрации эрбия 5 мол.%. Такое резкое изменение в параметрах Джадда — Офельта может быть связано с активацией оптического центра, имеющего точечную группу симметрии, отличную от рассматриваемого. Подобное явление может вызывать перераспределение интенсивностей между спектральными линиями.

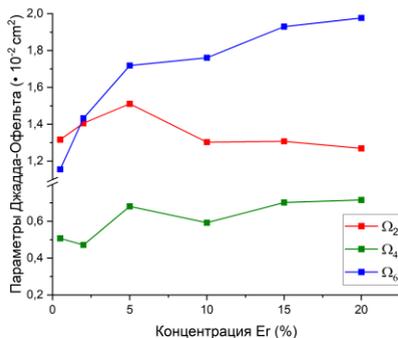


Рис. 1. Зависимость параметров Джадда — Офельта от концентрации эрбия в образце

Работа поддержана Грантом Президента РФ № МК-72.2022.1.2

1. Machinet G., Andriukaitis G., Sevillano P. Appl. Phys. B. 2013. **111**. 495-500.
2. Ito M., Goutaudier C., Guyot Y. J. Phys.: Condens. Matter. 2004. **16**. 1501-1521.
3. Fedorov P.P., Givargizov E.I., Melnicova A.M. Growth of Crystals. 1996. **20**. 103-116.
4. Judd B.R. Phys. Rev. 1962. **127**. 750-761.
5. Ofelt G.S. J. Chem. Phys. 1962. **37**. 511-520.

КВАНТОВАЯ МАКРОФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД И НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ

О методе факторизации при квантово-статистическом описании динамики изолированной спин-системы

Зыль А.В.¹, Замарашкин Н.Л.²

1- Московский физико-технический институт, Москва

*2- Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука
Российской академии наук, Москва*

E-mail: zyl.av@phystech.edu

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-60-62

Свойства совокупностей спиновых частиц с диполь-дипольным взаимодействием привлекли к себе особое внимание в середине прошлого века в связи с открытиями ЭПР и ЯМР, которые предшествовали созданию мазеров и лазеров, а также другим практическим применениям. Теоретические и экспериментальные исследования при этом касались также ряда таких фундаментальных проблем как спиновая температура [1], отрицательные абсолютные температуры, динамическое описание неравновесного поведения многочастичных систем, т.е. оснований статистической физики и кинетических теорий.

В результате исследования различных аспектов динамического описания поведения многочастичной изолированной спин-системы было показано [2, 3], каким образом из динамического уравнения Лиувилля — фон Неймана для матрицы плотности может быть получено интегро-дифференциальное уравнение для нелинейного отклика спин-системы.

В этом выводе при суммировании полного ряда теории возмущений существенно использовалась формула типа (1), которая, как и вся квантовая статистическая физика, предполагается справедливой для системы с достаточно большим числом частиц.

$$\text{Sp}(\text{diag}^2(M_z)) = \text{Sp}^2(\mathcal{H} M_z) / \text{Sp}(\mathcal{H}^2) \quad (1)$$

где $\text{diag}(M_z)$ обозначает диагональную часть z -компоненты оператора магнитного момента M в представлении, диагонализующем гамильтониан \mathcal{H} . В рассматриваемом случае \mathcal{H} представляет собой

сумму диполь-дипольного взаимодействия частиц и их зеemanовского взаимодействия с внешним магнитным полем H .

Особенности поведения изолированной спин-системы продолжают исследоваться и в настоящее время [4–7]. В недавних работах [6, 7] экспериментально и теоретически изучалась зависимость времени релаксации изолированной спин-системы от числа входящих в неё частиц N . Однако зависимость формулы факторизации (1) от N и других параметров системы, насколько нам известно, до настоящей работы ещё никем не изучалась. Развитие вычислительных технологий позволяет сейчас моделировать свойства подобных систем, что и является целью данного исследования в отношении выполнимости формулы (1) при различном числе частиц N . Решение данной задачи осуществлялось на кластере ИВМ РАН с использованием известных программных пакетов линейной алгебры BLAS и LAPACK. Эти ресурсы позволяли нам моделировать системы численностью до 12 частиц со спином $1/2$.

Были рассмотрены различные одномерные, двумерные и трёхмерные конфигурации расположения частиц с одним и тем же минимальным расстоянием между ближайшими соседями и различным соотношением β величин зеemanовской и диполь-дипольной энергии. Результаты расчётов для линейной конфигурации частиц вдоль оси OZ и магнитным полем вдоль OX приведены на рис. 1, на котором изображена зависимость относительной ошибки в соотношении (1) от числа частиц в системе.

$$E = \frac{|L - R|}{|L + R|}, \quad L = \text{Sp}(\text{diag}^2(M_z)), \quad R = \frac{\text{Sp}^2(\mathcal{H} M_z)}{\text{Sp}(\mathcal{H}^2)}.$$

На обоих графиках увеличению β соответствуют переход к нижерасположенным кривым с интервалом 0,05 для (а) и 5 для (б). Убывающая зависимость ошибки E от N хорошо видна на левом графике. Однако при больших β эта зависимость становится менее выраженной, хотя сама величина ошибки при увеличении β существенно уменьшается. Выяснение поведения ошибок при дальнейшем увеличении N , предполагают другой численный подход, и будет рассмотрено отдельно.

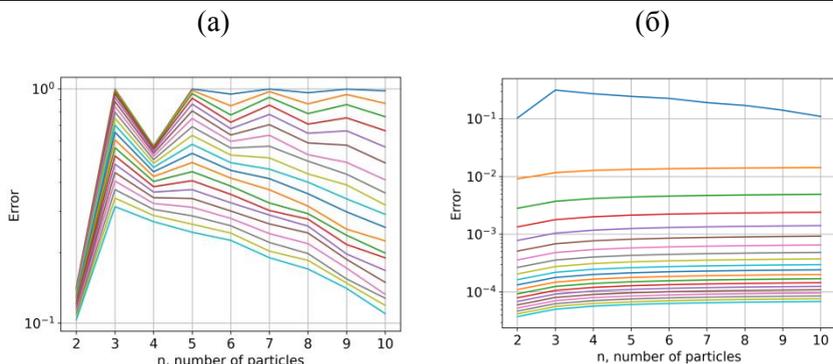


Рис. 1. Зависимости ошибки E от N при разных β , которое равномерно меняется в промежутке $[0,01; 1]$ с шагом $0,05$ (а) и в промежутке $[1; 100]$ с шагом 5 (б).

Авторы выражают благодарность гнс ИОФ РАН д.ф.-м.н. Самохину А.А. за постановку научной задачи, консультации и обсуждение результатов.

1. Абрагам А. Ядерный магнетизм. Москва. 1963.
2. Самохин А.А. ЖЭТФ. 1966. **51**. 928.
3. Samokhin A. Physica. 1968. **39**. 541.
4. Polkovnikov A., et al. Rev. Mod. Phys. 2011. **83**. 863.
5. D'Alessio L., et al. Advances in Physics. 2016. **65**. 239.
6. Hazzard K.R.A., et al. Phys. Rev. Lett. 2014. **113**. 195392.
7. Orioli A., et al. Phys. Rev. Lett. 2017. **120**. 063601.

Анализ структурных изменений в водных растворах гликолей на подложках из различных материалов методом спектроскопии комбинационного рассеяния света

Любимовский С.О., Новиков В.С.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: vs.novikov@kapella.gpi.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-63-65

Полярные и структурно нежесткие молекулы гликолей традиционно используются как модельные соединения для изучения влияния внутри- и межмолекулярных водородных связей на конформационный состав, способ упаковки и колебательные спектры более сложных веществ. Водные растворы этиленгликоля (ЭГ, $C_2H_6O_2$) и двух структурных изомеров пропиленгликолей (1,2-ПГ и 1,3-ПГ, $C_3H_8O_2$) широко применяются в качестве криопротекторов, теплоносителей и антифризов, в частности, для наземной противообледенительной обработки поверхностей воздушных судов. Структура и содержание гликоля определяют физико-химические свойства раствора (температуру замерзания, теплопроводность, вязкость и др.), а также изменения в структуре растворов, нанесенных на поверхности из разных материалов, такие как модификация конформационного состава молекул гликолей и изменение содержания воды вследствие разных скоростей испарения гликолей и воды.

Спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) света является мощным инструментом анализа химического и конформационного состава молекулярных веществ. Современные микроскопы КР позволяют осуществлять мониторинг изменений в структуре проб как во времени, так и по поверхности. Таким образом, разработка методов анализа водных растворов гликолей, нанесенных на поверхности различных материалов, является важной и перспективной задачей для фундаментальных и прикладных исследований.

В данной работе методом спектроскопии КР проводится исследование изменений в структуре 1 %-ных водных растворов ЭГ и 1,3-ПГ на подложках из никеля и кристаллического кремния. Спектры КР всех образцов регистрировали при рассеянии на 180° с использованием микроскопа КР Senterra II (Bruker Optics) и объектива $20\times$ ($NA = 0,4$). Для возбуждения КР использовалось непрерывное

лазерное излучение с длиной волны 532 нм и мощностью 25 мВт. Спектральное разрешение составляло 4 см^{-1} . Диаметр лазерного пятна на образце не превышал 10 мкм. Спектры КР регистрировали через 4 минуты после нанесения раствора на подложку, и затем через каждые три минуты, время накопления каждого спектра составляло 1 минуту.

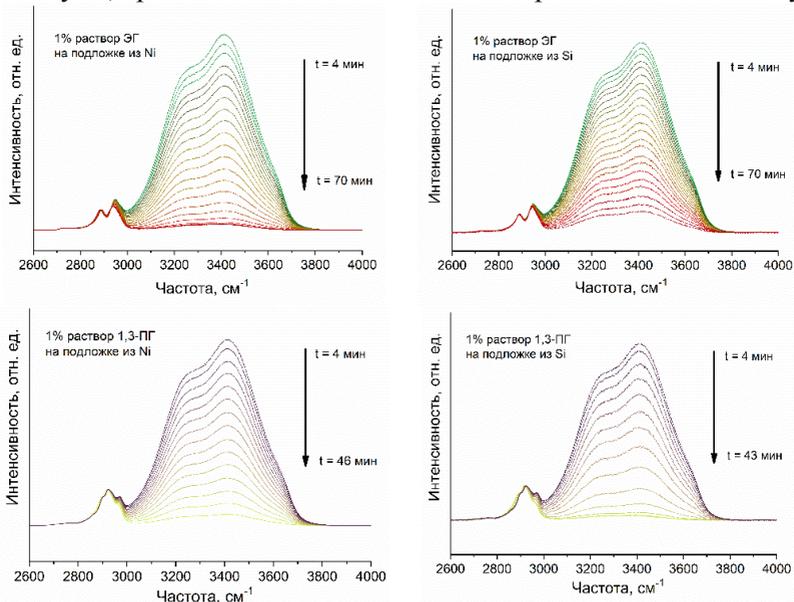


Рис. 1. Спектры КР водных растворов ЭГ и 1,3-ПГ на подложках из Ni и Si в диапазоне частот 2600–4000 см^{-1} .

Установлено, что конформационный состав молекул гликолей в водных растворах на подложках меняется незначительно по сравнению с чистыми гликолями [1] и водными растворами гликолей [2].

Для оценки содержания воды в растворах на подложке был использован метод, разработанный в нашей группе [2] и применимый до мольного содержания гликоля, равного 1 %. Метод основан на измерении отношения интенсивности полосы валентных колебаний ОН связей, рассматриваемой на частоте 3400 см^{-1} , и интенсивности полос валентных колебаний CH_2 групп, которые наблюдаются на частотах около 2880 и 2920 см^{-1} в спектрах ЭГ и 1,3-ПГ соответственно. Показано, что содержание воды в водных растворах гликолей на подложках уменьшается со временем, причем скорость

уменьшения содержания воды зависит как от структуры молекулы гликоля, так и от материала подложки (рис. 1). Содержание воды уменьшается быстрее для раствора 1,3-ПГ по сравнению с раствором ЭГ (рис. 2). В случае раствора ЭГ содержание воды уменьшается быстрее на подложке из никеля по сравнению с подложкой из кремния, а для раствора 1,3-ПГ наблюдается обратная зависимость (рис. 2).

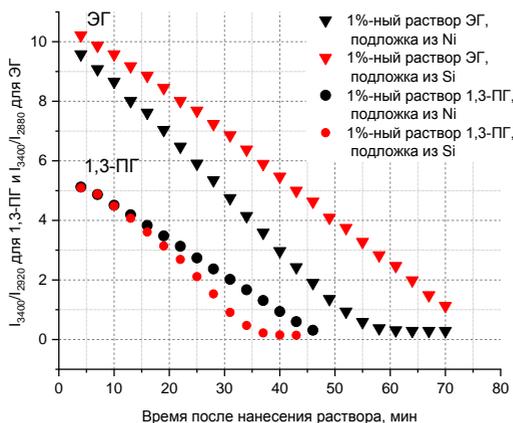


Рис. 2. Зависимость отношений интенсивности полосы валентных колебаний ОН-связей, рассматриваемой на частоте 3400 см^{-1} , и интенсивности полос валентных колебаний CH_2 -групп, которые наблюдаются на частотах около 2880 и 2920 см^{-1} в спектрах ЭГ и 1,3-ПГ соответственно, от времени, прошедшего с момента нанесения раствора на подложку из Ni или Si.

Таким образом, в работе показано, что спектроскопия КР может эффективно использоваться для анализа изменений в структуре водных растворов гликолей на подложках.

1. Kuzmin V.V., Novikov V.S., Sagitova E.A., et al. J. Mol. Struct. 2021. **1243**. 130847.
2. Liubimovskii S.O., Novikov V.S., Ustynyuk L.Yu., et al. Spectrochim. Acta A Mol. Biomol. Spectrosc. 2023. **285**. 121927.

Влияние локальных нарушений симметрии на магнитоэлектрические свойства $(\text{La}_{0,985}\text{Ho}_{0,015})_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$

Тихановский А.Ю.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: tikhanovskii@phystech.edu

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-66-68

Соединения со структурой лангасита ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$) широко исследованы и известны сильными пьезоэлектрическими и нелинейными оптическими свойствами. Редкоземельные лангаситы, такие как $\text{Nd}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ и $\text{Pr}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$, привлекли внимание благодаря проявлению нелинейных оптических, пьезоэлектрических и необычных магнитных свойств [1–2]. Соединения обладают нецентросимметричной кристаллической структурой (пространственная группа $R\bar{3}21$) в которой магнитные ионы занимают три низкосимметричные позиции с симметрией C_2 и локальными осями, направленными вдоль кристаллографических осей (a , b , $-a-b$). Магнитные ионы остаются в парамагнитном состоянии вплоть до самых низких температур и формируют решетку топологически эквивалентную Кагуме.

Недавно в замещенном соединении $(\text{La}_{0,985}\text{Ho}_{0,015})_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$, относящемся к классу редкоземельных лангаситов, впервые была обнаружена индуцированная магнитным полем электрическая поляризация и предложена модель магнитной структуры, в рамках которой описаны особенности поведения соединения в магнитном поле [3].

Однако было показано [4], что несмотря на учет особенностей основного состояния ионов Ho^{3+} , предложенная в [3] модель не учитывает особенности взаимосвязи локальной и глобальной симметрии. Равновероятное заполнение позиций $2d$ ионами Ga/Si приводит к нарушению локальной симметрии C_2 , что вызывает отклонение изинговских осей от разрешенных симметрией направлений и приводит особому поведению соединений в магнитном поле.

Аналогично, нарушение локальной симметрии приводит к особому поведению индуцированной магнитным полем электрической поляризации. Для комплексного описания

магнитоэлектрических свойств соединения построена микроскопическая модель, в которой учтены основное состояние редкоземельного иона Ho^{3+} в несимметричном кристаллическом поле и особенности магнитной структуры. В результате, поляризация описана набором всего 9 микроскопических параметров.

Используя сформулированную модель магнитоэлектрического взаимодействия, выполнено моделирование полевых зависимостей индуцированной магнитным полем электрической поляризации в широком диапазоне полей и температур (Рис. 1). Продемонстрирована связь особенностей электрической поляризации при низких температурах и в сильных магнитных полях с магнитными свойствами ионов Ho^{3+} .

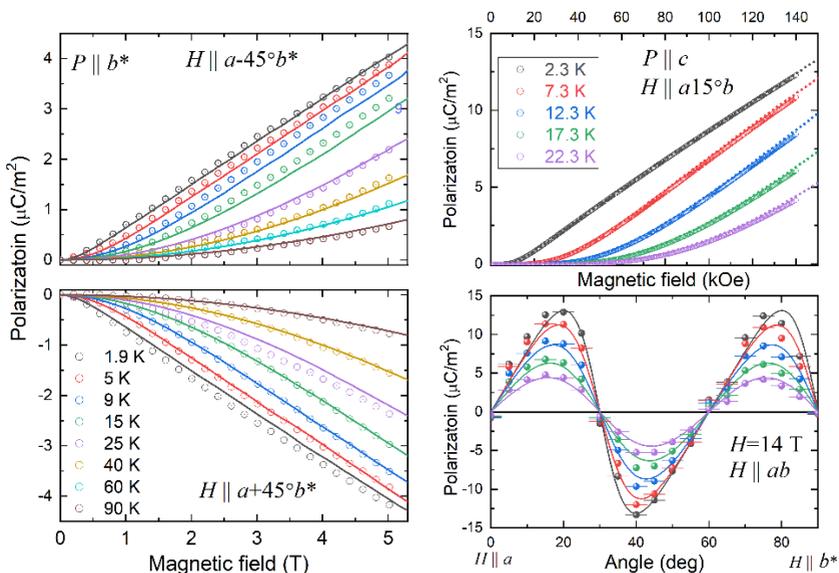


Рис. 1. Полевые зависимости электрической поляризации (а) P_{b^*} в поле $H \parallel a \pm 45^\circ b^*$ (ориентированном вдоль диагонали плоскости ab^*) и (б) P_c в поле $H \parallel a15^\circ b$, при различных температурах. (с) Угловые зависимости P_c от поля $\mu_0 H = 14 \text{ T}$, вращающемся в плоскости ab^* .

Символы — эксперимент, сплошные линии — теория.

Автор выражает благодарность научному руководителю к.ф.-м.н. Мухину А.А., к.ф.-м.н. Иванову В.Ю. и

к.ф.-м.н. Кузьменко А.М. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Zorko A., Bert F., Mendels P., et al. Phys Rev. Lett. 2010. **104**. 057202.
2. Bordet P., Gelard I., Marty K., et al. J. Phys. Condens. Matter. 2006. **18(22)**, 5147-5153.
3. Weynmann L., Bergen L., Kain T., et al. Npj Quantum Mater. 2020. **5(1)**. 61.
4. Тихановский А.Ю., Кузьменко А.М. Тезисы докладов Школы-конференции молодых ученых «Прохоровские недели». 2022. 41-43.

Эффект акустически индуцированной прозрачности для гамма-фотонов и его приложения

Хайрулин И.Р.

*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук, Нижний Новгород*

E-mail: khairulinir@ipfran.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-69-71

Индукцированная прозрачность оптически толстой среды для резонансного электромагнитного излучения является мощным инструментом управления взаимодействием между средой и полем. Феномен индуцированной прозрачности продемонстрирован в различных физических системах для излучения от микроволнового до гамма-диапазона. В оптическом диапазоне одним из наиболее перспективных для приложений (оптические линии задержки, обработка квантовой информации, магнитометрия и т.п.) является эффект электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) [1, 2]. В частности, в условиях ЭИП достигается рекордное замедление электромагнитного излучения в оптическом диапазоне благодаря большому наклону резонансной дисперсии среды внутри индуцированного узкого спектрального окна прозрачности. Например, в работе [3] реализовано уменьшение групповой скорости распространения микросекундного импульса в среде атомов натрия до 17 м/с. Более того, при определённых условиях возможно и вовсе «остановить свет» [4]. Однако для большинства экспериментов по ЭИП в оптическом диапазоне необходимо использовать криогенные температуры для сужения спектральных линий квантовых переходов среды. Кроме того, отсутствие достаточно интенсивных спектрально узких когерентных источников, необходимых для ЭИП, не позволяет непосредственно реализовать этот эффект в высокочастотной области спектра, в том числе, в рентгеновском и гамма-диапазонах.

В докладе обсуждаются эффект акустически индуцированной прозрачности (АИП) [5, 6], который не требует использования интенсивных управляющих полей и может быть реализован в рентгеновском/гамма-диапазоне при комнатной температуре, а также его возможные приложения.

Эффект АИП состоит в подавлении резонансного взаимодействия излучения с поглощающей средой, которая совершает

гармонические колебания вдоль направления распространения излучения. В качестве источника резонансного излучения рассматривается радиоактивный мёссбауэровский источник (РМИ) ^{57}Co , который излучает одиночные фотоны с энергией 14,4 кэВ, а в качестве резонансного поглотителя — фольга из нержавеющей стали, обогащённая ядрами мёссбауэровского нуклида ^{57}Fe . Соответствующие спектральные линии источника и поглотителя являются однородно уширенными и имеют сопоставимую ширину. Вследствие эффекта Доплера гармоническое движение поглотителя относительно источника приводит к тому, что резонансная поляризация поглотителя, индуцированная падающим полем, приобретает фазовую модуляцию. При этом спектр резонансной поляризации (спектр поглощения) представляет собой совокупность лоренцевых контуров, отстоящих друг от друга на частоту колебаний поглотителя, Ω , с амплитудами, определяемыми квадратами функций Бесселя n -го порядка $J_n^2(2\pi R/\lambda_s)$, где R — амплитуда колебаний поглотителя, λ_s — длина волны резонансного гамма-излучения. Если излучение источника изначально было резонансным по отношению к поглотителю, то в вибрирующей среде оно резонансно «0»-му контуру поглощения. При этом величина поглощения определяется $J_0^2(2\pi R/\lambda_s)$, а также крыльями соседних индуцированных линий поглощения. Если амплитуда колебаний R удовлетворяет условию $J_0(2\pi R/\lambda_s) = 0$, а частота колебаний Ω существенно больше ширин спектральных линий источника и поглотителя, то амплитуда «0»-го контура поглощения равна нулю, а остальные контуры настолько далеки от спектральной линии падающего поля, что ни резонансное поглощение, ни резонансная дисперсия не влияют на амплитудные и фазовые характеристики излучения. Так, в работе [5] было экспериментально показано 150-кратное уменьшение резонансного поглощения фотонов с энергией 14,4 кэВ от РМИ ^{57}Co в фольге нержавеющей стали, вибрирующей с частотой 9,8 МГц и амплитудой 0,33 Å. При этом как спектральные, так и временные характеристики падающих фотонов были сохранены благодаря индуцированной прозрачности.

Если же частота колебаний резонансного поглотителя сопоставима с шириной спектра поглощения, то в окрестности центральной частоты падающего излучения дисперсия среды имеет крутой наклон, обусловленный перекрытием крыльев индуцированных контуров поглощения на комбинационных частотах. Данный наклон дисперсии приводит к задержке резонансного

излучения в среде вследствие уменьшения групповой скорости его распространения [7, 8]. Так, в работе [7] показано, что использование фольги из нержавеющей стали толщиной 0,54 мкм, на 98 % обогащённой нуклидом ^{57}Fe , осциллирующей с частотой 2,55 МГц, позволит замедлить однофотонный волновой пакет гамма-излучения РМИ ^{57}Co до значений менее 6 м/с с задержкой порядка 100 нс при комнатной температуре.

В данном докладе также обсуждается возможность использования эффекта АИП для реализации контролируемой задержки однофотонного волнового пакета от РМИ ^{57}Co в резонансной поглощающей среде ядер ^{57}Fe . Для этого предлагается в определённый момент времени относительно переднего фронта однофотонного волнового пакета резко сместить поглотитель на половину длины волны резонансного излучения с последующим его гармоническим движением в режиме АИП. Тогда до смещения поглотителя излучение будет поглощено, а после смещения будет формироваться задержанная реплика однофотонного волнового пакета, спектральный контур которой близок к спектральному контуру падающего излучения.

Автор выражает благодарность к.ф.-м.н. Радионичеву Е.В. за совместную работу над научной задачей. Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

1. Kocharovskaya O., Khanin Ya.I. Sov. Phys. JETP. 1986. **63**. 945.
2. Boller K.J., İmamoğlu A., Harris S.E. Phys. Rev. Lett. 1991. **66**. 2593.
3. Hau L.V., Harris S.E., Dutton Z., Behroozi C.H. Nature. 1999. **397**. 594-598.
4. Kocharovskaya O., Rostovtsev Y., Scully M.O. Phys. Rev. Lett. 2001. **86**. 628.
5. Radeonychev Y.V., Khairulin I.R., Vagizov F.G., et al. Phys. Rev. Lett. 2020. **124**. 163602.
6. Khairulin I.R., Radeonychev Y.V., Antonov V.A., Kocharovskaya O. Scientific Reports. 2021. **11**. 7930.
7. Радионичев Е.В., Хайрулин И.Р., Кочаровская О.А. Письма в ЖЭТФ. 2021. **114**. 789-797.
8. Khairulin I.R., Radeonychev Y.V., Kocharovskaya O. Scientific Reports. 2022. **12**. 20270.

Квантовая динамика поляритонного димера

Худайберганаев Т.А.

Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир

E-mail: thomasheisenberg@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-72-74

Микропиллар — это микрорезонатор столбцовой формы [1]. Поперечные размеры микропиллара намного меньше поперечных размеров микрорезонаторов, что существенно уменьшает оптический конус излучения. Активной средой в микропилларе могут быть полупроводниковые квантовые точки или квантовые ямы. При взаимодействии фотонной моды микропиллара с экситонами в активной среде при условии сильной связи (когда величина связи больше величины потери в системе) образуется квазичастица — экситонный поляритон (бозе-частица). Микропиллар проводит селекцию мод, избирая только моды с волновым числом, близким к $k_{\parallel} \approx 0$. За счет такой селекции в активной среде образуются почти нульмерные поляритоны.

Два микропиллара, созданных рядом друг с другом, могут обмениваться туннельными фотонами излучения от боковых стенок микропиллара [2]. Такую систему называют поляритонным димером. Величина такой связи очень мала, порядка потерь в системе. Это диссипативная связь (константа связи комплексная и неэрмитовая). На сегодняшний день представляет интерес влияние диссипативной связи на квантовую динамику димера Бозе-Хаббарда.

Гамильтониан поляритонного димера имеет следующий вид:

$$H = \sum_{i \neq j}^2 \varepsilon_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i + g_{ij} \hat{a}_i^+ \hat{a}_j + \frac{U}{2} \hat{a}_i^+ \hat{a}_i^+ \hat{a}_i \hat{a}_i, \quad (1)$$

здесь $\hat{a}(\hat{a}^+)$ — оператор уничтожения (рождения) поляритонов в микропилларе; U — это параметр нелинейности (возникающий из-за упругого экситон-экситонного рассеивания); $g_{ij} = g_{ji} = J$ — параметр связи между i -микропилларом и j -микропилларом.

Рассмотрим систему с диссипативной связью и с потерями на одной моде $\gamma_1 = (\Gamma_1 - P_1)$, и усилением на другой моде $\gamma_2 = (P_2 - \Gamma_2)$, $\Gamma_{1,2}$ — диссипации и $P_{1,2}$ — накачка [3]. Управляющее уравнение на матрицу плотности для такой системы с Гамильтонианом (1), имеет следующий вид [4]:

$$\dot{\rho} = -i[H, \rho] + \gamma_1 D[\hat{a}_1] + \gamma_2 D[\hat{a}_2^+] + \sigma D[\hat{a}_1 + \hat{a}_2] \quad (2)$$

Здесь мы ввели следующее обозначение диссипатора (супероператора): $D[\hat{A}] = \hat{A}\rho\hat{A}^+ - \frac{1}{2}[\hat{A}^+\hat{A}, \rho]_+$, введённое обозначение $[\cdot, \rho]_+$, означает антикоммутатор. Первые два диссипатора соответствуют PT -симметричному [3] (чётно-временная симметрия) условию равновесия потерь и усиления в системе. Нелокальный диссипатор с параметром релаксации σ в (2), соответствует диссипативной связи.

Введем следующие операторы:

$$\hat{S}_x = \frac{\hat{a}_2^+\hat{a}_1 + \hat{a}_1^+\hat{a}_2}{2}, \hat{S}_y = \frac{\hat{a}_2^+\hat{a}_1 - \hat{a}_1^+\hat{a}_2}{2i}, \hat{S}_z = \frac{\hat{a}_2^+\hat{a}_2 - \hat{a}_1^+\hat{a}_1}{2}, \hat{S}_0 = \frac{\hat{a}_2^+\hat{a}_2 + \hat{a}_1^+\hat{a}_1}{2}. \quad (3)$$

Можно вывести следующие дифференциальные уравнения из (2) на математически ожидаемые значения от операторов (3) $s_{x,y,z} = \langle \hat{S}_{x,y,z} \rangle$ (в случае, когда $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$):

$$\dot{s}_x = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)s_y - \sigma s_x - \sigma s_0 - 2Us_z s_y - Us_y, \quad (4a)$$

$$\dot{s}_y = -(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)s_x - 2Js_z - \sigma s_y + 2Us_z s_x + Us_x, \quad (4б)$$

$$\dot{s}_z = \gamma s_0 + 2Js_y - \sigma s_z - \sigma s_x + \frac{\gamma}{2}, \quad (4в)$$

От квазиклассических уравнений, получаемых из (2) система уравнений (4) отличается наличием последних слагаемых в уравнениях (4a) и (4б) и двух последних слагаемых в уравнении (4в). При выводе уравнений (4) была проведена факторизация нелинейных слагаемых.

При $\sigma = 0$ статических решений нет, если $U \neq 0$. В классических уравнениях такие решения могут быть, в этом случае $s_z = 0$. Это связано с появлением в уравнениях (4a) и (4б) слагаемых $Us_{y,x}$. В отсутствии нелинейности образуется континуум квантовых статических решений, описываемых неким каноническим уравнением, определенным на плоскости xOy :

$$\left(s_y - \frac{2J\gamma}{\gamma^2 - 4J^2}\right)^2 + \frac{1}{\beta} s_x^2 = \frac{\gamma^2(\gamma^2 + 12J^2)}{4(4J^2 - \gamma^2)^2}, \quad (5)$$

где $\beta = \left(1 - 4\frac{J^2}{\gamma^2}\right)$ и при условии, что $s_y < 0$ и $s_z = 0$.

Решения (5) возникают вследствие вырождения решений (4). С появлением нелинейности континуум статических квантовых решений исчезает, но с появлением диссипативной связи квантовые решения обретают некий набор (конечное число) статических решений.

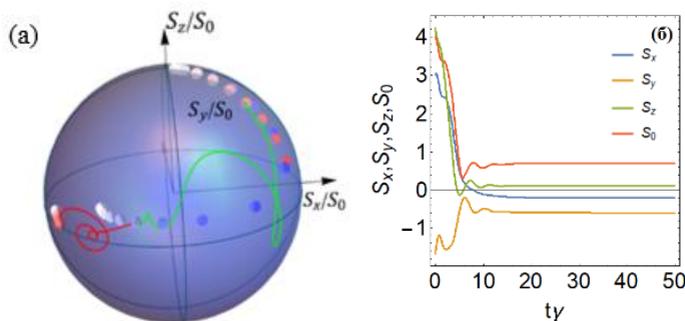


Рис. 1. (а) Точками показаны статистические решения уравнений (4): красные точки — квазиклассические решения, синие точки — квантовые решения. Яркостью показано изменение параметра σ от 0 до J . Цветными кривыми показано динамическое решение уравнений (4) с начальными условиями, взятыми из соответствующих квазиклассических решений для $\sigma = 0,5J$. Параметры: $\gamma = J, U = 0,3J$. (б) Динамика переменных (3) с выходом на стационарное значение.

На рис. 1 показаны спроецированные на сферу Блоха динамические и статические решения уравнений (4). Из квазиклассических решений система эволюционирует в устойчивое решение (устойчивый узел), предсказанное уравнениями (4).

Автор выражает благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. Аракелян С.М., к.ф.-м.н. Честнову И.Ю. и д.ф.-м.н. Бутковскому О.Я. за постановку и обсуждение научной задачи, а также д.ф.-м.н. Седову Е.С. за оказанную помощь.

1. Gerard J., Barrier D., Marzin J., et al. Appl. Phys. Lett. 1996. **69**(4). 449-451.
2. Ruiz-Sánchez R., Rechtman R., and Rubo Y.G. Phys. Rev. B 2020. **101**(15). 155305.
3. Dast D., Haag D., Cartarius H., et al. Phys. Rev. A. 2014. **90**(5). 052120.
4. Metelmann A. and Clerk A.A. Phys. Rev. X. 2015. **5**(2). 021025.
5. Barashenkov I.V., Jackson G.S., et al. Phys. Rev. A. 2013. **88**(5). 053817.

НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ, АКТИВНЫЕ СРЕДЫ И НАНОСТРУКТУРЫ

Особенности структуры и спектрально-люминесцентных характеристик керамик $ZrO_2\text{--}Sc_2O_3\text{--}Eu_2O_3$, полученных из порошков плавленных твёрдых растворов аналогичного состава

Бузаева Е.М., Ларина Н.А.

*Национальный исследовательский
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск*

E-mail: katyabuzaeva@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-75-77

Материалы на основе стабилизированного диоксида циркония обладают широким спектром уникальных физико-химических свойств, что позволяет использовать их для различных практических применений. Отдельного внимания заслуживают керамические твердые электролиты на основе диоксида циркония, стабилизированного оксидами иттрия и скандия [1–3].

Следует отметить, что на структурные, физико-механические и транспортные характеристики керамических материалов на основе диоксида циркония значительным образом влияют метод и условия их изготовления.

В настоящей работе выполнены исследования структуры и физических свойств керамик $(ZrO_2)_{0,909}(Sc_2O_3)_{0,09}(Eu_2O_3)_{0,001}$ и $(ZrO_2)_{0,899}(Sc_2O_3)_{0,10}(Eu_2O_3)_{0,001}$, полученных из порошков плавленных твердых растворов аналогичного состава. Формование образцов происходило методом одноосного прессования с последующим спеканием в атмосфере воздуха при температуре 1680 °С в течение двух часов.

Результаты рентгенофазового анализа исследуемых керамических образцов свидетельствуют о том, что они являются однофазными и обладают кубической структурой типа флюорита.

Полученные из рентгенограмм значения параметров кристаллической решетки образцов керамик $(ZrO_2)_{0,909}(Sc_2O_3)_{0,09}(Eu_2O_3)_{0,001}$ и $(ZrO_2)_{0,899}(Sc_2O_3)_{0,10}(Eu_2O_3)_{0,001}$ характеризуются близкими значениями. Для керамики

$(\text{ZrO}_2)_{0,909}(\text{Sc}_2\text{O}_3)_{0,09}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,001}$ параметр кристаллической решетки a составляет $5,086 \text{ \AA}$, а для керамики $(\text{ZrO}_2)_{0,899}(\text{Sc}_2\text{O}_3)_{0,10}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,001}$ — $a = 5,087 \text{ \AA}$.

Спектрально люминесцентные свойства керамик $(\text{ZrO}_2)_{0,909}(\text{Sc}_2\text{O}_3)_{0,09}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,001}$ и $(\text{ZrO}_2)_{0,899}(\text{Sc}_2\text{O}_3)_{0,10}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,001}$ были изучены методом оптической спектроскопии. Сравнительный анализ спектров люминесценции ионов Eu^{3+} в твёрдых растворах керамических и монокристаллических образцов одинакового состава не выявил существенных различий, что свидетельствует об идентичности их локальной структуры.

Анализ спектров люминесценции керамик $(\text{ZrO}_2)_{0,909}(\text{Sc}_2\text{O}_3)_{0,09}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,001}$ и $(\text{ZrO}_2)_{0,899}(\text{Sc}_2\text{O}_3)_{0,10}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,001}$ выявил наличие в ней неконтролируемой примеси $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (рис. 1) [4].

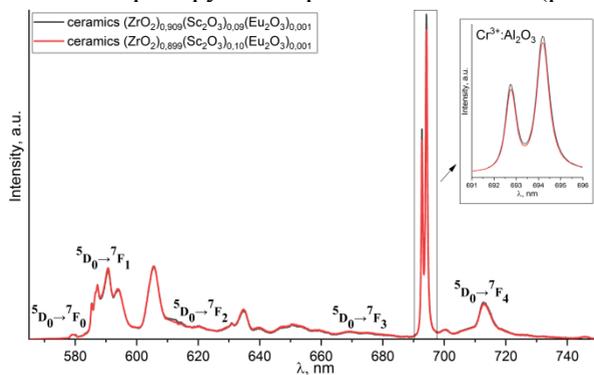


Рис. 1. Спектры люминесценции керамик $(\text{ZrO}_2)_{0,909}(\text{Sc}_2\text{O}_3)_{0,09}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,001}$ и $(\text{ZrO}_2)_{0,899}(\text{Sc}_2\text{O}_3)_{0,10}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,001}$, $\lambda_{\text{возб.}} = 532 \text{ нм}$, $T = 300 \text{ К}$.

Также при регистрации спектров люминесценции в различных областях образца керамики $(\text{ZrO}_2)_{0,899}(\text{Sc}_2\text{O}_3)_{0,10}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,001}$ была обнаружена неконтролируемая примесь $\text{Cr}^{3+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ (рис. 2) [5].

Наличие неконтролируемых примесей обусловлено термообработкой керамики в печи с хромитлантановыми нагревателями (LaCrO_3) в контейнере из оксида циркония, помещенном в тигель из алюмомагнезиальной шпинели (MgAl_2O_4).

Полученные в работе результаты необходимо учесть при оптимизации технологии получения кермик на основе диоксида циркония.

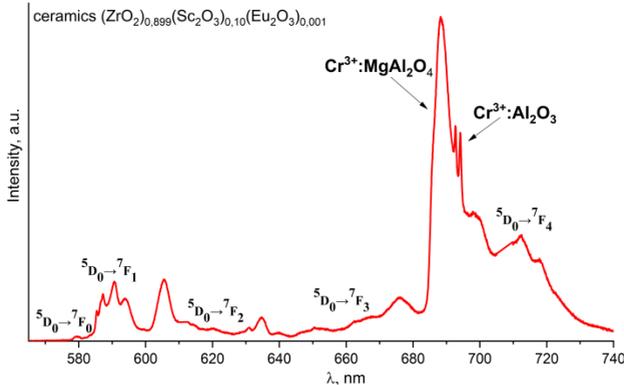


Рис. 2. Спектр люминесценции керамики $(\text{ZrO}_2)_{0,899}(\text{Sc}_2\text{O}_3)_{0,10}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,001}$, $\lambda_{\text{возб.}} = 532$ нм, $T = 300$ К.

Авторы выражают благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. Рябочкиной П.А. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов. Авторы также выражают благодарность д.т.н. Ломоновой Е.Е. и к.т.н. Чернову Е.И. за выращивание монокристаллов и изготовление керамики для проведения исследований.

1. Mahato N., Banerjee A., Gupta A., et al. Progress in Materials Science. 2015. **72**. 141-337.
2. Borik M.A., Zaharov D.M., Kulebyakin A.V., et al. Materials Chemistry and Physics. 2022. **277**. 12549.
3. Borik M.A., Kulebyakin A.V., Kuritsyna I.E., et al. Journal of Crystal Growth. 2020. **547**. 125808.
4. Borik M.A., Kulebyakin A.V., Kyashkin V.M., et al. Journal of materials. 2022. **15**. 7722.
5. Brik M.G., Papan J., Jacovic D.J., et al. Journal of Luminescence. 2018. **177**. 145-151.

Люминесцентная термометрия на основе квантовых точек Ag_2S , декорированных наночастицами золота

**Восканян Г.Р.^{1, 2, 3}, Грициенко А.В.^{1, 2}, Курочкин Н.С.^{1, 2},
Гревцева И.Г.⁴**

1- Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

2- Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет), Долгопрудный

3- Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва

4- Воронежский государственный университет, Воронеж

E-mail: g.voscaniantz@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-78-79

Локальная термометрия в субмикронном масштабе используется для изучения и контроля режима работы микрофлюидных и микроэлектронных устройств, в лечебной гипертермии и других приложениях в биологии и медицине. Не существует универсального термометра, одинаково подходящего для каждой из задач, поэтому поиск различных термометрических методов остается актуальным. В клеточной биологии и в медицине для неинвазивной и бесконтактной локальной термометрии используется зависимость излучательных свойств люминофоров от их температуры [1]. Наибольший интерес для этих приложений представляют люминофоры, излучающие в диапазоне 700–1100 нм, в котором биологические объекты менее всего рассеивают и поглощают свет. Таким излучением обладают, например, квантовые точки (КТ) Ag_2S с размером порядка 10 нм [2]. Адсорбция плазмонных наночастиц на поверхности КТ позволяет изменять параметры люминесценции: увеличивать квантовый выход и время затухания люминесценции, что упрощает считывание данных о температуре [3].

В данной работе исследованы температурно-кинетические свойства люминесценции КТ Ag_2S , декорированных плазмонными наночастицами Au (КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Au}$). Подготовленные образцы КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Au}$ возбуждались УФ лазером с длиной волны $\lambda = 375$ нм, работающим в импульсном режиме с частотой следования $\nu = 100$ кГц. Излучение регистрировалось в спектральном диапазоне 700–1000 нм. Получена зависимость времени затухания люминесценции от локальной температуры КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Au}$. Кинетические зависимости затухания люминесценции для разных температур представлены на

рис. 1. Из рисунка видно, что время затухания уменьшается с увеличением температуры. На рис. 2 представлена температурная зависимость среднего времени затухания люминесценции, рассчитанного по формуле:

$$\langle \tau \rangle = \frac{\sum_i A_i \tau_i^2}{\sum_i A_i \tau_i},$$

где A_i — амплитуда, τ_i — время затухания i -ой компоненты кривой затухания.

На основе полученных экспериментальных данных была установлена линейно убывающая зависимость времени затухания от температуры образца. При этом относительная температурная чувствительность времени затухания люминесценции составила $0,45\% \text{ K}^{-1}$ при комнатной температуре.

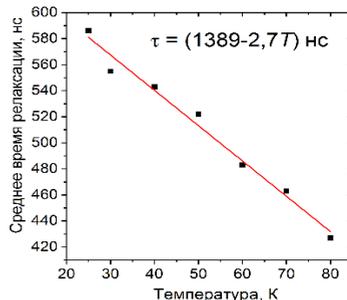
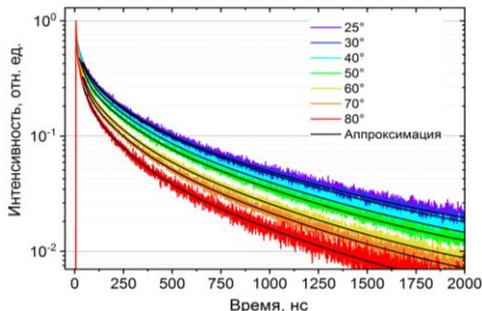


Рис. 1. Кривые затухания люминесценции квантовых точек $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Au}$ при различных температурах образца

Рис. 2. Зависимость среднего времени затухания от температуры образца

Работа была поддержана грантом Российского научного фонда № 22-29-01046.

1. Dramićanin M.D. J. Appl. Phys. 2020. **128**. 040902.
2. Shen Y., Lifante J., Zabala-Gutiérrez I., et al. Adv. Mater. 2021. **34**(7), 2107764.
3. Гревцева И.Г. и др. Оптика и спектроскопия. 2023. **130**(3). 455-460.

Мультистабильность экситон-поляритонов в хиральном полупроводниковом микрорезонаторе

Дмитриева О.А.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
Сколковский институт науки и технологии, Москва*

E-mail: dmitrieva.oi16@physics.msu.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-80-81

В последнее время актуальной задачей является создание компактных источников циркулярно-поляризованного света для спектроскопии и сенсорики. Один из новых подходов к её решению предполагает использование хиральных фотонных структур, что позволяет достигать высокой (до 90 %) степени циркулярной поляризации излучения в лазерном режиме [1, 2]. В то же время, в таких структурах возникают интересные эффекты бистабильности и мультистабильности при резонансной оптической накачке ниже порога лазерной генерации [3–5]. Целью данной работы является теоретическое исследование явлений мультистабильности в хиральном микрорезонаторе при когерентной резонансной линейно поляризованной оптической накачке.

Объектом исследования является планарный брэгговский микрорезонатор с квантовыми ямами в активной области. На верхнем зеркале микрорезонатора для получения хиральной системы изготовлен фотонный кристалл, представляющий собой квадратную решётку микропилларов с симметрией C_4 (рис. 1 (а)).

Взаимодействие сильной резонансной накачки с экситонами в квантовой яме вызывает синий сдвиг экситонной частоты, который приводит к появлению бистабильных переходов экситонной плотности при изменении интенсивности накачки. Из-за хиральности микрорезонатора при слабой линейно поляризованной накачке отклик поляризован эллиптически. Степень циркулярной поляризации отклика ρ_C зависит от геометрии хирального фотонного кристалла на верхнем зеркале резонатора. Однако при сильной накачке ρ_C скачкообразно возрастает и достигает высоких значений даже для слабо хирального микрорезонатора: $\rho_C \sim 4\%$ при слабой накачке и до 70 % в нелинейном режиме (рис. 1 (в)), так как в хиральной системе

пороги бистабильных переходов различны для правой и левой циркулярной поляризации накачки (рис. 1 (б)) [6].

Рассмотрено два метода теоретического расчёта отклика системы при заданных параметрах накачки. Первый метод предполагает однородность отклика в пределах обеих квантовых ям. Во втором методе распределение поля в квантовых ямах учитывается самосогласованно. Показано, что результаты, получаемые обоими методами, близки (рис. 1 (г)), хотя для расчёта точных значений лучше использовать метод, учитывающий распределение поля.

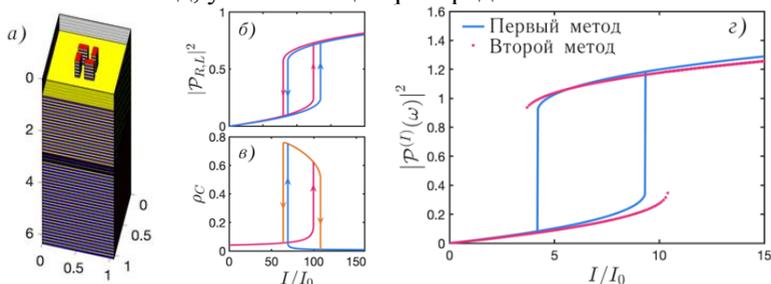


Рис. 1. Элементарная ячейка микрорезонатора (а).
зависимость плотности экситон-поляритонов от интенсивности
право- и левополяризованной накачки (б). Зависимость ρ_C от
интенсивности линейно поляризованной накачки (в).
Результаты двух методов (г).

Автор выражает благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н., проф. Тиходееву С.Г., и д.ф.-м.н., проф. Гиппиусу Н.А. за обсуждение результатов, а также РНФ за финансовую поддержку (грант № 22-12-00351).

1. Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I., et al. Phys. Rev. Applied. 2022. **17**. L021001.
2. Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И. Письма в ЖЭТФ. 2022. **116**. 500-505.
3. Gippius N.A., Tikhodeev S.G., Kulakovskii V.D. et al. Europhys. Lett. 2004. **67**. 997.
4. Gippius N.A., Shelykh I.A., Solnyshkov D.D. et al. Phys. Rev. Lett. 2007. **98**. 236401.
5. Гаврилов С.С. УФН. 2020. **190**. 137.
6. Дмитриева О.А., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г. Доклады РАН. Физика. Технические науки. 2023. **510**. 10-15.

Структура и транспортные характеристики твёрдых растворов $ZrO_2-Sc_2O_3-R_2O_3$ ($R - Y, Gd, Tb, Yb$)

Захаров Д.М.

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва

E-mail: deniszakharovm@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-82-83

Основная часть исследований материалов для электролитов твердооксидных топливных элементов (ТОТЭ) направлена на снижение рабочей температуры и сохранение высокой мощности установок. Для этого особенно важно подобрать материал с высокой ионной проводимостью и высокой фазовой стабильностью. Растворы на основе $ZrO_2-Sc_2O_3$ (ScSZ) среди всех растворов диоксида циркония обладают наивысшей ионной проводимостью. Но в то же время при высоких температурах данные растворы теряют фазовую стабильность, что приводит к потере мощности [1]. Добавление небольших количеств оксидов редкоземельных металлов позволяет стабилизировать кубическую фазу и сохранить ионную проводимость на нужном уровне [2]. Целью данной работы является определение влияния катиона дополнительного стабилизирующего оксида Gd^{3+} , Tb^{3+} , Yb^{3+} и Y^{3+} на транспортные характеристики и фазовый состав монокристаллов на основе твёрдого раствора $ZrO_2-Sc_2O_3$.

Кристаллы были выращены методом направленной кристаллизации в холодном тигле. Фазовый анализ проводили методом рентгеновской дифрактометрии. Ионную проводимость измеряли методом рентгеновской дифракции, импедансной спектроскопии.

В результате фазового анализа определено, что при добавлении в твердые растворы $ZrO_2-Sc_2O_3$ 2 мол.% R_2O_3 ($R - Y, Gd, Tb, Yb$) кубическая фаза стабилизируется во всем объеме кристаллов. При дополнительном солегировании $ZrO_2-Sc_2O_3$ 1 мол.% R_2O_3 кубическая фаза была получена только для составов: 9Sc1YbSZ, 10Sc1YSZ, 9Sc1TbSZ, 10Sc1GdSZ.

Таким образом, стабилизация высокотемпературной кубической фазы в кристаллах, солегированных Yb_2O_3 или Tb_2O_3 , происходит при

меньшей концентрации Sc_2O_3 в твердом растворе, чем в кристаллах, солегированных Y_2O_3 или Gd_2O_3 .

Измерение ионной проводимости кристаллов показано, что проводимость зависит от содержания Sc_2O_3 в твердых растворах и фазового состава кристаллов. Установлено, что величина проводимости кристаллов увеличивается с уменьшением ионного радиуса солегирующего катиона (рис. 1).

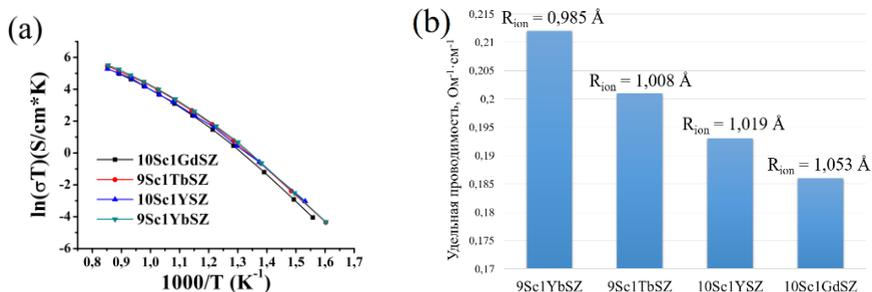


Рис. 1. Температурная зависимость ионной проводимости растворов (а) и зависимость проводимости растворов от ионного радиуса катиона примеси (б)

Таким образом, подтверждается тезис о том, что чем ближе ионный радиус катиона стабилизирующего оксида к ионному радиусу циркония, тем выше значения ионной проводимости [3].

Автор выражает благодарность научному коллективу лаборатории «Фианит» за постановку научной задачи, помощь в проведении измерений и обсуждении результатов.

1. Badwal S.P.S., Ciacchi F.T., Milosevic D. Solid State Ionics. 2000. **136**. 91-99.
2. Nakayama S., Tokunaga R., Takata M., et al., Open Ceramics. 2021. **6**. 100136.
3. Artemov S.A., Borik M.A., Kulebyakin A.V., et al., J. Alloys Compd. 2021. **870**. 159396.

**Влияние акустического воздействия
при синтезе фотонных кристаллов опал-на-алмазе
на структуру и оптические свойства**

**Крылов Ю.М.^{1,2}, Дьяков С.А.³, Савин С.С.^{1,4}, Федорова И.А.¹,
Пашинин И.В.¹**

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

2- Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва

3- Сколковский институт науки и технологи, Москва

4- МИРЭА – Российский технологический университет, Москва

E-mail: Payday780400@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-84-86

В настоящее время внимание исследователей привлекают фотонные кристаллы (ФК) — среды с модулированной в пространстве диэлектрической проницаемостью, способные перенаправлять потоки света благодаря наличию полной или частичной запрещённой фотонной зоны. Пожалуй, среди трёхмерных вариантов ФК наиболее простой в реализации является структура опала. Среди материалов, пригодных для создания ФК с полной запрещённой фотонной зоной в области 230–1000 нм, выделяется алмаз. Он обладает оптической прозрачностью, высокой диэлектрической проницаемостью (5,71), а также химической и радиационной стойкостью. Нанокристаллический по строению алмаз со структурой инвертированного опала был получен в 1998 году [1], затем удалось синтезировать пригодный для фотоники инвертированный алмазный опал из оптически прозрачного монокристалла [2], состоящий из монослоя сферических пустот с ГЦК структурой. Для создания темплата в работе [2] использовался метод Ленгмюра-Блоджетт. Затем в процессе гомоэпитаксии методом плазмохимического синтеза поры между частицами опала зарастивали алмазом. После роста исходную опаловую матрицу стравливали химически, получая монослой инвертированного алмазного опала.

Развивая данный подход, мы разработали способ нанесения многослойного опала на поверхность алмазных монокристаллов. Для нанесения слоёв опала на алмаз был использован метод вертикального осаждения [3] с использованием акустического воздействия для уменьшения числа дефектов темплата. Нанесение опаловых слоёв происходило при скорости вытягивания 0,2 мкм/с в 4 масс.%

суспензии SiO_2 в H_2O с добавкой ПАВ. Получены пленки опала толщиной от 3 до 12 монослоёв из монодисперсных сферических частиц SiO_2 диаметром 270 нм. Перед осаждением была проведена гидрофилизация подложек под УФ-лампой, что улучшает смачивание и структурообразование опаловых слоев. После осаждения опаловых плёнок остатки ПАВ были удалены травлением на воздухе при $500\text{ }^\circ\text{C}$ и последующем отжиге в высоком вакууме при той же температуре.

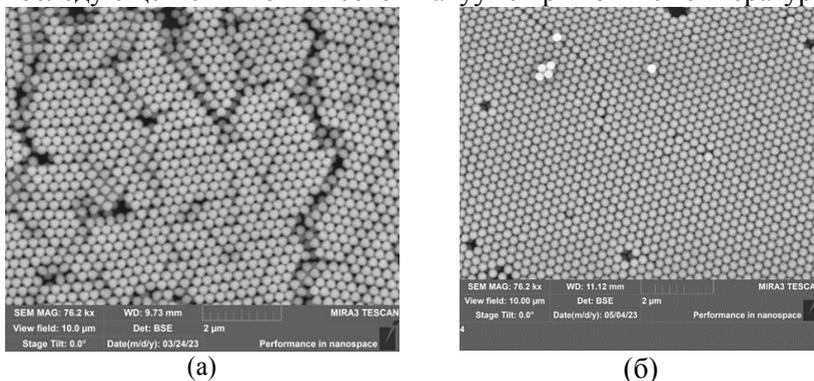


Рис. 1. Структура опаловых пленок в образцах, осажденных без акустического воздействия (а); с акустическими вибрациями (б).

Выявлено влияние акустического воздействия на седиментацию частиц и структуру опаловых плёнок. Найдено, что зависимость среднего размера доменов от громкости акустического излучения при частоте 1000 Гц имеет максимум в районе 121 дБ. Без акустических вибраций средний размер доменов в опаловой плёнке $Z(0\text{ дБ}) = 1,8\text{ мкм}$, а в районе максимума $Z(121\text{ дБ}) = 11,2\text{ мкм}$ (рис. 1). Увеличение размера доменов в 6 раз улучшает структуру и оптические свойства фотонных кристаллов.

Спектры отражения опаловых пленок (рис. 2) измерены на спектрометре «Ocean Optics HR4000» с пространственным разрешением $\sim 0,9\text{ мкм}$ при угле отражения $\theta=15^\circ$. Ожидаемое положение брэгговского пика, рассчитанное по формуле Брэгга (1) при диаметре сферических частиц 270 нм составляет $\lambda_{\text{теор}} = 556\text{ нм}$:

$$(\lambda_{\text{max}(111)}) = 2 \cdot \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot D \cdot \sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}} - \text{Sin}^2\theta} \quad (1)$$

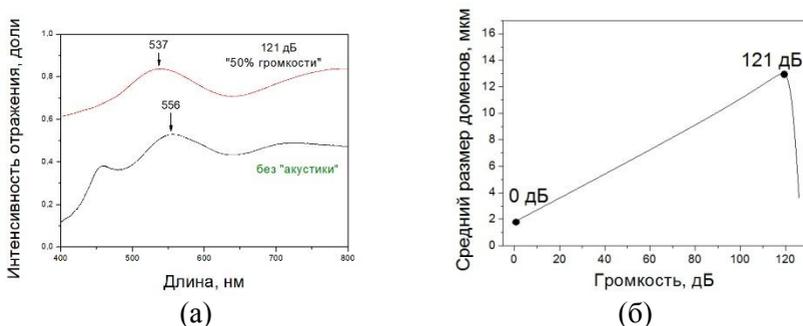


Рис. 2. Спектры отражения образцов при разной громкости (а).
Зависимость среднего размера домена от громкости при частоте
акустических колебаний 1000 Гц (б)

Экспериментальные значения несколько меньше и находятся в диапазоне $\lambda_{теор} = 540\text{--}556$ нм, что обусловлено наличием протяжённых дефектов (границ доменов) в структуре фотонных кристаллов, которые снижают эффективную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_{эфф}$. Также проведено моделирование спектров отражения методом матрицы рассеяния для 9–11 монослоёв сфер SiO_2 на алмазе.

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н. Ральченко В.Г. и к.ф.-м.н. Сovyку Д.Н. за консультации при подготовке данного доклада, Юрову В.Ю. и Пашинину В.П. — за помощь в экспериментальной работе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ, грант № 21-12-00403.

1. Zakhidov A.A. et al. Science. 1998. **282(5390)**. 897-901.
2. Dai B. et al. Diamond and Related Materials. 2017. **73**. 204-209.
3. Khunsin W. et al (2012). Advanced Functional Materials, **22(9)**, 1812-1821.

Оптические свойства гетероструктур на основе самокаталитических нитевидных нанокристаллов Ga(N,P)/GaP

Куринная А.А., Коваль О.Ю.

*Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный*

E-mail: kurinnaia.aa@phystech.edu

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-87-89

Проблема интеграции материалов A^3B^5 на кремниевые и диэлектрические подложки достаточно давно является одной из наиболее актуальных для полупроводниковой технологии.

Среди семейства полупроводниковых соединений A^3B^5 наименьшее рассогласование параметров решетки с кремнием (0,36 %) имеет непрямозонный полупроводниковый материал фосфид галлия. Тем не менее, эффективность светоизлучающих устройств и фотоэлектрических преобразователей на основе GaP оказывается ограниченной вследствие непрямозонной природы энергетической структуры [1].

Использование тройных азотсодержащих твердых растворов (тв. р-ров) типа Ga(N,P) позволяет расширить область функционального применения гетероструктур на основе GaP/Si. Так, добавление малой мольной доли азота в соединения Ga(N,P) ведет к уменьшению ширины запрещенной зоны на величину ~ 100 мэВ/% [2], сопровождающемуся уменьшением постоянной решетки. При концентрациях N уже в 0,4–0,5 % в Ga(N,P) наблюдается переход к прямозонной энергетической структуре, а при концентрации N в 2 % твердые растворы Ga(N,P) ($E_g = 1,95$ эВ) [3] оказываются решеточно-согласованным с Si (при 300 K) [4].

Альтернативным решением проблемы эпитаксиальной интеграции A^3B^5 и Si является переход от гетероструктур планарной геометрии к гетероструктурам на основе нитевидных нанокристаллов (ННК), что связано с рядом наблюдаемых в них размерных эффектов, позволяющих существенно расширить возможности электронного и оптического ограничения.

Таким образом, в качестве объектов настоящего исследования можно выделить наноразмерные эпитаксиальные гетероструктуры на основе фосфида галлия и его азотсодержащих твердых растворов

Ga(N,P), выращенные на поверхности подложек кремния методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (рис. 1 (b)–(f)).

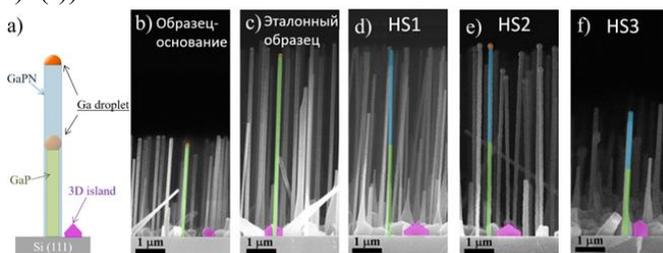


Рис. 1. Схематическое представление роста гетероструктур (a); РЭМ изображения: образца-основания (b) эталонного образца с массивом GaP (c), исследуемых Ga(N,P)/GaP массивов с различными составами (d-f).

Методами фотолюминесцентной спектроскопии были исследованы особенности оптических свойств массивов ННК на ростовой подложке, а также массивов Ga(N,P)/GaP ННК, инкапсулированных в гибкую полимерную мембрану и отделенных от исходной подложки. Инкапсуляция массивов ННК в полимерный носитель была произведена посредством метода гравитационной накрутки [5] (рис. 2 (a)–(в)).

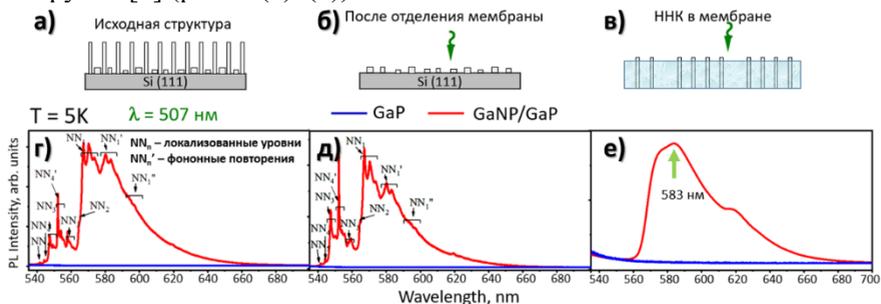


Рис. 2. (a)–(в) схематическое представление эксперимента; (г)–(е) спектры ФЛ одного из исследуемых образцов массива Ga(N,P)/GaP ННК и спектры ФЛ эталонного образца (синей линией) (г) спектр от ННК на ростовой подложке, (д) спектр от подложки после отделения мембраны, (е) спектр от отделенной мембраны с инкапсулированными ННК.

В данной работе представлены результаты сравнительного исследования низкотемпературного ФЛ отклика как мембран с отделенными ННК, так и ростовых подложек после отделения массива ННК, содержащих на своей поверхности трехмерным слой GaP, которые показали, что встраивание азота при самокаталитическом росте пар-жидкость-кристалл можно оценить как в 3–5 раз более эффективное чем при росте трехмерных островков по механизму пар-кристалл (рис. 2 (г)–(е)) [6]. При этом гетероструктурированные ННК Ga(N,P)/GaP, формирующиеся на подложках Si(111) в процессе МПЭ-ПА по самокаталитическому механизму, демонстрируют яркий фотолюминесцентный отклик в диапазоне длин волн от 565 до 583 нм при гелиевой температуре, что соответствует содержанию азота в азотсодержащей области ННК ~1 % [4].

1. Lorenz M.R., Pettit G.D. & Taylor R.C. Phys. Rev. 1968. **171**. 876-881.
2. Sukrittanon S., Dobrovolsky A., Kang W.-M., et al. Applied Physics Letters. 2014. **105**. 072107.
3. Shan W., Walukiewicz W., Yu K. M. et al., Applied Physics Letters, 2000, **76**, 3251–3253.
4. Lan Y., Li J., Wong-Ng W., et al. Micromachines. 2016. 7. 121.
5. Neplokh V., Messanvi A., Zhang H., et al. Nanoscale Research Letters. 2015. **10**(1), 1-6.
6. Koval O.Yu., Fedorov V.V., Bolshakov A.D., et al. Nanomaterials. 2020. **10**(11). 2110.

**Вязкоупругое поведение
холестерических жидких кристаллов
с наночастицами малослойных графитовых фрагментов**

Кучеров Р.Н.

Институт общей физики им. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: rn.kuchеров@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-90-92

Были получены абсолютные значения реологических параметров холестерического жидкого кристалла (ХЖК) Х-20 с наночастицами малослойных графитовых фрагментов (МГФ) в режимах нагрева и охлаждения. Результаты исследования демонстрируют эффект упорядочивания молекул Х-20 при добавлении наночастиц МГФ, вследствие встраивания чешуек наночастиц между слоями ХЖК, что оказывает влияние на вязкоупругие параметры исследуемых композиций.

Задача улучшения реологических и трибологических свойств материалов для снижения вязкости системы и повышения её износостойкости имеет важное значение в механических, наноэлектрических и электрооптических приложениях. Особую роль в этом занимают холестерические жидкие кристаллы, которые применяются и как самостоятельные материалы, и как добавки к иным материалам. Эффективным способом улучшения физических и механических свойств жидкокристаллических систем является добавление наноматериалов в ЖК-матрицу [1]. С этой целью было изучено влияние малослойных графитовых наночастиц (МГФ) на реологические свойства тридецилата холестерина (Х-20) в концентрациях 0,005 и 0,02 масс. %.

МГФ имеют прямоугольную форму и состоят из нескольких графитовых слоев (от 4 до 8), размер частиц не превышает 20 нм. Равномерность распределения наночастиц и стабильность дисперсий достигалась методом ультразвукового диспергирования в изотропной фазе Х-20 с последующим медленным охлаждением в мезофазе [2].

Исследования реологических параметров производили на динамическом реометре сдвига SmartPave 102e Anton Paar в сдвиговом (разрушающем) и осцилляционном (неразрушающем) режимах с контролем температуры $\pm 0,01$ К.

Установлено, что в результате диполь-дипольного взаимодействия между молекулами вещества жидкого кристалла и наночастицами происходит стабилизирование значений вязкости хиральной нематической фазы до 100 рад/с в режиме охлаждения во всём диапазоне скоростей сдвига, в то время как в чистом X-20 при тех же условиях наблюдалось резкое падение вязкости. При этом добавление наночастиц МГФ смещает температуры фазовых переходов в сторону больших значений, при этом происходит изменение величины вязкости в хиральной нематической фазе таким образом, что значение вязкости становится ограничено в определённых пределах, характерных только для данной фазы (рис. 1).

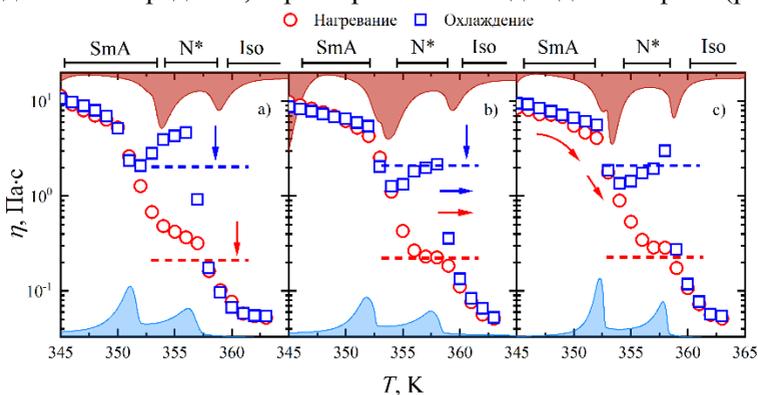


Рис. 1. Температурные зависимости сдвиговой вязкости композиций X-20/МГФ, полученные в осцилляционном режиме при $\omega = 11$ рад/с, при концентрациях МГФ: 0 (а), 0,005 (б) и 0,02 масс.% (с).

Полученные данные могут быть использованы для управления реологическими свойствами мезогенов в условиях температурного воздействия при их использовании в электро-механических системах.

Добавление МГФ в жидкокристаллическую матрицу оказывает влияние на температурные зависимости поведения вязкости системы, что отражается как в смещении температуры фазовых переходов в сторону больших значений и изменении энтальпии фазовых переходов, так и в изменении значений вязкости для хиральной нематической фазы. Установлено, что наличие МГФ в матрице X-20 воздействует на надмолекулярную организацию молекул ХЖК, расширяя рабочий диапазон материала до частоты внешнего воздействия 100 рад/с.

Автор выражает благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. Чаусову Д.Н. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-57-04003 Бел_мол_a.

1. Chausov D.N., Kurilov A.D., Kazak A.V., et al. J. Mol. Cryst. 2019. **291**. 111259.
2. Chausov D.N, Kurilov A.D., Smirnova A.I., et al. J. Mol. Cryst. 2023. **374**. 121139.

Структурные особенности и транспортные характеристики монокристаллов твердых электролитов на основе $ZrO_2-Sc_2O_3$, солегирированных оксидами Y_2O_3 , Gd_2O_3 , Yb_2O_3 , CeO_2 и Tb_2O_3

Ларина Н.А.

*Национальный исследовательский
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск*

E-mail: saharova.1996@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-93-95

Твердые растворы диоксида циркония, стабилизированные оксидом скандия, представляют значительный интерес в качестве материалов электролита для среднетемпературных твердооксидных топливных элементов (ТОТЭ) благодаря их высокой ионной проводимости по сравнению с другими электролитами на основе стабилизированного диоксида циркония [1, 2]. Необходимо заметить, что ионная проводимость материалов на основе диоксида циркония зависит от многих факторов. Основными из них являются особенности фазового состава, микроструктуры, термообработки, размера радиуса и локального окружения катиона стабилизирующего оксида [3–5]. Выявление влияния данных факторов на величину ионной проводимости имеет большое значение, поскольку оно может указать на новые направления дальнейшей оптимизации данных материалов и повышения их проводимости.

В настоящей работе будут представлены результаты комплексных исследований, выявляющих влияние фазового состава, локальной структуры, размера радиуса иона легирующей примеси, а также термообработки на ионную проводимость кристаллов твердых растворов $ZrO_2-Sc_2O_3$ и $ZrO_2-Sc_2O_3-R_2O_3$, где $R = Y, Gd, Yb, Ce, Tb$.

Для проведения исследований методом направленной кристаллизации расплава с использованием прямого высокочастотного нагрева в холодном контейнере были получены серии монокристаллов $ZrO_2-(8-12)$ мол.% Sc_2O_3 , $ZrO_2-(8-10)$ мол.%– Sc_2O_3-1 мол.% R_2O_3 (где $R = Y, Gd, Yb, Ce, Tb$), активированных ионами Eu^{3+} . Концентрация примеси оксида европия составляла 0,1 мол.%.

Исследования структурных характеристик монокристаллов данных твердых растворов были выполнены методами рентгеновской

дифракции, спектроскопии комбинационного рассеяния света и оптической микроскопии. Полученные результаты свидетельствовали о том, что процессы фазообразования исследуемых кристаллов зависят не только от вида, концентрации легирующих оксидов, но также от условий охлаждения различных частей кристалла в процессе его роста.

Согласно полученным результатам, наиболее высокие значения ионной проводимости характерны для кристаллов, имеющих в своем фазовом составе только t'' -фазу.

Особенности локальной структуры кристаллов изучались методами оптической спектроскопии. Выявлено, что в кристаллах $ZrO_2-R_2O_3-Eu_2O_3$ ($R - Y, Yb, Sc$) наиболее вероятное расположение кислородных вакансий в первой координационной сфере катиона стабилизирующего оксида характерно для ионов Sc^{3+} .

Показано, что электрофизические характеристики твердых растворов $ZrO_2-Sc_2O_3-R_2O_3$ (где $R - Y, Yb$) зависят от величины ионного радиуса катиона стабилизирующего оксида, расположенного в первой координационной сфере по отношению к кислородной вакансии.

В рамках настоящей работы также была выявлена устойчивость структуры и электрофизических характеристик к термообработке на воздухе при $T = 1000$ °C в течение 400 часов кристаллов, характеризующихся t'' -фазой. Изменения структуры и снижение величины ионной проводимости при термообработке с указанными выше параметрами были характерны для тетрагональных и двухфазных кристаллов, содержащих кубическую и тетрагональную или кубическую и ромбоэдрическую фазы.

Автор выражает благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. Рябочкиной П.А., а также д.т.н. Ломоновой Е.Е. и к.ф.-м.н. Табачковой Н.Ю. за постановку научной задачи и обсуждение результатов исследования.

Кристаллы, исследуемые в настоящей работе, были выращены в лаборатории «Фианит» Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН под руководством Ломоновой Е.Е.

1. Arachi Y., Sakai H., Yamamoto O., et al. Solid State Ionics. 1999. **121**. 133-139.

2. Badwal S.P.S., Ciacchi F.T., Milosevic D. Solid State Ionics. 2000. **136-137**. 91-99.
3. Huang H., et al. Solid State Ionics. 2008. **179**. 1442-1445.
4. Devanathan R., Thevuthasan S., Gale J.D. Phys. Chem. Chem. Phys. 2009. **11**. 5506-5511.
5. Norberg S.T., et al. Chemistry of Materials. 2011. **23**. 1356-1364.

Влияние сверхвысоких концентраций метана на структуру алмазных плёнок, выращенных в СВЧ плазме

Мартьянов А.К., Тяжелов И.А., Седов В.С.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: art.martyanov@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-96-97

В данной работе сообщается о комплексном влиянии условий CVD синтеза алмаза в СВЧ плазме на структуру, скорость роста и фазовый состав поликристаллических алмазных плёнок. В частности, исследовано влияние (i) повышенных концентраций метана (v_c) в широком диапазоне от 4% до 100% и (ii) температуры подложки (T_s) в диапазоне 700–1050 °С.

С помощью сканирующей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии показано, что рост алмаза возможен даже при сверхвысоких концентрациях метана, в том числе $v_c = 100\%$, что требует относительно низких температур синтеза $T_s < 800$ °С. Более низкие температуры подложки, как правило, облегчают формирование более качественных поликристаллических алмазных пленок, однако в том числе это приводит к снижению скорости роста. Скорость роста алмазных плёнок имеет нелинейный характер: для образцов, выращенных при $T_s = 800$ °С, скорость роста увеличивается от 0,6 мкм/ч при $v_c = 4\%$ до 3,4 мкм/ч при $v_c = 20\%$, а затем падает до 0,6 мкм/ч при $v_c = 100\%$.

На рис. 1 приведены рентгенограммы (а) и изменение коэффициента текстуры T_c (б) для пленок поликристаллического алмаза, синтезированных при температуре подложки $T_s = 900$ °С и различных концентрациях метана. С увеличением v_c наблюдается увеличение отражения от плоскости (220) за счет уменьшения отражения от плоскости (111).

Повышение температуры подложки или концентрации метана приводит к уширению алмазного пика КР и увеличению отношения sp^2/sp^3 алмазных пленок.

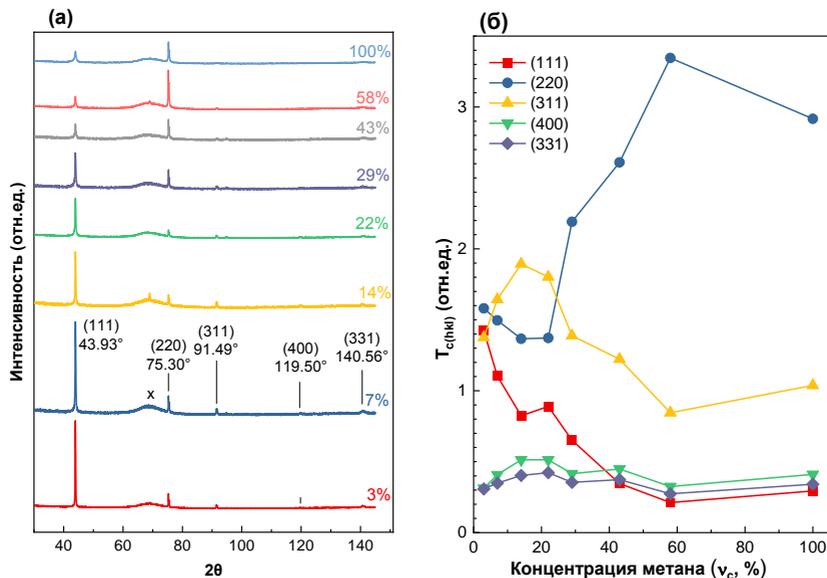


Рис. 1. Рентгенограммы (а) и изменение коэффициента текстуры T_c (б) для пленок поликристаллического алмаза, синтезированных при температуре подложки $T = 900$ °С и различных концентрациях метана.

Данное исследование является промежуточным шагом к пониманию способов точного контроля характеристик выращиваемых методом CVD алмазных материалов, которые необходимы для прецизионного производства алмазных покрытий для различных применений.

Исследование выполнено за счет гранта РФФ № 22-72-00082.

Дефектно-примесный состав кристаллов селенида цинка, легированного железом

Мионов С.А., Пупырев П.Д., Гладилин А.А.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: serge2016@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-98-99

Кристаллы селенида цинка, легированные железом, являются перспективным материалом в качестве активной среды для лазеров среднего ИК-диапазона. Для увеличения квантового выхода необходимо получать кристаллы с высокой концентрацией леганда. Одним из основных методов легирования является термодиффузия. Данный метод реализуется путем нанесения на кристалл пленки железа и последующего отжига при температурах около 1000 °С. Очевидно, что такой способ приводит к образованию большого количества дефектов, которые могут диффундировать вглубь образца и влиять на эффективность генерации.

Для исследования примесно-дефектных центров использовалась двухфотонная конфокальная микроскопия. Были получены плоские карты люминесценции на глубинах от 10 до 200 мкм в спектральном диапазоне от 425 до 725 нм (рис. 1(а)). На плоских картах люминесценции можно выделить три основные зоны: (1) зона высокой концентрации железа, (2) переходная зона и (3) зона низких концентраций железа. Было обнаружено, что в зоне (1) железо полностью подавляет люминесценцию в исследуемом спектральном диапазоне (рис. 1(б)). В зоне (2) образуется область с повышенной интенсивностью люминесценции на длинах волн 540 и 715 нм. Эти области строго параллельны поверхности, с которой шло легирование. Стоит отметить, что максимумы интенсивности этих областей разнесены в пространстве. В зоне (3) преобладает линия люминесценции на длине волны 473, ассоциированная с краевой люминесценцией ZnSe.

Спектральный диапазон от 500 до 725 нм ассоциирован с примесными и дефектными центрами. Их полученных данных можно сделать вывод, что вглубь кристалла диффундирует несколько типов дефектно-примесных центров. Однако спектральные полосы остаются широкими даже при температурах жидкого гелия [1], что

затрудняет точное определение типов дефектов. В данной работе рассматривается модель, позволяющая разложить широкие спектральные полосы на узкие. Экспериментальные результаты были получены на монокристаллах ZnSe:Fe и поликристаллах ZnSe:Fe, легированных в атмосфере аргона, цинка и селена. В работе предпринимается попытка определения типа примесно-дефектных центров, диффундирующих в объём кристалла и являющихся конкурирующими центрами рекомбинации.

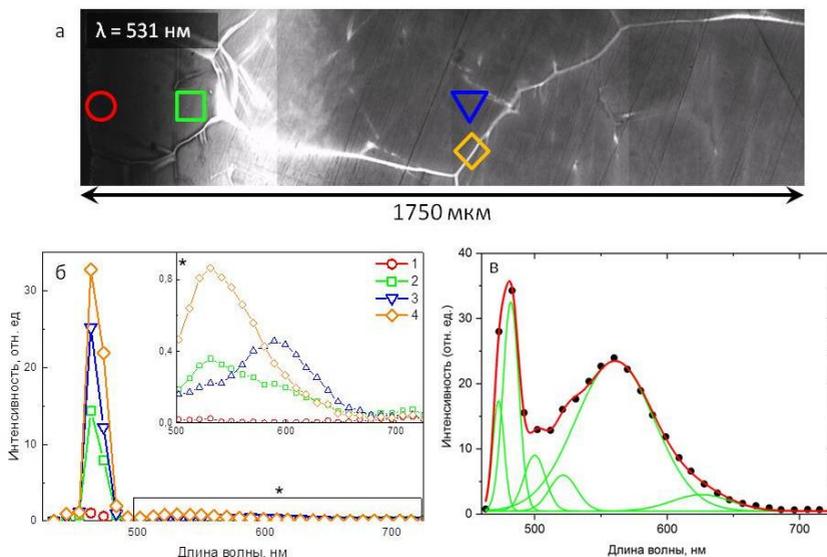


Рис. 1. Плоская карта двухфотонно возбужденной люминесценции на длине волны 531 нм на глубине 100 мкм (а). Спектры из выделенных областей на карте, соответствующие разным зонам (б). Пример разложения широкой спектральной полосы на узкие линии (в).

Авторы выражают благодарность научному руководителю, к.ф.- м.н. Калинушкину В.П. и Уварову О.В. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Gladilin A. et al. J. Appl. Phys. 2019. **126**. 015702.

Многослойные токопроводящие покрытия с высоким показателем прозрачности в видимом диапазоне

Паращук Н.С.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: parashchuk.ns@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-100-102

Проведены исследования прозрачных многослойных токопроводящих покрытий ИТО/Ag/ИТО, синтезированных методами магнетронного, электронно-лучевого и термического распылений. Определены условия применения разработанных структур в качестве электродов для органических прозрачных электронных устройств. Показано преимущество использования структуры ИТО/Ag/ИТО на гибких подложках и улучшение оптических и электрических характеристик в сравнении с оксидной структурой.

Нанесение структуры ИТО/Ag/ИТО на многослойные тонкопленочные органические структуры является важным аспектом в процессе разработки прозрачной гибкой электроники, основанной на различных технологиях, в том числе органических светоизлучающих диодах OLED [1, 2]. Это связано, в первую очередь, с уникальной структурой ИТО/Ag/ИТО, в которой тонкие слои благородных металлов используются для увеличения проводимости оксидных слоёв [3, 4], не оказывая критического воздействия на их оптические характеристики. Таким образом, вопрос синтеза трехслойной пленки ИТО/Ag/ИТО на органических структурах является весьма актуальным в современных исследованиях.

Важным параметром при напылении ИТО в условиях комнатной температуры является содержание молекул кислорода в вакуумной камере, варьирование которого позволяет добиться высокого соотношения между оптической прозрачностью и электрической проводимостью структуры без последующего отжига, необходимого для насыщения структуры кислородом. В то же время высокая концентрация кислорода существенно ускоряет процесс деградации слоёв органической структуры, из-за чего необходимо производить точный контроль концентрации кислорода во время процесса напыления. Как было сказано выше, данные структуры могут быть получены при комнатной температуре без последующего отжига, что

особенно важно для органической электроники и позволяет применить массовый производственный метод roll-to-roll. Более того: ITO/Ag/ITO электроды обладают высокой устойчивостью к механической деформации, что позволяет использовать данные структуры в гибкой прозрачной электронике и в полной мере реализовать переход от стеклянных подложек к высокомолекулярным полимерным структурам. Это становится возможным благодаря наличию слоя из пластичного металла, который сохраняет высокую проводимость ITO/Ag/ITO даже при образовании трещин в оксидном слое.

Исходя из данных требований, нами были синтезированы структуры (рис. 1) со следующими монослоями: ITO 35 нм, нанесенный методом постоянного магнетронного напыления в атмосфере, состоящей из Ar(50 см³/мин) + O₂(1 см³/мин), и Ag 10 нм, нанесенный электронно-лучевым методом. Их различные комбинации ITO, ITO/Ag, Ag/ITO, ITO/Ag/ITO были составлены из данных слоёв, а напыляемая структура не покидала условия вакуума 1 мТорр на протяжении всего процесса напыления.

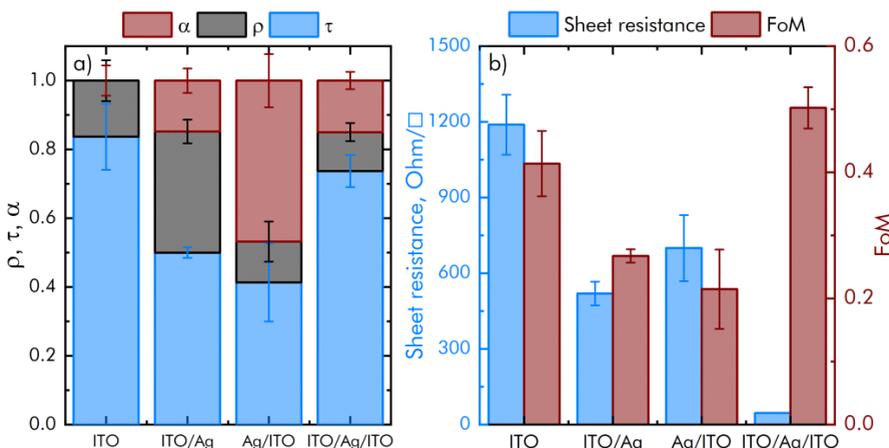


Рис. 1. Оптические (а) и токопроводящие (б) свойства покрытий в зависимости от различных структур ITO/Ag/ITO.

Таким образом, проведены исследования синтезированных структур (рис. 1), установлены закономерности трансформации ITO/Ag/ITO структур в открытой и бескислородной атмосферах.

Установлены оптимальные соотношения толщины слоев в зависимости от проводимости и коэффициента отражения. Определены условия возникновения профиля шероховатости от метода синтеза ITO/Ag/ITO слоев. Показано увеличение показателя качества FoM на 20 % в сравнении с контрольным образцом и на 40 % в сравнении с однослойным оксидом. Поверхностное сопротивление данных электродов (рис. 1 (b), «ITO/Ag/ITO) составляет 12,1 Ом/□ с коэффициентом светопропускания равным 76 %, что соответствует требованиям, предъявляемым к современным органическим оптоэлектронным устройствам, таким как OLED дисплеи и элементы солнечных батарей.

Работа подготовлена под руководством д.ф.-м.н. Чаусова Д.Н.

1. Jiang P., Zhu W., Gan Zh., et al. *J. Mater. Chem.* 2009. **19**(26). 4551-4556.
2. Mann V., Rastogi V. *Optics Communications.* 2017. **387**. 202-207.
3. Shumin Y., Wei Zh., Bin X., and Mingyao X. *Journal of Physics: Conference Series* 2023. **2468**. 012005.
4. Bleiji Y., Dieperink M., Schuringa I., et al. *RSC Adv.* 2023. **13**. 6490-6497.

Разработка установки по выращиванию гофрированных графеновых пленок на парафиновых подложках

Шаропина И.А.¹, Сафаргалиев Р.Ф.^{1,2}

1- Тюменский индустриальный университет, Тюмень

2- Тюменский государственный университет, Тюмень

E-mails: sharopinaia@gmail.com; ruslan.safargaliyev@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-103-105

Проблема биологической безопасности стала весьма актуальной в последнее время. Ввиду появления новых вирусов и их модификаций актуальными становятся вопросы создания тест-систем, способных одновременно проверять несколько модификаций вирусов с целью подбора оптимальных лекарственных средств под конкретный штамм. Становятся актуальными «лаборатории на чипе». Проведено множество исследований по применению графена в биомедицинских технологиях, например, использование графена в качестве агента доставки лекарственных средств [1] и генной терапии [2]. Одним из вариантов применения графена может стать применение графеновых подложек для создания тест-систем с несколькими штаммами вирусов, ввиду высокой сорбции биологических объектов на графене. При использовании гибридных гофрированных графеновых нанопленок увеличивается площадь взаимодействия с биологическим объектом, и, управляя геометрией, можно создавать оптимальные условия для адсорбции биологических объектов на графене. Таким образом целью исследования стало создание устройства, позволяющего выращивать графеновые пленки с гофрированной структурой и заданной геометрией, подбор управляющих параметров геометрии пленки.

В работе использовались следующие материалы: графеновый нанопленка на основе наночастиц малослойного графена («НаноТехЦентр», Тамбов, Россия), технически чистый парафин с температурой плавления 60 °С.

Для того чтобы создавать гофрированные пленки, была спроектирована и изготовлена установка, модель которой показана на рис. 1. Основные ее элементами являются: камера 1, ёмкость 2, в которую наливался графеновый нанопленка и загружался твёрдый парафин, координатный стол 3, в котором находятся нагреватели и

датчик температуры. Стол приводится в движение шаговым двигателем 4.

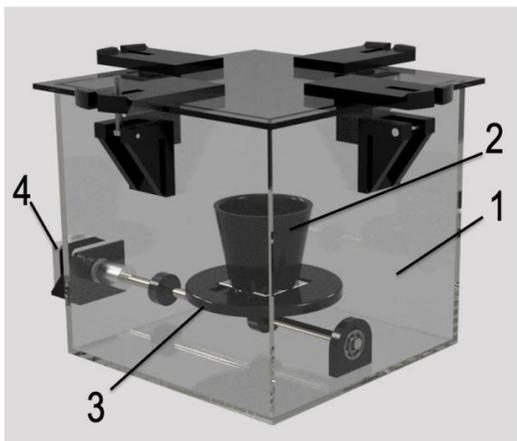


Рис. 1. 3D-модель установки

Методика проведения эксперимента заключалась в следующем: парафин доводили до полного расплавления, когда парафин был в жидкой фазе его молекулы адсорбируются на частицах графена, фактически, выполняли роль пленкоформирователя. Кювета с графеновым наножидом и расплавленным парафином помещалась на координатный столик, выдерживалась некоторое количество времени, затем приводилась в движение дистанционным управлением [3]. По условию проведения эксперимента жидкий парафин начинает движение по поверхности водной суспензии графена. Такое движение формирует возмущение, создающее волновую деформацию границы. Результаты эксперимента можно рассматривать как проявление неустойчивости Кельвина — Гельмгольца [4] и описать дисперсионным уравнением [5]:

$$w^2 = (f + g)k + \frac{\sigma k^3}{(\rho_1 - \rho_2)}, \quad (1)$$

где ρ_1 — плотность парафина (920 кг/м³), f — удельная ван-дер-ваальсовая сила, взаимодействия парафина с графеновым наножидом, ρ_2 — плотность графенового наножидом (950 кг/м³), σ — относительное поверхностное натяжение парафина и воды ($\sigma \approx 0,06$ Дж/м²).

В результате проведения опытов установлено, что управляющими параметрами являются плотность и поверхностное натяжение наноплюидов. Установлено, что с увеличением угла поворота столика увеличивается амплитуда волны, с изменением частоты наклона появляются дополнительные моды с той же частотой.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н., профессору Пахарукову Ю. В. и к.ф.-м.н. Шабиеву Ф.К. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Loh K.P., Bao Q.L., Eda G. *Nat. Chem.* 2011. **2**. 1015-1024.
2. Yang Z.R., Wang H.F., Zhao J., et al. *Cancer Gene Ther.* 2007. **14**(7), 599-615.
3. Пахаруков Ю.В., Шабиев Ф.К., Мавринский В.В. и др. *Письма в ЖЭТФ.* 2019. **109**(9). 634-638.
4. С.С. Кутателадзе, В.Е. Накоряков, *Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах*, Наука, Сиб.отделение, Новосибирск, 1984.
5. Саночкин Ю.В. *ЖТФ.* 2003. **73**. 24.

**Узкополосная фотолюминесценция
центров окраски «Олово-вакансия»
в микрокристаллах CVD-алмаза**

Седов В.С., Тяжелов И.А., Мартыянов А.К.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: sedovvadim@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-106-108

Особым типом дефектов в алмазе, которому в последнее время уделяется большое научное внимание, является семейство центров «Примесь-Вакансия». Присутствие подобных центров в алмазе, как правило, сопровождается появлением интенсивных узкополосных пиков в спектрах люминесценции материала. Более того, управляя уровнем легирования алмаза можно задавать интенсивность люминесценции, необходимую для выполнения конкретной поставленной задачи. Так, слабым легированием можно добиться формирования одиночных центров для использования в качестве однофотонных эмиттеров. С помощью сильного легирования можно добиться высокой удельной яркости люминесценции, что важно для различных применений, в том числе детекторов, сенсоров и биомаркеров.

Центры окраски на основе элементов IV группы, такие как кремний-вакансия (SiV), германий-вакансия (GeV) и олово-вакансия (SnV), обладают узкополосным излучением фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре в видимом или ближнем ИК диапазонах спектра [1]. Данные примесные центры могут образовываться при CVD-синтезе алмаза, однако при условии обеспечения стабильного источника примеси.

Алмаз – уникальный материал, обладающий рекордной теплопроводностью среди объёмных материалов (при н.у. ~ 2100 Вт/м \times К), прозрачен в широком диапазоне длин волн, а также химически инертен. SnV центры окраски в алмазе имеют время спиновой когерентности в миллисекундном диапазоне при температурах 2 К, поэтому они наиболее привлекательны, по сравнению с SiV и GeV, которые требуют субкельвиновых режимов работы [2], для использования в квантово-оптических устройствах на основе синтетического алмаза.

Внедрение крупных атомов олова в плотную решетку алмаза является нетривиальной задачей. В частности, примесь Sn пока не имеет надежных источников легирования для CVD процесса. Газообразный SnH_4 недостаточно стабилен, а кристаллическое олово имеет слишком низкую температуру плавления. В данной работе мы демонстрируем формирование центров окраски SnV в выращенных методом CVD алмазных микрокристаллах с использованием оксида олова (SnO_2) в качестве твердотельного источника примеси.

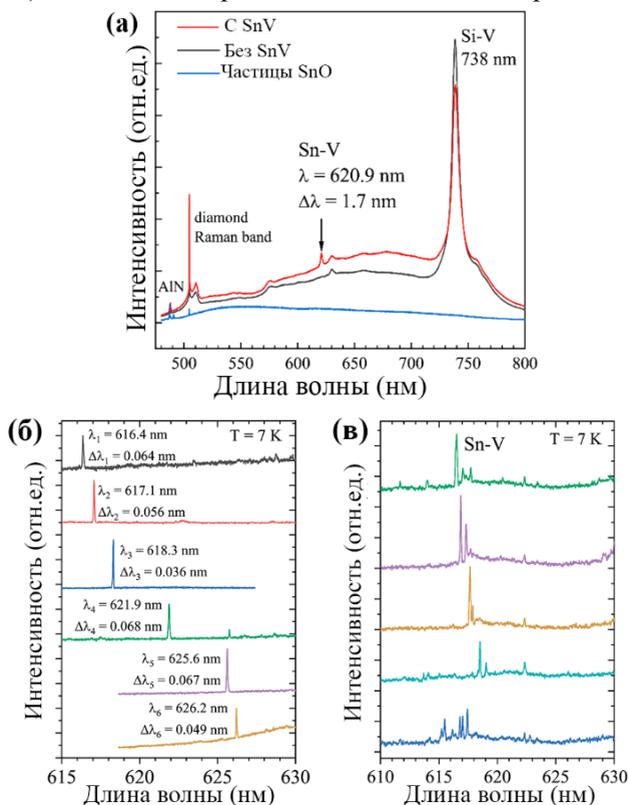


Рис. 1. Спектры ФЛ микрокристаллов алмаза: при комнатной температуре (а); набор спектров с отдельными пиками SnV при $T=7$ К (б); набор спектров с несколькими пиками SnV при $T=7$ К (в).

В качестве подложек использовались пластины AlN с размерами $10 \times 10 \times 1$ мм³, на которых были выращены хорошо ограненные

микрористаллы алмаза размером несколько микрон, демонстрирующие сигналы ФЛ с пиком для центра SnV на длине волны ~ 620 нм (рис. 1).

Измеренная полная ширина пиков на полувысоте составила 1,1–1,7 нм при комнатной температуре и $\approx 0,05$ нм при $T = 7$ К. Также обнаружены значительные смещения положения пика относительно 620 нм, что может быть связано с наличием напряжений в кристаллитах.

Исследование выполнено за счёт средств гранта РФФИ № 21-72-10153.

1. Sedov V. et al. *Diamond and Related Materials*. 2018. **90**. 47-53.
2. Iwasaki T. *Semiconductors and Semimetals*. 2020. **103**. 237-256.

Исследование пористой структуры в композитной керамике YAG:Nd

Сидорова Н.В.¹, Канаев А.Ю.², Оболдуев Д.А.²

1- Национальный исследовательский

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск

2- Федеральное казенное предприятие

«Государственный лазерный полигон «Радуга», Радужный

E-mail: ya.natalka2112@yandex.ru

DOI: 10.24412/el-35673-2023-1-109-111

Развитие технологии получения оптических поликристаллических (керамических) материалов является критическим фактором, обуславливающим прогресс в области фотоники и лазерной техники. В настоящее время рядом российских научных групп достигнуты успехи в получении оптической керамики $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ лазерного качества [1–3]. Однако остается нерешенной задача по разработке технологии синтеза композитной лазерной керамики со сложной архитектурой: крупногабаритной, многослойной и градиентной керамики. Для практического применения использование в качестве лазерных элементов многослойной и градиентной керамики $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ позволит снизить термические напряжения, повысить эффективность накачки активного элемента и контролировать пространственную моду лазерного излучения.

Несмотря на уже имеющийся опыт, получение композитной керамики лазерного качества является сложной технологической задачей, для выполнения которой необходимо соблюдение ряда условий, включающих в себя оптическую однородность керамики, минимизацию оптических потерь на поглощение и рассеивание света и удаление дефектов на границе слоев.

Целью настоящей работы являлось исследование пористой структуры в композитной керамике иттрий-алюминиевого граната, легированного ионами Nd^{3+} , полученной в ФКП «ГЛП «Радуга». Образец керамики был получен в результате высокотемпературного контактного соединения поверхностей двух компактов прозрачной керамики $Y_3Al_5O_{12}:Nd$ идентичного состава ($C_{Nd} = 1$ ат. %), тщательно отполированных и сближенных на расстояние много меньше длины световой волны, что привело к их высокопрочному соединению.

Фотография образца керамики YAG:Nd с указанием размеров и спектры пропускания для данного образца в диапазоне 270–1000 нм приведены на рис. 1 (а, б).

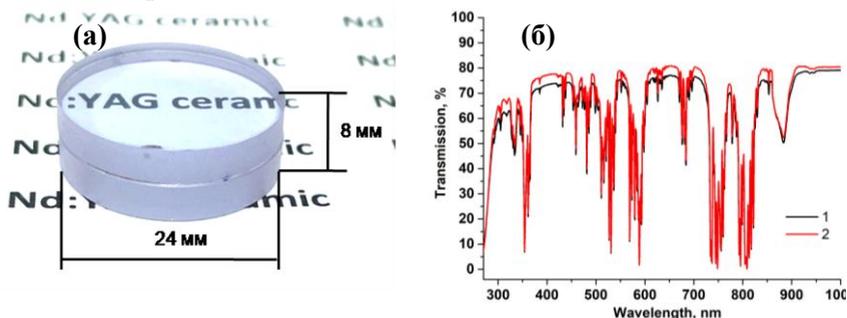


Рис. 1. а) фотография образца керамики YAG:Nd, б) Обзорный спектр пропускания керамики YAG:Nd, $C_{Nd} = 1$ at.%, $T = 300$ К.

Несмотря на высокий коэффициент пропускания $\sim 75\%$, при дальнейшем детальном исследовании керамики YAG:Nd с помощью оптического микроскопа Axio Imager Z2 Vario (Carl Zeiss) при фокусировке на различной глубине были обнаружены дефекты, неравномерно распределенные по объему образца и отличающиеся по форме и размеру. На рис. 2 (а, б) приведены изображения данных дефектов. Следует отметить, что наибольшее количество дефектов было обнаружено на границе спекания компактов (рис. 2 (б)) в центральной части образца.

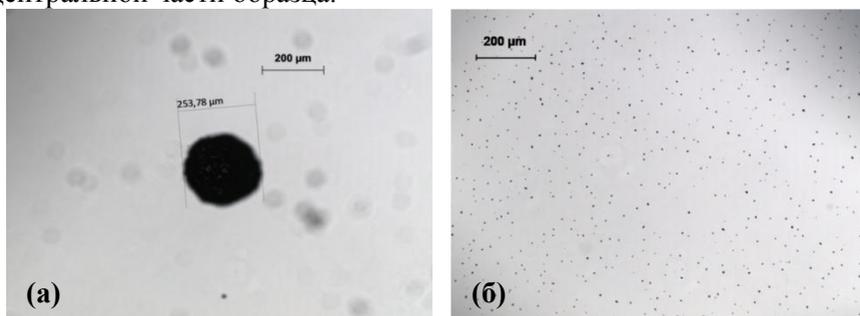


Рис. 2. Фотографии дефектов, распределенных по объему керамики YAG:Nd, полученные с помощью микроскопа Carl Zeiss в проходящем свете, увеличение объектива 10×.

Для установления природы данных дефектов были зарегистрированы спектры комбинационного рассеяния света (КРС) с использованием рамановского микроскопа-спектрометра Renishaw in Via. Регистрация спектров комбинационного рассеяния осуществлялась в области дефекта в геометрии обратного рассеяния в режиме картирования при возбуждении излучением с длиной волны 532 нм. При регистрации спектров КР использовался объектив 20×, диаметр лазерного пятна составлял ~ 1 мкм, время экспозиции составляло 5 с.

В спектрах КР наряду с пиками, соответствующими колебательным модам характерным для структуры иттрий-алюминиевого граната [4], также присутствовали дополнительные линии 480, 667 и 925 см^{-1} . Из сравнения спектров, зарегистрированных в различных областях керамики, было установлено, что относительная интенсивность линии 480 см^{-1} возрастает в области дефекта. На основании анализа литературных источников [5–7] было предположено, что появление в спектрах линии 480 см^{-1} может являться следствием присутствия в дефекте кремния.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н. Рябочкиной П.А. и к.ф.-м.н. Герасимову М.В. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Безотосный В.В., Балашов В.В., Булаев В.Д. и др. Квантовая электроника. 2018. **48**. 802-806.
2. Bagaev S.N., Osipov V.V., Shitov V.A., et al. Atmos. Oceanic Opt. 2012. **25**. 292-297.
3. Багаев С.Н., Осипов В.В., Соломонов В.И. и др. Перспективные материалы. 2012. **4**. 18-28.
4. Kostić S., Lazarević Z.Ž., Radojević V., et al. Materials Research Bulletin. 2015. **63**. 80-87.
5. Marinov M., Zotov N. Phys. Rev. B. 1997. **55**. 2938.
6. Maley N., Lannin J.S. Phys. Rev. B. 1987. **36**. 1146.
7. Косенок Я.А., Гайшун В.Е., Тюленкова О.И. Проблемы физики, математики и техники. 2018. **4**. 25-29.

Люминесценция композитных материалов на основе CVD алмаза

**Тяжелов И.А., Мартьянов А.К., Ермакова Ю.А.,
Пройдакова В.Ю., Александров А.А., Седов В.С.**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: tiazhelov@rambler.ru

DOI: 10.24412/el-35673-2023-1-112-114

В последнее десятилетие для задач материаловедения активно используются источники мощного сфокусированного рентгеновского излучения, такие как синхротроны и лазеры на свободных электронах [1]. Однако имеется ряд проблем при работе с такими рентгеновскими пучками: значительная опасность воздействия интенсивного излучения на оператора, недоступность контроля направленности, интенсивности и точной фокусировки пучка на изучаемом образце. Для решения данных проблем используются визуализаторы рентгеновского излучения.

В настоящий момент объемные кристаллические материалы, используемые в качестве рентгенолюминесцентных экранов, хоть и проявляют интенсивную люминесценцию, но имеют склонность к быстрой деградации из-за малой теплопроводности, вследствие чего возникает локальный нагрев и детектор быстро выходит из строя. Так, например, визуализатор на основе фторида лития (LiF), имея теплопроводность ~ 4 Вт/(м \times К) выгорает за 30 минут работы [2].

Достойной альтернативной является визуализатор на основе синтетического алмаза с внедренными частицами, легированными редкоземельными элементами. Алмаз имеет самую высокую среди объемных материалов теплопроводность (~ 2100 Вт/(м \times К)), а также химически стоек и прозрачен для рентгеновского излучения. В работе 2022 года [3] нами было показано, что композитный материал на основе алмазной матрицы с внедренными наночастицами $Y_3Al_5O_{12}:Ce$ демонстрирует яркую рентгенолюминесценцию в видимом диапазоне.

В данной работе проведено исследование люминесценции сформированных композитов на основе поликристаллического алмаза с внедренными частицами $NaGdF_4:Eu$, EuF_3 и $SrF_2:Eu$ (рис. 1).

Получение композитов проводилось в два этапа:

На первом этапе полированные монокристаллические кремниевые пластины, используемые в качестве подложек,

засеивались детонационными наноалмазами со средним размером частиц 5 нм из суспензии на водной основе. Затем химическим осаждением из метан-водородной СВЧ-плазмы в реакторе ARDIS 100 (2,45 ГГц) выращивалась первичная алмазная плёнка толщиной ~ 2 мкм. На втором этапе сформировавшиеся алмазные подложки засеивались частицами соответствующего люминофора из суспензии на основе диметилсульфоксида (концентрация 10 мг/мл). Затем образцы высушивались в печи и повторно заращивались алмазом для полной инкапсуляции люминесцентных частиц.

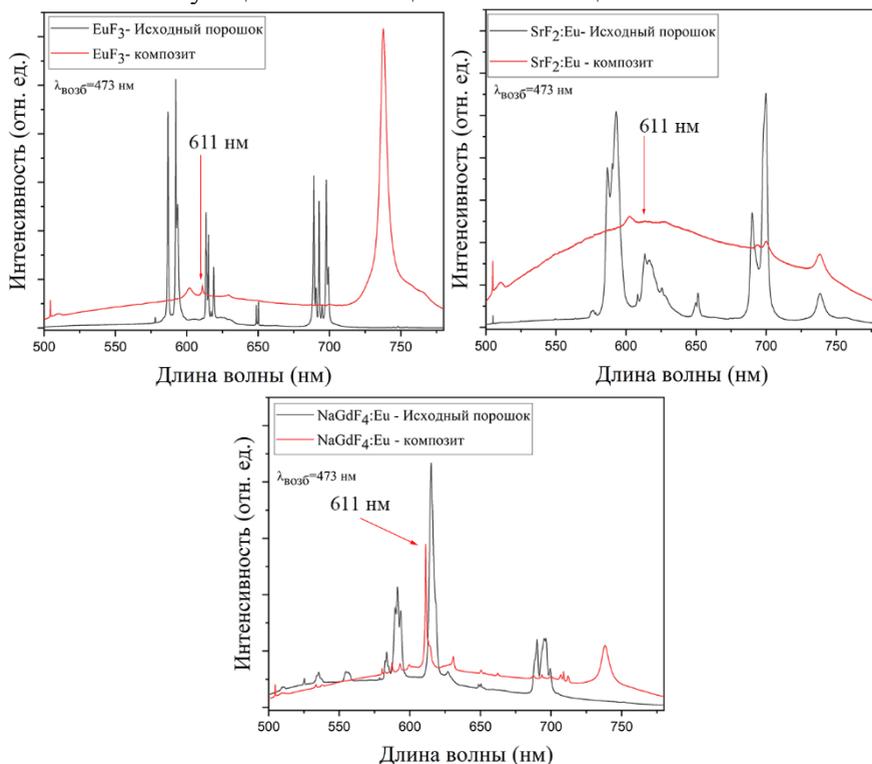


Рис. 1. Спектры фотолуминесценции исходных порошков люминофора (серая кривая) и алмазных композитов на их основе (красная кривая) при возбуждении лазером на длине волны 473 нм.

Спектры люминесценции синтезированных алмазных композитов существенно изменяются по отношению к спектрам исходных порошков люминофоров. Вне зависимости от исходного

соотношения интенсивностей полос люминесценции порошка люминофора, в спектре люминесценции алмазного композита наибольшую интенсивность демонстрирует полоса европия, соответствующая переходу ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ на длине волны 611 нм. Наибольшую интенсивность люминесценции при одинаковом количестве нанесенных наночастиц продемонстрировал образец с $\text{NaGdF}_4:\text{Eu}$.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 22-13-00401. Авторы выражают благодарность к.х.н. Кузнецову С.В. за постановку научной задачи и обсуждение результатов.

1. Liu H., Spence J.C.H. *Quantitative Biology*. 2016. **4**. 159-176.
2. Kurobori T. et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2014. **326**. 76-80.
3. Kuznetsov S.V. et al. *Inorganics*. 2022. **10**(12). 240.

Оптические свойства разупорядоченной фотонной среды – монодисперсной суспензии коллоидных наночастиц α -SiO₂

Би Дунсюэ^{1,2}, Волкова В.В.², Гавриловец Д.А.², Котова А.Д.²,
У Мэньюань^{1,2}, Филатов В.В.²

1-Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

2-Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва

E-mail: vyfilatov@bmstu.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-115-117

Оптическая квантовая генерация в разупорядоченных средах с распределённой обратной связью («random lasing» [1, 2]) — метод лазерной генерации, основанный на многократном когерентном рассеянии фотонов на «случайных» центрах разупорядоченной активной среды. Многократное упругое рассеяние существенно увеличивает оптический путь фотонов в лазерной среде, позволяя увеличить КПД и уменьшить размеры излучателя. Настоящая работа посвящена исследованию оптических свойств монодисперсной суспензии коллоидных наночастиц диоксида кремния диаметром ~100 нм как потенциальной среды для random lasing.

Исследуемая оптическая суспензия синтезировалась по методу Штобера [3], при котором катализируемый гидролиз алкоксидов кремния в водно-спиртовой среде приводил к образованию монодисперсных (одинакового размера) наноглобул (шариков) диоксида кремния (α -SiO₂). Заметим, что дальнейшая седиментация (осаждение) полученного коллоида в гранцентрированную кубическую (ГЦК) решётку позволила бы получить глобулярный фотонный кристалл опалового типа — оптический метаматериал с запрещёнными фотонными зонами в видимом диапазоне [4], — однако для целей настоящего исследования седиментация не производилась. Монодисперсность полученной суспензии контролировалась по спектрам динамического рассеяния света.

Моделирование оптических свойств коллоида осуществлялось представлением разупорядоченной взвеси системой несвязанных (независимых) осцилляторов, где каждой SiO₂-глобуле ставился в соответствие некоторый оптический (полярный) осциллятор [5]. При этом была получена следующая эффективная диэлектрическая функция среды:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{n_0 q_0^2}{m_0 \varepsilon_0} \left(\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \equiv 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \equiv \frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (1)$$

в которой n_0 — концентрация глобул в штоберовской взвеси, q_0 — эффективный связанный электрический заряд глобулы, m_0 — масса коллоидной частицы, ω_0 — резонансная оптическая частота глобулярного осциллятора, а смысл введенных обозначений ω_p и ω_l ясен из представленной формулы.

Явный вид диэлектрической функции $\varepsilon(\omega)$ позволил рассчитать закон дисперсии электромагнитных волн в разупорядоченной коллоидной системе:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega) \mu}. \quad (2)$$

Здесь k — модуль волнового вектора, ω — частота оптического излучения, $c = 3 \times 10^8$ м/с — скорость света в вакууме, $\mu = 1$ вследствие немагнитности среды, а частотная зависимость диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ определялась по формуле (1).

Анализ (2) выявил присутствие в поляритонном спектре коллоида запрещенной зоны (стоп-зоны) в области частот $\omega \in (\omega_0, \omega_l)$, где диэлектрическая функция (1) отрицательна и уравнение (2) не имеет действительных решений. Таким образом, разупорядоченная фотонная среда проявляет свойства фотонного кристалла, однако в отличие от последнего запрещенная фотонная зона в монодисперсном коллоиде только одна. На краях стоп-зоны ($\omega = \omega_0$ и $\omega = \omega_l$) групповая скорость электромагнитных волн

$$v(\omega) = \frac{d\omega}{dk} = \left(\frac{dk(\omega)}{d\omega} \right)^{-1} \quad (3)$$

обращается в нуль, приводя к формированию поляритонных сингулярностей типа ван Хофа с резонансной плотностью оптических состояний

$$g(\omega) \times v^{-1} = (v \rightarrow 0) = \infty \quad (4)$$

что открывает возможности лазерной генерации на линиях ω_0 и ω_l .

Как следует из (1), положение лазерных частот ω_0 и ω_l определяется параметрами штоберовского процесса (n_0 и m_0), поэтому данная активная среда является настраиваемой. Кроме того, использование широкополосного оптического источника в системе накачки позволяет одновременно активировать ω_0 и ω_l , приводя к появлению комбинационных линий $\omega_{\pm} = (\omega_l \pm \omega_0)/2$, что представляет

несомненный интерес для работы в низкочастотной области (на частоте ω_{-} , см. [6]).

Таким образом, монодисперсная суспензия коллоидных наночастиц диоксида кремния, получаемая по методу Штобера, представляется перспективным оптическим метаматериалом, который может найти применение в качестве активной среды лазера с распределённой разупорядоченной обратной связью. Помимо этого, эффект гиперусиления электромагнитного поля на частотах ω_0 и ω_l (и особенно на ω_{\pm}) перспективен для задач гиперкомбинационной спектроскопии, в которых «фотонная суспензия» может выступать в качестве активной подложки.

Работа выполнена при поддержке Китайского стипендиального совета (China Scholarship Council).

1. Lawandy N.M. et al. Nature. 1994. **368**. 436–438.
2. Padiyakkuth N. et al. Mater. Adv. 2022. **3**. 6687–6706.
3. Stober W., Fink A. and Bohn E. J. Colloid and Interface Science. 1968. **26**. 62–69.
4. Масалов В.М., Сухинина Н.С., Емельченко Г.А. ФТТ. 2011. **53**(6). 1072–1076.
5. Pichkurenko S.V. IOP Conf.Ser.: Mater. Sci. Eng. 2020. **859**. 012003.
6. Би Дунсюэ и др. Резонанс Фано поляритонных сингулярностей ван Хоа на краях стоп-зоны фотонного кристалла, Сб. научн. трудов IX Междунар. конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (ЛаПлаз-2023), М: НИЯУ МИФИ, 2023, С. 196.

Электрооптические параметры нематического жидкого кристалла допированного квантовыми точками

Чекулаев И.С.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: Chekulaev.I.S@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-118-120

Работа посвящена изучению влияния квантовых точек на электрооптические свойства нематического жидкого кристалла 1289. Квантовые точки привлекательны, так как они чувствительны к магнитному полю. В данной работе исследован широкий ряд концентраций допируемых квантовых во всём диапазоне существования мезофазы, начиная с комнатной температуры. В результате исследования было обнаружено, что допирование жидкокристаллической системы квантовыми точками приводит к изменению жёсткости бокового изгиба, порогового напряжения Фредерикса и анизотропии показателя преломления. В работе также рассмотрены изменения вращательной вязкости и параметра эффективности (FoM). Из результатов, полученных в данной работе, можно судить об оптимальном значении физических параметров жидкокристаллических композитов, допированных квантовыми точками, для их практического применения в технике.

Изучение композитных систем на основе квантовых точек и жидкокристаллических материалов представляет интерес с целью улучшения эксплуатационных характеристик, средств отображения информации, а также открывает новые не дисплейные применения данных материалов. В частности, полосы люминесценции парамагнитных квантовых точек можно настраивать путём бесконтактного воздействия внешнего магнитного поля. Известно, что допирование квантовых точек в жидкокристаллическую матрицу приводит к уменьшению порогового напряжения Фредерикса, уменьшению электрооптического отклика и другим изменениям параметров жидкого кристалла [1–6]. В настоящей работе изучалась система ЖК-1289 с парамагнитными квантовыми точками.

В результате работы была получена вольт-контрастная характеристика нематического жидкого кристалла с допируемыми квантовыми точками, представленная на рис. 1. На основе данной

характеристики были получены параметры жидкокристаллического материала при различной концентрации квантовых точек. Установлено поведение параметров ЖК-1289 при варьировании концентрации квантовых точек, и установлено концентрационное и температурное поведение электрооптических параметров (анизотропия показателя преломления, пороговое напряжение Фредерикса, упругая константа Франка, вращательная вязкость и параметр эффективности FoM). Проведено исследование влияния концентрации допируемых квантовых точек на температуру перехода в изотропное состояние, полученная зависимость представлена на рис. 2. Допирование нематического жидкого кристалла квантовыми точками приводит к небольшим изменениям температуры просветления по сравнению с чистым нематическим жидким кристаллом 1289.

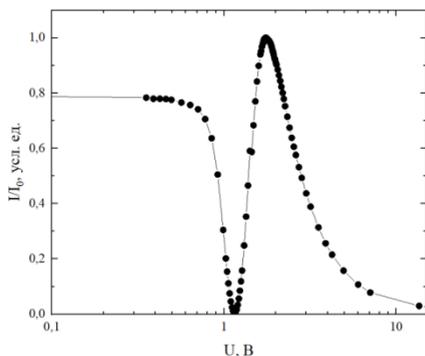


Рис. 1. Вольт-контрастная характеристика для исследуемого ЖК при температуре 303 К. Ось абсцисс представлена в логарифмическом масштабе.

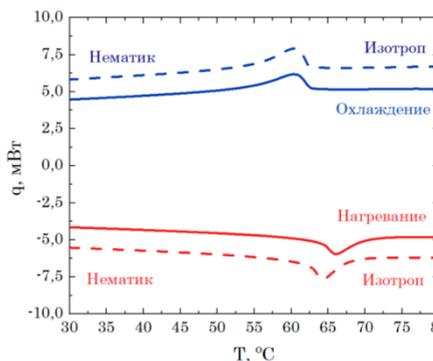


Рис. 2. Термограмма ЖК с квантовыми точками (Пунктиром выделен чистый ЖК-1289, сплошной линией – концентрация 0,6 масс.%)

Было установлено влияние концентрации квантовых точек на электрооптические параметры исследуемого нематического жидкого кристалла. Исследованы такие электрооптические параметры, как анизотропия показателя преломления, пороговое напряжение Фредерикса, упругой константу Франка, динамическая вязкость и FoM.

Анализируя полученные данные, была выявлена оптимальная концентрация, позволяющая получить наилучшие

параметры, такие как напряжение Фредерикса, анизотропия показателя преломления и вращательной вязкости, а коэффициент F_{0M} показал, что жидкий кристалл с такой концентрацией квантовых точек показывает наилучшую производительность.

Понимание того, как модификация жидкокристаллических материалов влияет на рабочие параметры разрабатываемых устройств позволяет определить направление в разработке материалов для достижения наименьших электрооптических параметров. Управляя небольшими изменениями концентрации допируемых квантовых точек, можно добиться заданных электрооптических характеристик и управлять контрастностью жидкокристаллической системы.

Работа подготовлена под руководством д.ф.-м.н. Чаусова Д.Н.

1. Kurilov A.D., Chausov D.N., Osipova V.V., et al. *Soft Matter*. 2023. **19**(11). 2110-2119.
2. Chekulaev I.S. et al. 2022 International Conference Laser Optics (ICLO). IEEE, 2022. 1-1.
3. Kurachkina M.A., Shcherbinin D.P., Konshina E.A. *Nanotechnology VII. – SPIE 2015*. **9519**. 99-103.
4. Kumar J. et al. *Macromolecular Symposia*. 2015. **357**(1). 47-51.
5. Osipova V.V. et al. *Zhidkie Krist. I Ikh Prakt. Ispol'zovanie*. 2020. **20**. 84-92.
6. Singh U.B. et al. *AIP Advances*. 2014. **4**(11). 117112.

Носители иттрия-90 для радиоэмболизации на основе минерализованных альгинатных гидрогелей

Черных И.Н., Гутман Д.В., Евдокимов А.А.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва

E-mail: ivanodino@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-121-123

Композитные материалы на основе биополимеров и фосфатов кальция активно исследуются в качестве заместителей костной ткани в регенеративной медицине, а также как носители различных лекарств. Перспективным является использование гидрогелей на основе биополимеров. К преимуществам гидрогелей относится возможность простого введения их в дефектную область, а также легкость включения в них клеток и биологически активных веществ, таких как факторы роста или ферменты [1]. Так, в гидрогели может быть внедрена щелочная фосфатаза с целью их минерализации при введении подходящего субстрата, например, глицерофосфата кальция [2]. Минерализованные таким способом гидрогели представляют интерес в качестве носителей радионуклидов для ядерной медицины. Данная работа посвящена изучению альгинатных гидрогелей и их минерализации с целью создания носителей иттрия-90 для радиоэмболизации.

В ходе проведенной работы были синтезированы альгинатные сферы, сшитые Ca^{2+} и Y^{3+} и минерализованные фосфатами кальция. Альгинатные сферы получали прикапыванием раствора альгината натрия и щелочной фосфатазы к растворам, содержащим необходимые для сшивания ионы. Минерализация заключалась в образовании частиц фосфатов кальция в полученных сферах реакцией ферментативного гидролиза глицерофосфата кальция в присутствии щелочной фосфатазы. Полученные сферы миллиметрового размера были охарактеризованы методами оптической (рис. 1 (А)) и электронной микроскопии (рис. 1 (Б)). Показано равномерное распределение элементов по образцам методом ЭДС.

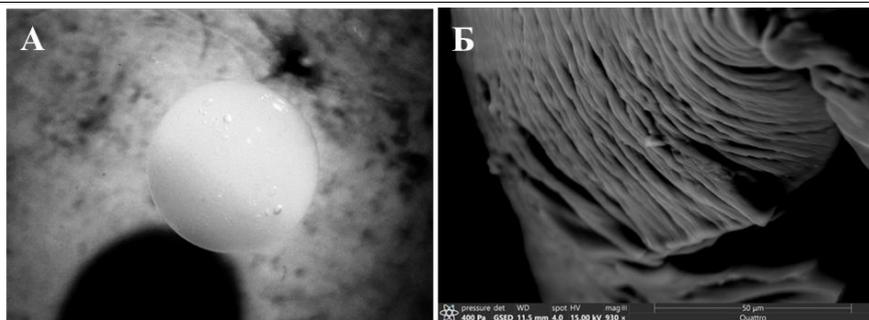


Рис. 1. Фотография сферы, полученная на оптическом микроскопе (А) и её поверхность по данным электронной микроскопии (Б).

Методом спектрофотометрии были исследованы кинетика и изотерма сорбции иттрия из раствора нитрата иттрия на альгинатных сферах, сшитых различными ионами. Кинетика сорбции описывается линейным уравнением псевдо-второго порядка. Значения сорбции близкие к предельным достигаются за 5 часов. Сферы, сшитые кальцием, показывают наилучшие результаты по величине сорбции, большие, чем для аналогичных иттриевых сфер, что вероятно связано с ионным обменом иттрия на кальций во время сорбции. Также изучено влияние минерализации на сорбционные характеристики альгинатных сфер (рис. 2 (А)). Сорбция иттрия при минерализации увеличивается более чем в 3 раза и достигает значений 70 мг/г. Показан необратимый характер сорбции иттрия в физиологическом растворе на минерализованных альгинатных сферах.

Для оценки количества связанного Y^{3+} в альгинатных сферах исследовалась кинетика связывания Y^{3+} во время сшивания альгината. Кинетика связывания была описана с помощью уравнения Аврами, которое предполагает зависимость эффективной константы скорости от времени. Методом ЖСС (жидкостный сцинтилляционный счётчик) по черенковскому излучению исследована кинетика изотопного обмена радиоактивного иттрия в альгинатных сферах, сшитых иттрием, как альтернативного способа введения радионуклидов в альгинатные сферы (рис. 2 (Б)). Продемонстрирована высокая скорость процесса: за 1 час происходит почти полный изотопный обмен на иттрий-90, что представляет практический интерес, поскольку лекарство с носителем, которым выступают альгинатные

сферы, может быть подготовлено непосредственно перед использованием.

Таким образом, полученные в ходе исследования результаты демонстрируют, что с помощью сорбции и изотопного обмена принципиально возможно получить радиоэмболизаторы на основе альгинатных сфер с заданным количеством радионуклида иттрия-90.

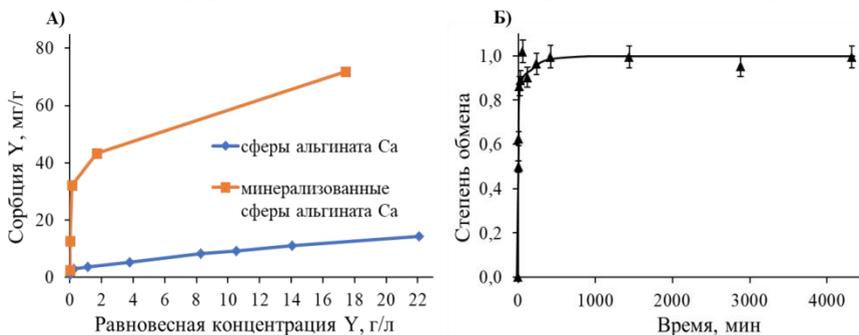


Рис. 2. Изотерма сорбции иттрия на альгинатных сферах, шитых кальцием, (А) и кинетика изотопного обмена на ^{90}Y для альгинатных сфер шитых иттрием (Б).

Авторы выражают благодарность научным руководителям в.н.с. к.х.н. Николаеву А.Л. за постановку научной задачи и с.н.с. к.х.н. Гопину А.В. за помощь в измерениях и обсуждении результатов.

1. Douglas T.E., Messersmith P.B., Chasan S., et al. *Macromol. Biosci.* 2012. **12**. 1077-1089.
2. Vimalraj S. *Gene*. 2020. **754**. 144855.

Влияния оксида церия на фазовый состав и механические свойства твердых растворов $ZrO_2-Sm_2O_3$

Числов А.С.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва*

E-mail: Chislov.artem@bk.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-124-125

Частично стабилизированный диоксид циркония давно зарекомендовал себя в качестве конструкционного материала. Высокая микротвердость и вязкость разрушения, трибостойкость и жаропрочность, биологическая и химическая инертность лишь некоторые преимущества, обуславливающие широкое применение таких материалов в различных областях науки и техники.

Однако твердые растворы на основе диоксида циркония с кубической и тетрагональной структурой являются термодинамически метастабильными при комнатной температуре и в процессе эксплуатации при повышенных температурах могут претерпевать фазовые и структурные изменения, что негативно сказывается на их функциональных характеристиках. Для получения важной с практической точки зрения тетрагональной модификации диоксида циркония необходимо застабилизировать метастабильное состояние при комнатной температуре с помощью дополнительного легирования.

Целью данной работы стало изучение фазового состава, структуры и механических характеристик кристаллов на основе диоксида циркония, стабилизированных оксидами самария и церия.

В данной работе были проведены исследования структуры, механических свойств и фазового состава кристаллов на основе диоксида циркония с добавлением оксидов самария и церия в качестве легирующих добавок.

Для изучения влияния оксида церия на тетрагональную модификацию и механические характеристики твердых растворов $(ZrO_2)_{1-x}(Sm_2O_3)_x$ были выращены кристаллы методом направленной кристаллизации из расплава в холодном контейнере. Исследование фазового состава кристаллов проводилось методом рентгеновской дифракции. Микротвердость и трещиностойкость кристаллов

определялась методом микроиндентирования. Структурные исследования проводились методом просвечивающей электронной микроскопии.

В результате проведенных исследований было установлено, что замещение 0,3 мол% оксида самария на оксид церия приводит к появлению моноклинной модификации в составе кристаллов $(\text{ZrO}_2)_{0,963}(\text{Sm}_2\text{O}_3)_{0,034}(\text{CeO}_2)_{0,003}$. Дополнительное введение 0,3 мол% оксида церия в состав твердых растворов $(\text{ZrO}_2)_{0,963}(\text{Sm}_2\text{O}_3)_{0,037}$ не приводит к изменению фазового состава. Кроме того, ни замещение, ни дополнительное введение 0,5 мол% оксида церия не привело к появлению моноклинной фазы в кристаллах $(\text{ZrO}_2)_{0,96}(\text{Sm}_2\text{O}_3)_{0,04}$. Экспериментальные данные, полученные в результате изучения микротвердости и трещиностойкости образцов показали, что легирование оксидом церия не привело к заметным изменениям микротвердости кристаллов, но вызвало увеличение значений трещиностойкости для всех изученных образцов

Автор выражает благодарность научному руководителю, д.т.н. Ломоной Е.Е. и к.ф.-м.н. Табачковой Н.Ю. за постановку научной задачи и обсуждение результатов исследования.

**Ab initio исследование
электронных, диэлектрических и оптических характеристик
гидратов sI, sH и льдов I_h, I_{II}**

Юнусов М.Б.¹, Хуснутдинов Р.М.^{1,2}

1- Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики, Казань

2- Удмуртский федеральный исследовательский центр Уро РАН, Ижевск

E-mail: mukhammadbek@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-126-127

Вода и кристаллические модификации водных решеток, такие как льды и газовые гидраты, являются важными компонентами геологических и климатических процессов, протекающих на Земле. Кроме того, гидраты природных газов CH₄ и C₂H₆ представляют особый экономический интерес, поскольку рассматриваются как источник углеводородной энергии [1]. Фундаментальные исследования электронных и диэлектрических характеристик гидратов и льдов позволят не только расширить знания в области материаловедения, но и поспособствуют развитию электромагнитных методов разведки и анализа скоплений льдов и газогидратов.

Лед I_h — протононеупорядоченная гексагональная модификация льда — самый распространенный тип льда на Земле. Лед I_{II} формируется из льда I_h в условиях повышенного давления и имеет упорядоченное расположение протонов, и, аналогично газовым гидратам, может включать лёгкие газы (He, H₂). Гидрат sH и гидрат sI — гексагональная и кубическая модификации гидратов соответственно. Решетка гидратов состоит из молекул в воды и имеет сферические полости, способные заключать при нуклеации низкомолекулярные газы (Ar, Kr, Xe, N₂, CO₂, H₂S, CH₄, C₂H₆, C₃H₆).

Расчет электронной структуры производился в рамках стандартного метода функционала плотности (DFT) [2] с использованием приближения GGA-PBE и PAW-потенциала. Использован критерий минимизации энергии 10⁻⁴ эВ и разбиение обратного k-пространства сеткой размером 2×2×2. Расчет диэлектрических тензоров производился в рамках теории возмущений функционала плотности (DFPT). Компоненты тензора диэлектрической проницаемости определяются как линейный отклик системы на возмущающее переменное электромагнитное поле [3].

Для представленных систем рассчитаны и проанализированы плотности электронных состояний (DOS) и распределение заряда в кристаллической решетке (рис. 1). Рассчитаны электронные ϵ^{el} и ионные ϵ^{ion} вклады в статический диэлектрический тензор. Показано, что решетки I_h , I_{II} и sH имеют выделенную диэлектрическую ось ϵ_{zz} , а решетка гидрата sI является изотропной. Электронные вклады в диэлектрические тензоры льдов ($\epsilon^{el} \approx 1,86 \div 1,98$) превосходят соответствующие значения для гидратов ($\epsilon^{el} \approx 1,59 \div 1,61$). Ионные составляющие диэлектрических тензоров ϵ^{ion} льдов (I_h , I_{II}) имеют выделенную ось, в то время как тензоры ϵ^{ion} гидратов (sI и sH) демонстрируют анизотропию и нетривиальное поведение ($\epsilon_{xx} \neq \epsilon_{yy} \neq \epsilon_{zz}$, $\epsilon_{\alpha\beta} \neq 0$). При включении газа в молекулярные полости гидрата sI наблюдается увеличение поляризуемости кристалла и повышение значений диэлектрических тензоров ϵ^{el} и ϵ^{ion} . Для систем I_h , I_{II} , sH и sI были рассчитаны диэлектрические функции и оптические спектры (отражение, поглощение, преломление), исследование которых выявило наличие оптической запрещенной зоны ($E_{OG} \approx 4,8 \div 5,1$ эВ) и высокую оптическую активность в среднем ультрафиолетовом диапазоне ($E \approx 5 \div 20$ эВ). Первые пики диэлектрических функций вызваны переходами электронов через запрещенную зону ($E_{BG} \approx 5,2 \div 5,5$ эВ).

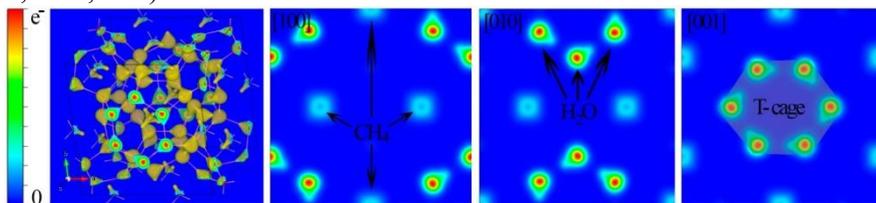


Рис. 1. Распределение заряда в элементарной ячейке гидрата метана sI и в кристаллографических плоскостях [001], [010], [001].

Крупномасштабные квантовомеханические расчеты выполнялись на вычислительном кластере Казанского (Приволжского) федерального университета. Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 22-22-00508).

1. Sloan E.D., Koh C.A. Clathrate Hydrates of Natural Gases. CRC Press, 2007.
2. Kresse G., Furthmuller J. Phys. Rev. B. 1996., **54**. 11169.
3. Gajdos M. et al. Phys. Rev. B. 2006. **73**. 045112.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Оценка газокинетической температуры разрядов по спектру γ -системы TiO с помощью обзорных спектрометров

Нугаев И.Р., Харлачев Д.Е.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: gfnov@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-128-130

Для вычисления газокинетической температуры тяжелых компонентов плазмы, сформированной под воздействием импульсных излучений гиротрона на порошковые образцы, содержащие Ti соединения, возможно применить спектры излучения молекул TiO в области длин волн от 700 до 720 нм. В исследовании [1] использование таких спектров позволило оценить газокинетическую температуру плазмы, сгенерированной импульсным излучением четвертой гармоники Nd:YAG лазера ($\lambda = 266$ нм) на цель из Ti в условиях сниженного давления (7–70 Па) кислорода. Обширные вычисления, включающие более 105 линий, связанных с 30 разными вибрационными ветвями, основываются на значениях молекулярных постоянных, определенных в исследовании [2] посредством точных измерений спектра молекулы TiO с использованием интерферометра Фурье и отношений для коэффициентов Хенля-Лондона [3]. Получены параметры, которые облегчают оценку молекулярных температур, в частности, был использован β — отношение между амплитудой R-ветви $\gamma_3(0,0) - 705,42$ нм и интенсивностью фона в её близости. Этот параметр предполагает равенство вращательной и колебательной температуры молекул, что позволяет вычислить газовую температуру разряда.

Применение указанных соотношений к спектрам, полученным с помощью обзорных спектрометров (например, широко используемых AvaSpec), во многих случаях ограничено невыполнением требуемого соотношения между спектральной шириной пикселя и полушириной их аппаратной функции. Обычно для обзорных спектрометров эта величина составляет около 2–3.

Большое количество пикселей на полуширине аппаратной функции (в исследовании [1] — 8 пикселей) обеспечивает малое отклонение сигналов соседних пикселей вблизи максимума, что

приводит к тому, что значение зарегистрированного максимума становится определенной характеристикой канта, не зависящей от положения пикселя, который его принёс. Однако малое количество пикселей, которое характерно для обзорных спектрометров, приводит к неопределенности, связанной с положением центра пикселя относительно канта, который представляет собой скопление вращательных линий сравнимых интенсивностей.

Мы провели вычисления относительных интенсивностей части R-ветви канта $\gamma_3(0,0)$ в соответствии с методикой из работы [1]. Это дало нам возможность пересчитать зависимость температуры от параметра β , представленную в работе [1], в формат, соответствующий условиям измерения обзорным спектрометром.

Этот процесс пересчета является относительно простым, так как он влияет только на небольшую, достаточно локализованную область спектра и в рамках самого молекулярного спектра сокращается до расчета небольшого сегмента R-ветви.

В итоге мы получаем 2 кривые для коэффициента β (рис. 1):

$$\beta = \frac{I_{\gamma_3}}{I_0} \quad (1)$$

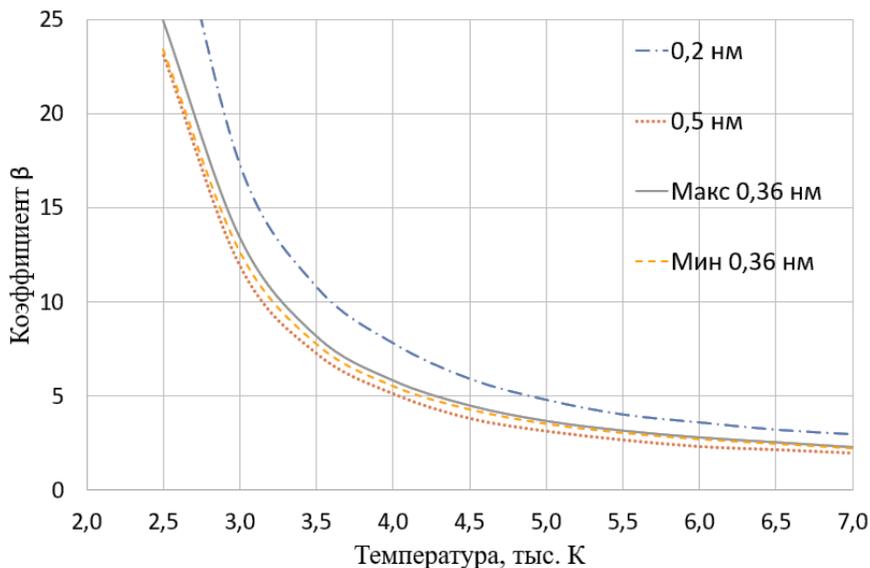


Рис. 1. Зависимость коэффициента β от температуры (К).

Определение конкретного положения пикселя в приборе требует существенных затрат энергии и времени. Более того, в процессе эксперимента положение спектра на шкале пикселей может слегка смещаться из-за изменений окружающей температуры или случайных тепловых потоков от соседнего оборудования. Поэтому данное положение следует рассматривать как неопределенное и учитывать как источник дополнительной ошибки.

1. Hermann J., Perrone A. and Dutouquet C. J. Phys. B. 2011. **34**. 153-164.
2. Ram R.S., Bernath P.F., Dulick M. and Wallace L. Astrophys. J. 1999. **122**. 331-353.
3. Kovacs I. Rotational Structure in the Spectra of Diatomic Molecules. Budapest: Akadémiai Kiadó, 1969.

Высоковольтный импульсный разряд как источник активных форм кислорода и азота

**Разволяева Д.А.^{1,2}, Гудкова В.В.^{1,2}, Моряков И.В.¹, Анпилов А.М.¹,
Кончехов Е.М.¹, Борзосексов В.Д.^{1,2}**

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

2- Институт физических исследований и технологий

Российский университет дружбы народов имени Патриса Лумумбы, Москва

E-mail: darzvlv@fpl.gpi.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-131-133

За последние десятилетия изучение взаимодействия неравновесной плазмы и жидкости превратилось в быстрорастущую область междисциплинарных исследований. Основное внимание уделяется физико-химическим механизмам, приводящим к сложным плазмохимическим реакциям на границе раздела двух сред «плазма-жидкость», что вызывает образование активных форм кислорода (АФК) и азота (АФА), изучение которых представляет особый интерес для решения широкого круга прикладных задач от материаловедения до здравоохранения [1].

В работе представлена импульсно-периодическая многоэлектродная искровая разрядная система с инъекцией газа в межэлектродное пространство. При воздействии на водные растворы данной моделью реализуется многофазная система разряда в газовых пузырьках по объёму жидкости. Установка представляет собой пять цилиндрических последовательно соединённых камер, в каждой из которых располагается кольцевая разрядная система. Материал электродов можно варьировать в зависимости от поставленной задачи. Одна камера вмещает в себя до 120 см^3 (рис. 1а). Особенность данной установки (рис. 1б) заключается в специальных патрубках (4) для подачи газа, который через отверстие поступает в межэлектродное пространство (5). Разряд формируется в пузырьках инжектируемого газа. Таким образом, свойства плазмы и плазмохимические реакции будут зависеть от рабочего газа.

Параметры источника питания: $I \leq 250 \text{ А}$, $U \leq 20 \text{ кВ}$, энергия накопительного конденсатора $W = 1,6 \text{ Дж}$. При частоте следования импульсов $f = 50 \text{ Гц}$ суммарная мощность установки составляет $\sim 400 \text{ Вт}$ (одного канала — 80 Вт) [2].

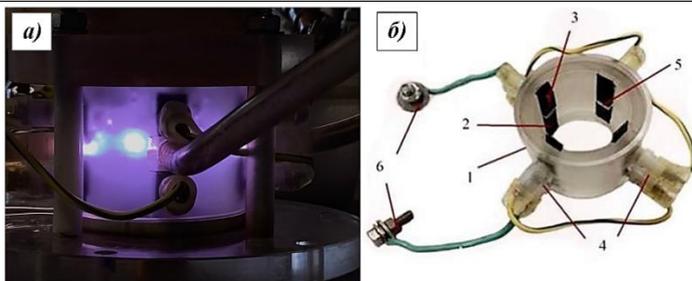


Рис. 1. а — реакторная камера в работе, б — одна из секций реактора (1 — диэлектрическая камера, 2 — электроды, 3 — электроизоляционный материал, 4 — патрубок для инъекции газа в отверстие, 5 и 6 — клеммы для подачи ВВ напряжения).

Ранее данный источник использовался для решения ряда прикладных задач [3]. Однако подробных измерений концентраций АФК и АФА еще не приводилось. Поэтому возник интерес к изучению влияния воздействия разряда на образование пероксида водорода, нитрит- и нитрат-ионов, играющих наиболее важную роль в биологических приложениях плазменно-активированной жидкости.

Объектом исследования является деионизированная вода Milli-Q® с удельной электропроводимостью $\leq 0,1$ мкСм/см. Время воздействия составляло от 2 до 10 минут. Материал электродов — нержавеющая сталь марки 12X18H10T. Воздух был выбран в качестве инжектируемого газа, поскольку входящий в его состав кислород является химически активным. Инжектируемый газ (аргон, воздух) подается в межэлектродное пространство со скоростью 2 л/мин. В пузырьках рабочего газа, содержащих пары воды, формируются высокотемпературные искровые каналы со следующими параметрами: газовая температура равна 4000–5000 К; температура электронов составляет 1,0–1,5 эВ. Концентрации пероксида водорода и нитрит-ионов измерялись с помощью спектрофотометрии с использованием жидких счётных растворов (для определения H_2O_2 — реактив FOX, NO_2^- — реактив Грисса), для определения концентрации нитрат-ионов использовался ионоселективный прибор Horiba LAQUAtwin NO3-11.

При инъекции воздуха концентрация нитрит-ионов в жидкости уменьшается с увеличением времени воздействия многоискровым разрядом, в то время как концентрация нитрат-ионов растёт, что

связано с окислением NO_2^- до NO_3^- . Активное протекание окисления также подтверждает водородный показатель среды (pH), который при увеличении воздействия понижался с 5,7 до 3,3. Концентрация пероксида водорода при инъекции как аргона, так и воздуха, непрерывно увеличивается, достигая значений в сотни мкМ. Экспериментально обнаружена эрозия стальных электродов, наиболее вероятно связанная с электродным распылением, приводящая к образованию водорастворимых соединений и видимого осадка. С помощью энергодисперсионного анализа на микроскопе JEOL JEM-2100 удалось подтвердить содержание частиц железа в жидкости. Кроме того, гравиметрические измерения показали, что распыление электродов составило ~ 1 мг/мин. Также были измерены концентрации ионов железа со степенью окисления +3 и учтены погрешности измерений концентраций пероксида водорода, в основе которых лежит реакция Фентона.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Центра биофотоники ИОФ РАН, а также научному коллективу Отдела физики плазмы ИОФ РАН Анпилову А.М. и Бережецкой Н.К за помощь в проведении экспериментов.

1. Bruggeman P.J., Kushner M.J., Locke B.R., et al. Plasma Sources Science and Technology. 2016. **25**(5), 053002.
2. Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Гусейн-заде Н.Г. и др. Устройство для плазмохимической обработки жидкостей. Патент на полезную модель 201546 U1, 21.12.2020.
3. Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Козлов Ю.Н. и др. Физика плазмы. 2019. **45**(3). 268.

Лазерно-индуцированная абляция и десорбция вольфрамовых плёнок, насыщенных дейтерием

**Смирнова Е.В.^{1,3}, Медведев О.С.^{1,2}, Елец Д.И.^{1,2,3},
Снигирёв Л.А.^{1,3}, Шубин Я.Р.¹**

1- Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

2- Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

3- Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

E-mail: evsmirnova@mail.ioffe.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-134-136

Вольфрам (W) является одним из наиболее перспективных материалов внутренних, контактирующих с плазмой, поверхностей будущих термоядерных реакторов, из-за его низкого коэффициента распыления, высокой теплопроводности, высокой температуры плавления и высокой нейтронной нагрузочной способности, и был выбран в качестве материала дивертора в ряде действующих и перспективных токамаков [1]. Удержание радиоактивного изотопа трития в компонентах, обращенных к плазме, из-за взаимодействия плазмы со стенками является одной из наиболее важных проблем безопасности для ITER и будущих термоядерных устройств, работающих на дейтерий-тритиевом цикле [2]. Наиболее перспективными методами *in situ* оценки количества изотопов водорода в первой стенке токамаков являются лазерно-индуцированная десорбция (ЛИД) с использованием импульсного воздействия миллисекундной длительности и регистрацией методами масс-спектрометрии и спектроскопии лазерно-индуцированной плазмы (LIBS) на основе нано- и пикосекундных лазерных импульсов [3].

Особенности взаимодействия нс и пс лазерных импульсов с материалами первой стенки являются локальный нагрев на глубину от 10 до нескольких сотен нм и абляция приповерхностного слоя. На текущий момент метод LIBS активно развивают для количественного анализа содержания изотопов водорода в материалах первой стенки [4]. Другим преимуществом лазерно-индуцированной абляции (ЛИА) по сравнению с десорбцией является возможность профилирования по глубине за счет постепенного удаления материала. Однако на данный момент остаётся открытым вопрос применимости методов на основе лазерной абляции для количественного анализа содержания изотопов

водорода, так как в процессе абляции возможен выход дейтерия в молекулярном, атомарном и ионизованном виде и, как следствие, часть сигнала может быть потеряна при использовании масс-спектрометрического анализа.

В представленной работе мы провели прямое сравнение методов ЛИД и ЛИА на одном стенде, а в качестве контрольного метода по оценке содержания дейтерия используется термодесорбционная спектроскопия (ТДС). Для сравнения методов использовались плёнки вольфрама, насыщенные дейтерием.

Для реализации ЛИД использовался импульсный твердотельный лазер (Nd-YAG) с длиной волны 1064 нм, плотность энергии которого варьировалась с помощью аттенюатора. Данный лазер использовался в режиме свободной генерации и длительность импульса составляла 200 мкс. ЛИА проводилась с помощью этого же лазера, но работающего в режиме модуляции добротности с длительностью импульса 12 нс. Частота следования импульсов в обоих методах составляла 10 Гц. Регистрация сигнала дейтерия проводилась квадрупольным масс-спектрометром. Метод ТДС был реализован на отдельном стенде, где регистрация дейтерия проводилась времяпролетным масс-спектрометром.

Для оценки распространения тепла в образце было проведено моделирование лазерного нагрева плёнки вольфрама в режиме десорбции (см. рис. 1 слева). В результате было выяснено, что лазерные импульсы с плотностью энергии 50 Дж/см^2 нагревают поверхность образца до температуры 700 К за один импульс. Анализ аналогичных пленок методом ТДС показал, что основной выход дейтерия наблюдается в температурном диапазоне 500–800 К. Как следствие, энергии 50 Дж/см^2 заведомо недостаточно для полной дегазации осадений. В случае 100 и 150 Дж/см^2 максимальная температура достигала 1300 и 1900 К соответственно. Исходя из результатов моделирования был поставлен эксперимент, в котором образец с плёнкой вольфрама, насыщенного дейтерием, облучался в режиме ЛИД на протяжении 1 минуты с тремя значениями плотности энергии в трёх различных точках (см. рис. 1 справа). Из рисунка видно, что, как и ожидалось, при плотности энергии 50 Дж/см^2 уровень сигнала дейтерия значительно ниже, чем для 100 и 150 Дж/см^2 .

По результатам масс-спектрометрии был оценён поток дейтерия, высвобождаемый за 1 минуту облучения в режиме ЛИД, при 150 Дж/см^2 — $8,2 \cdot 10^{13} \text{ D}_2$, для 100 — $6,3 \cdot 10^{13} \text{ D}_2$, для 50 — $1,5 \cdot 10^{13} \text{ D}_2$.

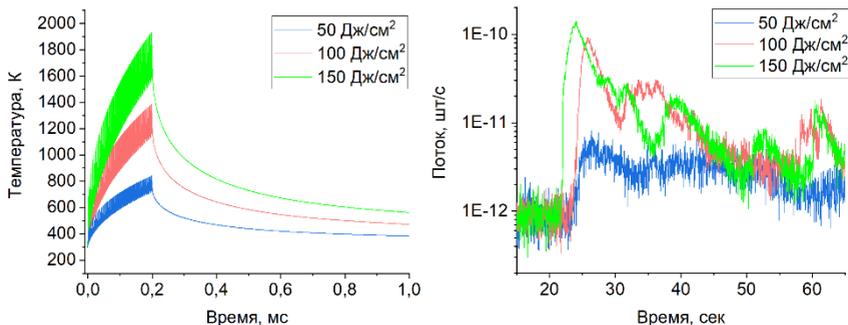


Рис. 1. Результаты моделирования (слева) и экспериментальные результаты лазерной десорбции (справа)

Для сравнения ЛИА и ЛИД была выбрана плотность энергии 100 Дж/см^2 . В данном эксперименте проводилось сканирование лазерным пучком по площади размером $12 \times 12 \text{ мм}$, необходимое количество сканирований определялось во время эксперимента по уровню сигнала дейтерия. Общее количество дейтерия в 3-х идентичных образцах: для метода ЛИА — $1,13 \cdot 10^{16} \text{ D}_2/\text{см}^2$, ЛИД — $2,24 \cdot 10^{16} \text{ D}_2/\text{см}^2$, и ТДС — $1,49 \cdot 10^{16} \text{ D}_2/\text{см}^2$.

Полученные данные свидетельствуют о возможности применения метода ЛИА для количественного анализа дейтерия после оптимизации условий абляции.

Авторы выражают благодарность научному руководителю Раздобарину А.Г. и к.ф.-м.н. Мухину Е.Е. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждении результатов. Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 22-12-00360.

1. Lyu Y., Li C., Wu D., et al. Phys. Scr. 2021. **96**(12). 124040.
2. Zlobinski M., Philipps V., Schweer B., et al. J. Nucl. Mater. 2013. **438**. S1155-S1159.
3. Paris P., Butikova J., Laan M., et al. Nucl. Mater. Energy. 2019. **18**. 1-5.

Сравнительный анализ изменения количества и динамика разлёта частиц в смесях порошков металлов и диэлектриков с допирующими добавками окисей церия и европия

Соколов А.С.¹, Козак А.К.¹, Поздняков Д.О.²

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

2- МИРЭА – Российский технологический университет, Москва

E-mail: dmc63@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-137-139

Материалы, легированные редкоземельными металлами, являются ключевыми элементами современных устройств генерации, передачи и управления оптическими сигналами. Например, получение керамических микрочастиц, допированных церием, является важной задачей для производства солнечных панелей, а ионы европия используются для создания твердотельных и менее распространённых жидкостных лазеров.

В ИОФ РАН разработан метод синтеза микро- и наночастиц, который позволяет синтезировать оксидные, нитридные и оксинитридные материалы в микродисперсном состоянии с заданным химическим составом путём инициации микроволнового разряда в смесях порошков металлов и диэлектриков с помощью излучения мощного импульсного гиротрона [1, 2]. Микроволновой пробой приводит к разлёту частиц смеси в газовой-плазменном слое в объёме плазмохимического реактора и развитию в нем цепных плазмохимических реакций. Взвешенные в объёме реактора частицы в таких реакциях становятся центрами кристаллизации продуктов синтеза [3].

Синтез керамик, допированных церием, в плазмохимическом реакторе с использованием мощного импульсного гиротрона (частота 75 ГГц, мощность до 0,8 МВт, длительность импульса СВЧ до 20 мс), воздействующего на порошковые смеси алюминия, окиси алюминия и меламин (Al/Al₂O₃/меламин) с добавлением различного количества окиси церия (CeO₂) и окиси европия (Eu₂O₃). Подробное описание экспериментального стенда с плазмохимическим реактором и комплексом диагностик приведено в [4].

На рис. 1 приведена раскадровка видео для светящихся частиц в смеси порошков: Al/Al₂O₃/меламин (в соотношении 1:1:1), CeO₂ (3%), карборан. Облако светящихся частиц наблюдается до 1 с. Свечение частиц обусловлено высокой температурой их поверхности из-за протекающих на них экзотермических реакций. По окончании экзотермических процессов происходит остывание газовой-плазменной фракции в реакторе и частицы перестают светиться, а значит, и регистрироваться.

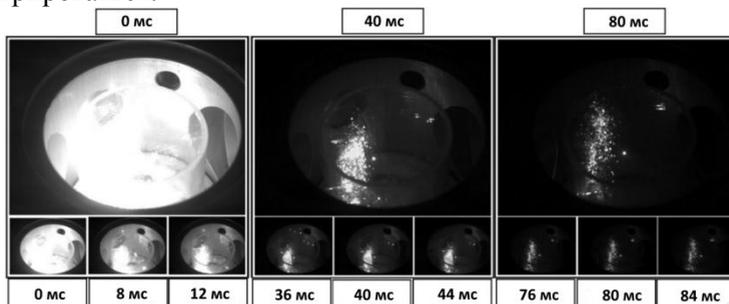


Рис. 1. Облако светящихся частиц смеси порошков Al/Al₂O₃/меламин (в соотношении 1:1:1) и CeO₂ (3%), карборан. Мощность СВЧ-импульса гиротрона 200 кВт, длительность импульса СВЧ 4 мс.

На рис. 2 приведена раскадровка для смеси порошков: Al/Al₂O₃/меламин + Eu₂O₃ (1%) + Карборан + Al. Хорошо видно длительное горение со светящимися частицами, наблюдаемое до 124 мс.

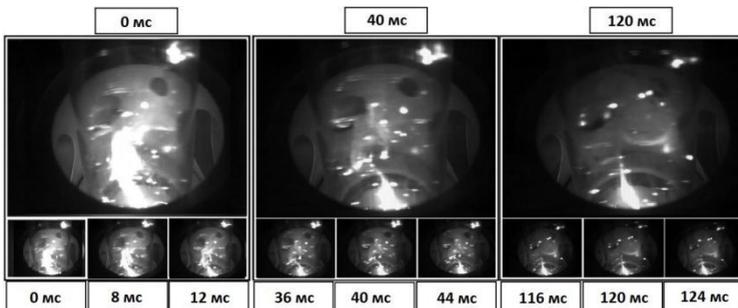


Рис. 2. Горение окиси европия: Al/Al₂O₃/меламин + Eu₂O₃ (1%) + Карборан + Al. Мощность СВЧ-импульса гиротрона 250 кВт, длительность импульса СВЧ 4 мс.

Для обработки кадров, полученных с помощью высокоскоростных камер, был разработан алгоритм на базе программного обеспечения с открытым исходным кодом ImageJ [5] с плагином TrackMate.

В докладе представлена динамика изменения числа частиц после СВЧ-пробоя в порошках с различным содержанием окисей церия и европия, показан колебательный характер существования частиц, рассмотрена динамика изменения числа частиц после СВЧ-пробоя в порошках и проведена визуализация треков частиц в ректоре.

Авторы выражают благодарность ведущему научному сотруднику д.ф.-м.н., профессору Скворцовой Н.Н. и всему научному коллективу, принимающему участие в экспериментах по плазмохимическому синтезу.

1. Akhmadullina N.S., Skvortsova N.N., Obratsova E.A., et al. Chem. Phys. 2019. **516**. 63.
2. Skvortsova N.N., Malakhov D.V., Stepakhin V.D., et al. JETP Letters. 2017. **106**. 262-267.
3. Козак А.К., Петров А.Е., Поздняков Д.О., Соколов А.С. Инженерная физика. 2023. (6). 3-13.
4. Соколов А.С., Ахмадуллина Н.С., Борзосексов В.Д., и др. Радиофизика. Известия ВУЗов. 2023. **65**(11). 927-942.
5. Kachmar V.V., Moshkina K.G., Borzosekov V.D., et al. J. Phys.: Conf. Ser. 2021. **2036**. 012030.

Модернизация установки ТС-3DM

Харлачѳв Д.Е., Нугаев И.Р.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: harlachdanila@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-140-142

В соответствии с современными взглядами, различные вспышечные явления, такие как вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и других планет, неустойчивости срыва в плазме токамаков ассоциируются с развитием токовых слоев в замагниченной плазме [1, 2]. Динамика токовых слоев и процессы магнитного пересоединения активно исследуются в последние десятилетия, включая методы экспериментальной физики [3–10]. Важность таких исследований определяется возможностью моделирования различных нестационарных астрофизических явлений в лабораторных условиях.



Рис. 1. Общий вид установки ТС-3DM.

Модернизированная установка ТС-3DM (рис. 1) в отделе физики плазмы ИОФ РАН позволяет создавать токовые слои в различных экспериментальных условиях. Установка ТС-3DM состоит из 4 основных систем, включая системы создания магнитных полей, начальной плазмы и возбуждения электрического тока в плазме. Двумерное квадрупольное поле с нулевой линией, ориентированной вдоль оси установки, создается при разряде батареи конденсаторов на прямые проводники, расположенные вдоль образующей поверхности вакуумной камеры ($L=100$ см, $R=9$ см). Емкость батареи $C=2,3$ мФ, запасаемая энергия $W=74$ кДж, полупериод разрядного тока $T/2=400$ мкс, амплитуда $I\approx 70$ кА, градиент квадрупольного

магнитного поля меняется в пределах $h \approx 0,43 - 0,64$ кГс/см. Продольное магнитное поле создается при помощи 6 одинаковых катушек, оси которых совпадают с нулевой линией квадрупольного магнитного поля. Каждая катушка радиусом 15 см имеет 16 витков, индуктивность катушек ≈ 100 мкГн, амплитуда тока в катушках ≈ 100 кА, величина создаваемого поля $\approx 6,0$ кГс, полупериод $T/2 = 2,9$ мс.

Сначала камера откачивается до $\sim 10^{-6}$ Торр, затем заполняется рабочим газом через игольчатый натекагель. Начальная плазма создается с помощью тета-разряда с сильной предварительной ионизацией, которая производится с помощью четырех искровых инжекторов ($U = 5 - 6$ кВ). Тета-разряд представляет собой систему витков, расположенных вокруг камеры, на которые разряжается малоиндуктивный конденсатор ($C = 3,75$ мкФ, $U \approx 40$ кВ).

Для возбуждения в плазме электрического тока в вакуумную камеру с торцов, на расстоянии ~ 60 см, введены два сетчатых электрода, на которые подается импульсное напряжение от батареи малоиндуктивных конденсаторов ($C = 7,4$ мкФ, $U \approx 20$ кВ). Электрический ток ($J_{\max} = 45 - 70$ кА, $T/2 = 6$ мкс) инициирует 2D течения плазмы, что приводит к формированию токового слоя и сжатию плазмы в слой.

Система откачки вакуумной камеры включает форвакуумный и диффузионный насосы, азотную ловушку и систему водяного охлаждения.

Измерительная аппаратура состоит из поясов Роговского, измеряющих электротехнические параметры установки; системы магнитных зондов; осциллографов Tektronix, монохроматоров ДФС-24 и МДР-3, цифровой камеры Nanogate-1UF для спектральных измерений; и компьютера для записи данных.

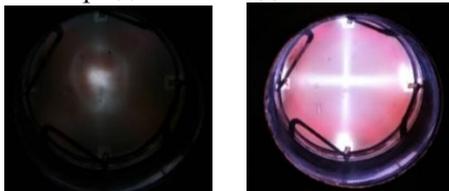


Рис. 2. Интегральные фотографии плазмы, зарегистрированные с торца установки (а) z-пинч, (б) плазменные слои.

Модернизация заключалась в обновлении систем магнитных полей, электрического поля и тета-разряда, а также диагностических

систем. В 2023 году после модернизации установки ТС-3DM был получен плазменный слой в воздухе при давлении 7×10^{-2} Торр (рис. 2). В дальнейшем планируется формирование токового слоя в аргоне и неоне.

1. Syrovatskii S.I. Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. **19**. 163.
2. Кадомцев Б.Б. УФН. 1987. **151**. 3.
3. Франк А.Г. УФН. 2010. **180**(9). 982.
4. Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В. ЭНТП. – М.: Янус, 2008. Серия Б. Т. III-2. С. 335.
5. Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С. и др. Физика плазмы. 2006. **32**. 1121.
6. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. Письма в ЖЭТФ. 2012. **95**. 14.
7. Zelenyi L.M., Frank A.G., Artemyev A.V., et al. Plasma Phys. Controlled Fusion. 2016. **58**. 054002.
8. Frank A.G., Kyrie N.P. Plasma Phys. Reports. 2017. **43**. 696.
9. Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N., Savinov S.A. Universe. 2021. **7**(11). 400.
10. Харлачёв Д.Е., Кирий Н.П. Сборник научных статей VI Международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем» Радиоинфоком-2022. Москва 2022. С.266.

ФИЗИКА БИОЛОГИЧЕСКИХ И МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Анализ особенностей ОКТ изображений
для дифференциации глиом головного мозга человека

**Александрова П.В.^{1,2}, Алексеева А.И.³, Зайцев К.И.¹,
Долганова И.Н.²**

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

2- *Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна*

Российской академии наук, Черноголовка.

3- *Научно-исследовательский институт морфологии человека
им. академика А.П. Авцына, Москва*

E-mail: aleksandrovapolina98@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-143-145

Оптическая когерентная томография (ОКТ) — метод визуализации внутренней структуры оптически неоднородных сред (например, биологических тканей) с высоким пространственным разрешением, который нашел свое применение в биомедицине и медицинской практике благодаря возможности получения изображения в реальном времени с разрешением 1–15 мкм, что на порядок превосходит обычное ультразвуковое исследование [1]. Интраоперационная нейрорадиодиагностика опухолей головного мозга, в частности глиом, является одной из актуальных проблем современной нейрохирургии, так как особенность глиальных опухолей заключается в их инфильтративном росте, что осложняет четкую визуализацию границ опухолей и приводит к их неполной резекции в ходе хирургического вмешательства [2–4].

В данной работе при участии группы исследователей из НМИЦ нейрохирургии им. академика Н.Н. Бурденко были получены ОКТ изображения *ex vivo* глиальных опухолей головного мозга человека различных степеней злокачественности и интактных тканей, в частности, изображения коры головного мозга и белого вещества для оценки возможности ОКТ как метода дифференциации нормальных тканей и новообразований различных степеней злокачественности. С этой целью был предложен набор анализируемых характеристик, включающий в себя значения коэффициентов ослабления μ (рис. 1), несущих в себе информацию о рассеивающих и структурных

свойствах тканей, и их стандартные отклонения σ_μ , описывающие гетерогенность тканей [5]. Значения мощностей локальных флуктуаций яркости в спекл-структурах P_a и их стандартные отклонения σ_{Pa} , полученные в ходе вейвлетного анализа ОКТ изображений, дополнили набор характеристик для анализа биологических тканей.

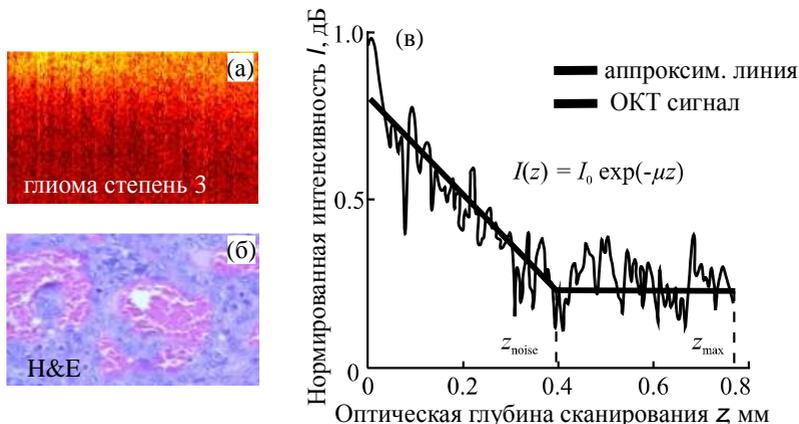


Рис. 1. ОКТ изображения *ex vivo* тканей головного мозга.

Пример ОКТ изображения глиомы степени 3 (а).

Гистологическое изображение соответствующего типа ткани (б).

Извлечение коэффициента ослабления μ из нормированного ОКТ сигнала $I(z)$ (в).

Для дифференциации типов тканей головного мозга и оценки преимуществ разработанных методов обработки ОКТ изображений использовался линейный дискриминантный анализ Фишера (рис. 2).

Результаты данного исследования подтвердили перспективность использования предложенного набора характеристик, включающих анализ оптических свойств и распределения яркости в спеклах, для проведения нейродиагностики при помощи ОКТ.

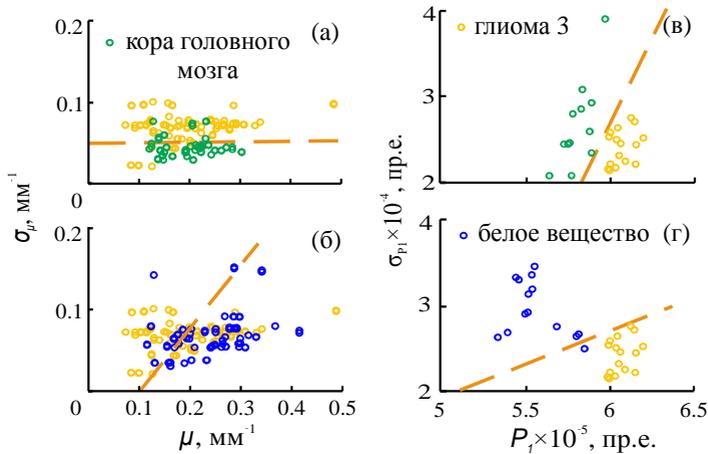


Рис. 2. Пример полученных результатов для глиомы степени 3 коры головного мозга (а) и (в) и белого вещества (б) и (г) соответственно.

Распределение значений коэффициента ослабления μ (а) и его стандартного отклонения σ_{μ} (б).

Распределение значений параметра мощности локальных флуктуаций P_a (в) и его стандартного отклонения σ_{P_a} (г).

1. V.V. Tuchin I.A. Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnostics, 3rd ed., SPIE Press, 2015.
2. Yu X., Hu C., Zhang W., et al. BMC Medical Imaging. 2019. **19**. 102.
3. Wang J., Xu Y., Boppart S.A. J. Biomed. Opt. 2017. **22**(12). 1-23.
4. Majumdar A., Allam N., Zabel W.J., et al. Scientific Reports. 2022. **12**. 13995.
5. Dolganova I.N., Aleksandrova P.V., Nikitin P.V., et al. Biomed. Opt. Exp. 2020. **11**(11). 6780-6798.

Разработка поверхности с молекулярно управляемой плотностью центров связывания антител на твёрдой фазе для регистрации низкомолекулярных соединений

Беляков Н.А.^{1,2}, Орлов А.В.¹, Пушкарев А.В.¹

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

2- Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва.

E-mail: WhiteNik.bel@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-146-148

Одной из важных задач современной биомедицины является создание более совершенных биосенсорных систем для определения низкомолекулярных веществ в биологических жидкостях, продуктах питания и т.п. Крайне важным в биосенсорных системах является их разрешающая способность и динамический диапазон. Однако, к сожалению, пользователь часто вынужден идти на компромисс, так как больший наклон калибровочной кривой приводит к большему разрешению, но снижает динамический диапазон и наоборот.

На подобный компромисс идти бы не пришлось, если бы существовала биосенсорная система, позволяющая пользователю самому настраивать калибровочную кривую под конкретные требования к анализу или эксперименту. Во многом вид калибровочной кривой в гетерогенных биосенсорах определяется количеством центров связывания антител (или антигенов) на сенсорной поверхности. В настоящей работе впервые предложен способ управления этой поверхностью для изменения вида и положения калибровочной кривой биосенсорной системы. Экспериментально подход к управлению количеством доступных центров связывания антител на сенсорной поверхности продемонстрирован с помощью малых молекул. [1, 2]

Регистрация всех межмолекулярных взаимодействий в проводимых экспериментах осуществлялась помощью прототипов приборов, работающих на основе спектрально-корреляционной и спектрально-фазовой интерферометрии, позволяющих в режиме реального времени наблюдать процессы межмолекулярных взаимодействий на поверхности покровных стекол. В качестве источника излучения использовался суперлюминесцентный диод. Излучение диода проходило через

сканирующий интерферометр Фабри-Перо и попадало на поверхность покровного стекла. В данном случае стекло выступало в роли второго интерферометра и сенсорного чипа одновременно. Отраженное от стекла излучение попадало на матрицу 12-битной ПЗС камеры. База первого интерферометра периодически изменялась, что приводило к периодическому изменению интенсивности падающего на пиксели матрицы света. Изменение толщины биослоя на поверхности стекла в конечном итоге приводило к сдвигу фазы сигнала, регистрируемого камерой. Сигналы с пикселя, соответствующего наблюдаемому участку, усреднялись по площади в один квадратный миллиметр. [3]

В качестве модельных «управляющих» молекул были выбраны молекулы хлорамфеникола, а модельным регистрируемым веществом был использован биотин. Регистрация биотина проводилась в стандартном конкурентном формате с антителами в растворе и антигеном на сенсорной поверхности.

Создание поверхности с управляемой доступностью биотина на сенсорной поверхности происходило в 2 этапа. На первом на поверхности конъюгата бычьего сывороточного альбумина с хлорамфениколом иммобилизовывались модифицированные при помощи биотина антитела к хлорамфениколу. При отсутствии хлорамфеникола в пропускаемом растворе на поверхности было большое количество центров связывания антител к биотину, однако при добавлении хлорамфеникола модифицированные антитела вымещались с поверхности, что приводило к уменьшению количества центров связывания антител к биотину, что надежно регистрировалось в экспериментах.

Таким образом, предложен новый подход к управлению количеством центров связывания сенсорной поверхности биосенсорной системы с помощью малых молекул, а также экспериментально продемонстрировано такое управление. Разработанный подход представляется перспективным для применения в биосенсорах с управляемыми аналитическими характеристиками, позволяющими выбирать целесообразный компромисс между динамическим диапазоном и разрешением биоаналитических систем.

Автор выражает благодарность научному руководителю к.ф.-м.н. Никитину П.И., и коллективу Лаборатории биофотоники ЦЕНИ ИОФ РАН, в частности Знойко С.Л.

1. Nikitin M.P. et al. Nature Nanotechnology. 2014. **156**. 10.1038
2. Tregubov A.A., Nikitin P.I., Nikitin M.P. Chemical Reviews. 2018. **118**. 10294-10348.
3. Nikitin P.I., Gorshkov B.G., Nikitin E.P., Ksenevich T.I. Sensors and Actuators B. 2005. **111-112**. 500-504.

Анализ химического и изомерного состава каротиноидов растительного и бактериального происхождения при помощи спектроскопии комбинационного рассеяния света: расчет методом функционала плотности и эксперимент

Васимов Д.Д.¹, Ашихмин А.А.², Новиков В.С.¹

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

2- Пуцинский научный центр биологических исследований

Российской Академии наук, Пуцино

E-mail: vs.novikov@kapella.gpi.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-149-151

Каротиноиды — органические пигменты, синтезируемые растениями, водорослями, а также рядом бактерий и грибов. Они участвуют во многих биохимических процессах в природе, в том числе выполняя важнейшие для человека провитаминовые, антиоксидантные и геропротекторные функции. Организм человека не может синтезировать каротиноиды самостоятельно и получает их только с пищей, биологически активными добавками и содержащими каротиноиды кремами и мазями. Свойства каротиноидов сильно зависят как от химической структуры, так и от их изомерного состава, поэтому в биологических тканях и в источниках каротиноидов для человека важно различать как различные каротиноиды, так и изомеры одного и того же каротиноида.

Из-за очень низкой фото-, термической и окислительной стабильности большинства изомеров каротиноидов в чистом виде очень важное значение имеет теоретическое исследование этих пигментов, в том числе с помощью методов квантовой химии. В данной работе представлены результаты расчетов методом функционала плотности структур молекул и спектров комбинационного рассеяния (КР) света *цис*-изомеров с одной *цис*-связью для *дзета*-каротина, нейроспорина, сфероидена, ликопина, спириллоксантина, *бета*-каротина, лютеина, *альфа*-каротина и *гамма*-каротина. Все эти соединения участвуют в различных ветвях цепочек биосинтеза каротиноидов в растениях и бактериях.

Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными спектрами КР нейроспорина, сфероидена, ликопина, спириллоксантина, *бета*-каротина и лютеина, зарегистрированными при длинах волн возбуждающего излучения 532 и 785 нм на

КР-микроскопе Senterra II (Brucker, США). Образцы каротиноидов были получены путем их выделения из бактерий и биологически активных добавок методом высокоэффективной жидкостной хроматографии.

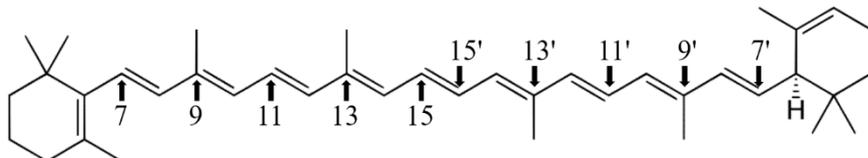


Рис. 1. Структурная формула молекулы *альфа*-каротина.

На рис. 1. приведена структурная формула молекулы *альфа*-каротина. Числами со штрихами и без на рис. 1 обозначены порядковые номера атомов углерода в скелете молекулы при подсчете от двух неэквивалентных концевых групп молекулы. Поворотом вокруг двойных связей около обозначенных атомов углерода образовывается соответствующий *цис*-изомер.

Анализ представленного в работе набора каротиноидов позволил установить зависимость спектров КР от длины сопряжения (в диапазоне от 7 до 13 сопряженных С=С связей), строения концевых групп и положения *цис*-связи в полиеновой цепи. В частности, был обнаружен ряд особенностей в спектрах КР, соответствующих колебаниям при определенном положении *цис*-связи в молекуле каротиноида.

Например, спектры КР 15-*цис*-изомеров всех исследованных каротиноидов содержат характерную линию около 1250 см^{-1} , которая соответствует валентным колебаниям С–С и С=С связей около *цис*-связи. В качестве примера на рис. 2 приведены рассчитанные спектры КР различных изомеров *альфа*-каротина, в том числе 15-*цис*-изомера.

Обнаружено, что при уменьшении длины сопряжения в молекулах линии в спектрах КР исследуемых каротиноидов, соответствующие валентным колебаниям С–С и С=С связей, смещаются в сторону более высоких частот, а также увеличиваются интенсивности линий, соответствующих валентным колебаниям С=С связей, относительно интенсивностей линий, соответствующих валентным колебаниям С–С связей.

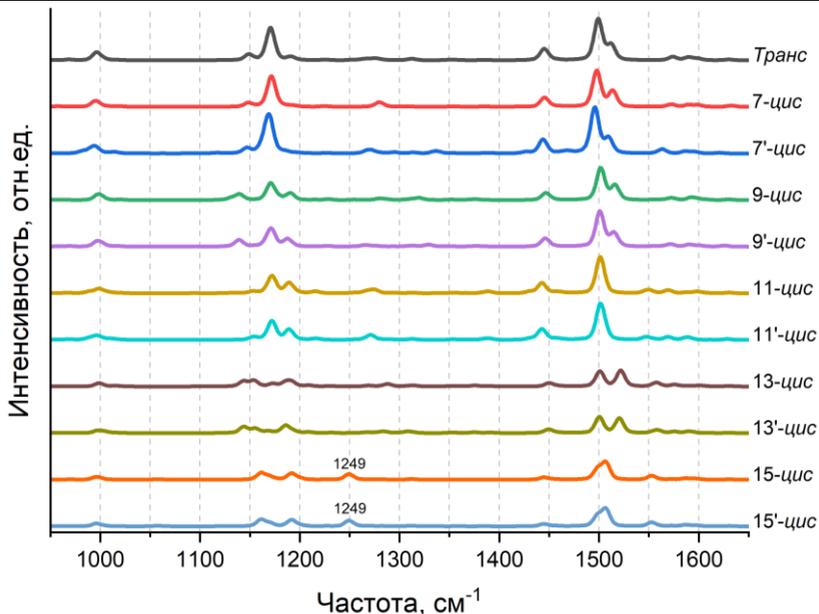


Рис. 2. Рассчитанные спектры КР молекулы *альфа*-каротина в *транс*-конформации и с одной *цис*-связью в различных позициях в полиеновой цепочке.

Кроме того, были выявлены особенности в спектрах КР, соответствующие определенному строению концевых групп каротиноидов. Например, была обнаружена зависимость положения линий около 1280 см^{-1} от наличия в структуре молекулы концевых групп в виде иононовых колец. Результаты нашего анализа методом функционала плотности хорошо согласуются с нашими и опубликованными экспериментальными спектрами КР каротиноидов.

Таким образом, результаты анализа экспериментальных и смоделированных спектров КР каротиноидов, которые были изучены в данной работе, свидетельствуют, что спектроскопия КР позволяет различать каротиноиды между собой, а также определять наличие и положение *цис*-связей в молекулах этих соединений.

Авторы выражают благодарность Межведомственному суперкомпьютерному центру Российской академии наук за предоставленные вычислительные ресурсы.

Энергоэффективный малогабаритный источник плазмы в биологических исследованиях: современное состояние и перспективы

**Гудкова В.В.^{1,2}, Разволяева Д.А.^{1,2}, Павлик Т.И.¹,
Борзосек В.Д.^{1,2}, Артемьев К.В.¹, Конькова А.С.¹,
Малахов Д.В.¹, Кончечков Е.М.¹**

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

2- *Российский университет дружбы народов, Москва*

E-mail: gudkova-vi@fpl.gpi.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-152-154

Развитие плазменных технологий в последние годы затрагивает все больше областей применения: аграрно-промышленный комплекс, медицина, аддитивные технологии, экология, пищевая индустрия и т.д. [1]. Стоит отметить растущий интерес к новым, коммерчески выгодным инженерным решениям генерации газовых разрядов для различных прикладных целей. В работе рассматривается оригинальный источник низкотемпературной плазмы САРКО (рис. 1 (а)), созданный на основе пьезотрансформатора [2]. Данный источник плазмы экономически выгоден и безопасен в эксплуатации, может быть сконструирован для реализации прямого пьезоразряда в воздухе (искровой разряд), диэлектрического барьерного разряда (ДБР), плазменной струи (рис. 1 (б)). Целью исследования является обобщение полученных прикладных результатов в медико-биологической, сельскохозяйственной области и пищевой промышленности, а также обозначение актуальных направлений дальнейшего развития.

Источник низкотемпературной плазмы атмосферного давления САРКО на основе пьезотрансформатора был создан в ИОФ РАН. Резонансное электромеханическое преобразование энергии происходит на частоте $f_{рез} = 21,1$ кГц. Амплитуда потребляемого тока — до 0,3 А, амплитуда входного напряжения 60 В, амплитуда выходного напряжения ≥ 3 кВ. Среди основных преимуществ данного источника можно выделить невысокую себестоимость, малые габариты, высокую мобильность и безопасность системы питания, а главное преимущество для медицинских задач — чистота плазменного воздействия: малая мощность (до 10 Вт), короткая длительность стримеров (≤ 3 нс) и высокая неравновесность плазмы ($T_v \sim 3000$ К,

$T_r \sim 1500$ К, $T_e \sim 3$ эВ) не приводят к разрушению прочного пьезокерамического материала электрода.



Рис. 1. источник низкотемпературной плазмы САРКО (а), аргоновая струя САРКО (б).

Существует два способа применения низкотемпературной плазмы газового разряда: при прямом воздействии на объект и через плазменно-активированную среду. Во втором случае в жидкости образуется уникальный набор полезных для прикладных применений активных форм кислорода и азота (АФК и АФА). Для прямого воздействия на биологические объекты, которые неустойчивы к высоким температурам, САРКО может использоваться в режиме генерации плазменной струи с дополнительным потоком газа или ДБР; для обработки жидкостей — в режиме генерации прямого пьезоразряда в воздухе.

На данном этапе зондовыми, спектрофотометрическими методами и с помощью УФ-абсорбционной спектроскопии измерены химические свойства обработанных САРКО жидкостей: концентрации долгоживущих АФК (пероксид водорода — до нескольких мМ) и АФА (нитрит-ионы — сотни мкМ, нитрат-ионы — до нескольких мМ) при использовании прямого пьезоразряда в деионизированной воде, медицинских растворах (физраствор, растворы Рингера и Хенкса), концентрации АФК и АФА в растворе Хенкса при использовании аргоновой и гелиевой струи в зависимости от времени воздействия, а также pH и RedOx обработанных газовым разрядом сред. Создана уникальная сетка физических параметров, создающая условия для тонкого управления плазмохимическими свойствами жидкостей.

Для медицинских целей проведены исследования по выживаемости раковых клеток при добавлении к клеточной культуре обработанных САРКО изотонических растворов — доказана селективность данного метода [3]. С помощью иммунно-ферментного

анализа были получены положительные результаты по цитокинам TNF- α и TGF- β , отвечающим за рост и гибель опухолевых клеток, подобрано оптимальное время воздействия [4].

Показано, что использование САРКО в режиме генерации ДБР и плазменно-активированной жидкости при привое ускоряет рост *Pyrus communis* L. на 35–44 %, а также способствует формированию более развитой сосудистой системы на границе подвоя и привоя [5], получен положительный результат по формированию привоя яблок [6].

Проведены первичные эксперименты по рассмотрению использования плазменных технологий в пищевой промышленности для увеличения сроков хранения растительных продуктов. Для этого производилась обработка плазменно-активированной водой клубники и яблок.

В экспериментах по использованию пьезоразряда для модификации поверхностей: был получен результат по очистке от загрязнений и уменьшению дефектов поверхности материала (молибден, нержавеющая сталь) после воздействия плазмой САРКО.

В дальнейшем планируется исследовать прямое воздействие ДБР и плазменной струи на биологические объекты в медицинских целях, влияние плазменно-активированных растворов на скорость роста и всхожесть растений, а также использовать САРКО для разработки метода бактериальной деконтаминации пищевых продуктов.

Авторы выражают благодарность создателю источника низкотемпературной плазмы н.с. отдела физики плазмы Колику Л.В., заведующему теоретическим отделом д.ф.- м.н., профессору Гусейн-заде Н.Г., руководителю Центра биофотоники д.б.н., профессору РАН Гудкову С.В. за предоставленное финансирование и оборудование. Часть исследования, посвященная разработке метода бактериальной деконтаминации пищевых продуктов, поддержана Российским научным фондом № 23-29-00856.

1. Adamovich I. et al. J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. **55**. 373001.
2. Artemev K.V. et al. Russ. Phys. J. 2022. **62**. 2073-2080.
3. Pavlik T.I., Gudkova V.V., et al. Int. J. Mol. Sci. 2023. **24**. 5100.
4. Pavlik T.I., Kostukova N.M., et al. Plasma Medicine. 2023. **13**. 13-17.
5. Konchekov E.M., Kolik L.V., et al. Plants. 2022. **11**. 1373.
6. Astashev M.E., Konchekov E.M., et al. Sensors. 2022. **22**. 8310.

Достижение превосходного разрешения $0,06\text{--}0,11\lambda$ в ТГц микроскопии, использующей рутиловую линзу на основе эффекта твердотельной иммерсии

**Желнов В.А.¹, Черномырдин Н.В.¹, Катыба Г.М.²,
Гавдуш А.А.¹, Зайцев К.И.¹**

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

2- *Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна*

Российской академии наук, Черноголовка

E-mail: vleder.zel@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-155-157

Подход микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии был внедрён в терагерцовый (ТГц) диапазон $\nu \sim 10^{-1}\text{--}10$ ТГц для преодоления дифракционного предела Аббе $\approx 0,5\lambda$ [1]. Суть эффекта твердотельной иммерсии (ЭТИ) заключается в уменьшении размеров фокального пятна при его формировании в свободном пространстве, на субволновом ($< \lambda$) расстоянии за плоской поверхностью иммерсионной линзы с высоким показателем преломления (ПП). В таких линзах размер пучка определяется суммарным вкладом как обыкновенной отражённой, так и *эванесцентной* волн, а последняя возбуждается на плоской поверхности линза-объект из-за явления полного внутреннего отражения (ПВО) [2]. По сравнению с традиционной линзой размер фокального пятна, формируемый линзой на основе ЭТИ, уменьшается на величину, пропорциональную ПП этой линзы [3]. Так при использовании кремниевой линзы ($n_{\text{Si}} = 3,415$) в ТГц-микроскопе на основе ЭТИ было достигнуто рекордное разрешение $0,15\lambda$ [3]; а изучение зависимости разрешающей способности данного микроскопа от ПП объекта и потерь показало, что разрешение остается преимущественно субволновым [4]. В дополнение к субволновому разрешению, микроскопия на основе ЭТИ также предлагает повышенную энергоэффективность по сравнению с другими методами визуализации ближнего поля ввиду отсутствия каких-либо субволновых зондов и апертур на оптическом пути.

ТГц-методы визуализации крайне актуальны для биофотоники и биомедицинской диагностики. Описанный ранее микроскоп использовался для визуализации границ и гетерогенности моделей глиом крыс *ex vivo* [5], а также для изучения гетерогенных

децеллюляризованных тканей при их взаимодействии с влажной атмосферой [6]. Однако для биомедицинских задач проблема повышения пространственного разрешения остаётся актуальной, поскольку размеры структурных элементов биологических тканей существенно меньше длины волны ТГц-излучения [7]. В данном исследовании представлены результаты по внедрению в описанный подход рутиловой (TiO_2) линзы, характеризующейся крайне высоким показателем преломления в ТГц диапазоне $n_o = 9,83$ и $n_e = 13,58$ на частоте $\nu = 0,2$ ТГц.

На рис. 1 представлены основные результаты нашего исследования. На рис. 1 (а) продемонстрирована схема рутиловой линзы на основе ЭТИ, которая представляет собой асферический широкоапертурный полимерный синглет (не показан), жёстко закрепленную усечённую рутиловую сферу и подвижное рутиловое окно, образующие вместе полноценную полусферу. Для численных симуляций применялся трёхмерный метод конечных элементов в частотной области (FEFD), учитывающий анизотропию рутила. Численные результаты, показанные на рис. 1 (б), предсказывают для рутиловой линзы анизотропное разрешение $\delta_y = 0,056 - 0,058\lambda$ и $\delta_x = 0,084 - 0,102\lambda$, предполагая, что электрическое поле E падающей плоской волны направлено вдоль оси OX .

Для проверки результатов численного моделирования в эксперименте были рассмотрены водные смеси пропиленгликоля (PG), ПП и потери которых монотонно уменьшаются в интервалах $n_{OBJ} = 2,60 - 1,77$ и $\alpha_{OBJ} = 100 - 5 \text{ см}^{-1}$, когда концентрация PG C_{PG} увеличивается от 0 до 100 % (по объёму). ТГц оптические свойства этих растворов, как обсуждалось в [5], близки к биотканям и поэтому имеют особое значение для биомедицинских приложений. В эксперименте на рутиловую полусферу помещают полимерную кювету, в основание которой вставляют металлическую лопатку. Кювета либо пуста (воздух), либо заполнена различными жидкостями для формирования границы раздела диэлектрик-металл с варьируемым ПП. На рис. 2 (б) видно, что экспериментальное разрешение для воздуха составляет $\delta = 0,115\lambda$, для водных растворов PG $\delta = 0,067 - 0,127\lambda$. Поскольку в нашей установке использовался неполяризованный ТГц излучатель, экспериментальные значения разрешения ожидаемо попадают между численными кривыми,

предсказанными для двух ортогональных направлений к линейно поляризованному электрическому полю \mathbf{E} .

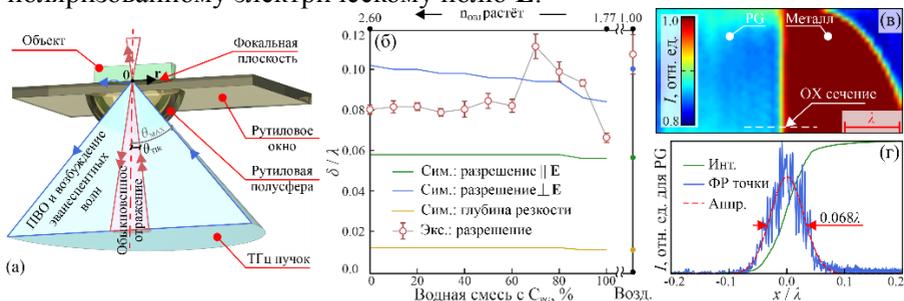


Рис. 1. Сравнение теоретических и экспериментальных исследований разрешающей способности рутитовой линзы.

Схема композитной рутитовой линзы (а).

Сравнение численных и экспериментальных результатов по оценке разрешения линзы для водных смесей PG, измеренных в зависимости от концентрации PG и ПП (б).

ТГц микроскопическое изображение границы раздела 100 % PG – металл с режимом изменением отражательной способности (в).

Профиль интенсивности, оцененный по ТГц изображению на панели (в) и его первой производной вместе со сглаженной аппроксимацией (г).

1. Pimenov A., Loidl A. Appl. Phys. Lett. 2003. **83**(20). 4122.
2. Chernomyrdin N., Skorobogatiy M., Ponomarev D., et al. Appl. Phys. Lett. 2022. **120**(11). 110501.
3. Chernomyrdin N., Kucheryavenko A., Kolontayeva G., et al. Appl. Phys. Lett. 2018. **113**(11). 111102.
4. Zhelnov V., Zaytsev K., Kucheryavenko A., et al. Optics Express. 2021. **29**(3). 3553.
5. Chernomyrdin N., Skorobogatiy M., Gavidush A., et al. Optica. 2021. **8**(11). 1471.
6. Musina G.R., Chernomyrdin N.V., Gafarova E.R., et al. Biomedical Optics Express. 2021. **12**(9). 5368.
7. Smolyanskaya O.A. et al. Prog. Quantum Electron. 2018. **62**. 1-7.

Неинвазивный метод измерения параметров не-Фурье теплопроводности в биологических тканях

Коваленко Н.В.¹, Масленников Д.В.²

*1- Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук (Фрязинский филиал), Фрязино*

2- Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва

E-mail: nikomsol94@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-158-160

В основе большого количества современных медицинских методов лечения лежит локальное термическое воздействие на биологические ткани. В качестве источников разогрева для таких приложений чаще всего используется лазерное и микроволновое излучение [1]. Оказание контролируемого термического воздействия требует четкого подбора параметров применяемого излучения, которое может быть получено с помощью предварительного математического моделирования задачи разогрева [1].

Классический подход к описанию распространения тепла в среде основан на законе Фурье, связывающим температуру T и поток тепла q через коэффициент теплопроводности κ :

$$q(t) = -\kappa \operatorname{grad}(T(t)). \quad (1)$$

Однако было показано [2, 3], что для гетерогенных сред, к которым относятся биологические ткани, наблюдается отклонение от закона Фурье (1), проявляющееся при рассмотрении локальных и быстропротекающих процессов. Основной моделью, которая применяется для описания не-Фурье теплопроводности, является гиперболическая модель [2, 3], учитывающая конечную скорость носителей тепла в среде с помощью введения время задержки τ :

$$q(t + \tau) = -\kappa \operatorname{grad}(T(t)). \quad (2)$$

Для решения задачи разогрева среды необходимо предварительное измерение её термодинамических свойств. В работе [2] было показано, что достоверное определение времени задержки τ может быть достигнуто только при одновременном измерении коэффициента температуропроводности χ . Также в работе [2] был предложен метод

измерения, основанный на модулированном разогреве образца и исследовании температурных волн.

В данной работе мы предлагаем развитие метода температурных волн для полубесконечных сред, который может быть применен для неинвазивных измерений свойств биотканей.

На рис. 1 (а) представлена блок-схема экспериментальной установки. Цилиндрический образец картофеля (паслён клубненосный) фиксировался в металлической трубке. В качестве источника разогрева выступало коллимированное лазерное излучение с шириной пучка 200 мкм, на длине волны 1,5 мкм, амплитудно-модулированное на частоте 0,2 Гц. Облучение образца производилось вдоль оси OZ, проходящей через его центр. Скоростной ИК-камерой (Orpatrix xi-400) проводилось измерение температуры торца образца в процессе эксперимента с частотой 20 Гц и с размером пикселя 215 мкм.

Зависимость температуры на поверхности образца может быть описана формулой, полученной по аналогии с представленной в работе [2], в приближениях точечного источника тепла и теплоизолированной поверхности образца:

$$T(r, t) = T_0(r) + \frac{C}{r} e^{-br} \cos(\omega t - ar). \quad (3)$$

$$a = \sqrt{\frac{\omega}{2\chi} \left(\sqrt{1 + (\tau\omega)^2} + \tau\omega \right)}, \quad b = \sqrt{\frac{\omega}{2\chi} \left(\sqrt{1 + (\tau\omega)^2} - \tau\omega \right)}^{-1} \quad (4)$$

где $T_0(r)$ — распределение температуры в установившемся режиме, не зависящее от времени; ω — циклическая частота модуляции; C — константа, характеризующая тепловой источник.

Графики экспериментальных зависимостей $T(r, t)$ от времени в точках $r = 0,645, 1,505, 2,365$ мм представлены на рис. 1 (б).

Из формулы (3) видно, что значение логарифма амплитуды $A(r)$ и фазы $\varphi(r)$ тепловой волны от радиуса имеют линейную зависимость вдали от области поглощения излучения:

$$\ln(A(r)) = -br - \ln\left(\frac{C}{r}\right), \quad \varphi(r) = -ar \quad (5)$$

На рис. 1 (в) представлены экспериментально полученные зависимости амплитуды и фазы температуры, полученные на основе временного фурье-преобразования экспериментальных данных и их аппроксимации в соответствии с формулами (5). Из (4) были получены

значения $\chi = 2 \times 10^{-7}$ м²/с и $\tau = 0,6$ с. Измеренное значение χ соответствует диапазону представленных в литературе значений [4].

Представленный в работе метод позволяет проводить измерения термодинамических свойств полубесконечных сред, не подчиняющихся закону Фурье. Оригинальный метод может быть использован для неинвазивных *in vivo* исследований свойств биологических тканей, которые могут существенно отличаться от измеренных *ex vivo*.

Авторы выражают благодарность руководителю лаборатории ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, к.ф.-м.н. Рябушкину О.А за обсуждение результатов работы. Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

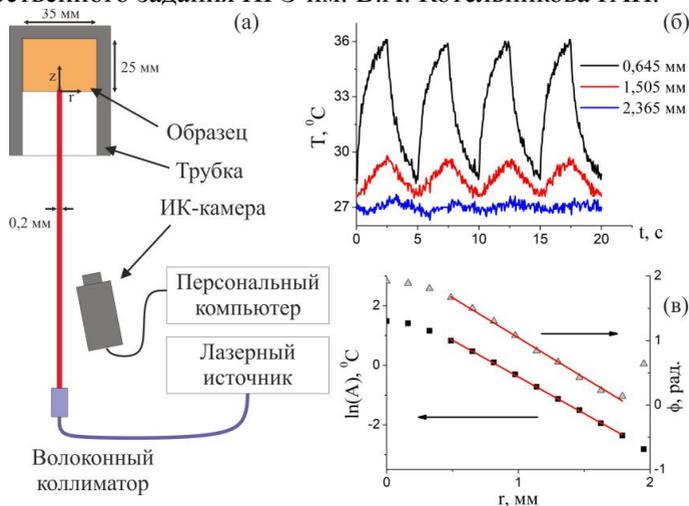


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки (а), зависимость температуры от времени (б), зависимости фазы и логарифма амплитуды температуры от расстояния до центра образца (в).

1. Singh S., Melnik R. Electromagnetic biology and medicine. 2020. **39**(2). 49-88.
2. Roetzel W., Putra N., Das S.K. International Journal of Thermal Sciences. 2003. **42**(6). 541-552.
3. Antaki P.J. Journal of Heat Transfer. 2005. **127**(2). 189-193.
4. Rao M.A., Barnard J., Kenny J.F. Transactions of the ASAE. 1975. **18**(6). 1188-1192.

Модификация двухпотоковой модели Кубелки-Мунка для *in vivo* анализа оптических свойств стенок полых органов

**Кривецкая А.А.^{1,2}, Кустов Д.М.¹, Поминова Д.В.^{1,2},
Романишкин И.Д.¹**

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

2- Инженерно-физический институт биомедицины

Национального исследовательского ядерного университета МИФИ, Москва

*3- Университетская Клиническая больница №1 Первого МГМУ им. Сеченова,
Москва*

E-mail: annakrivetskaya1998@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-161-162

Интраоперационное определение оптических свойств биологических тканей является важной задачей медицинской физики, в частности, для фотодинамической терапии, поскольку позволяет персонализировать фотодинамическое воздействие за счет точного расчета необходимой световой дозы.

Целью данной работы является разработка нового подхода к одновременному измерению спектров диффузного отражения и светопропускания ткани стенки толстой кишки при наложении кишечного анастомоза, основанного на использовании двух волоконно-оптических устройств для подачи широкополосного излучения как со стороны просвета кишки, так и с внешней стороны кишечной стенки, от которой регистрируется диффузно-рассеянный свет. В процессе наложения анастомоза спектральную регистрацию проводили также на поперечном срезе кишки (послойно). Для восстановления оптических свойств исследуемых тканей было предложено использовать модификацию двухпотоковой модели Кубелки-Мунка с преобразованием оптических параметров модели в оптические параметры теории диффузионного приближения на основе формул пересчета, полученных в результате измерений на оптических фантомах с использованием конфигурации спектроскопического оборудования, используемого в клинических условиях.

Предложенный подход был опробован в клинических условиях во время операций по наложению анастомоза у пациентов с раком толстой кишки, измерения производились сразу после удаления образования в нескольких положениях относительно опухолевого

очага, что позволяет сделать вывод о применимости данного метода в клинических условиях.

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н. Савельевой Т.А., д.м.н. Лёвкину В.В., к.б.н. Горбунову А.С., д.м.н. Ширяеву А.А., д.м.н. Харнасу С.С. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

Анализ растительных масел методом спектроскопии КР: определение содержания ненасыщенных жирных кислот и каротиноидов

**Кузнецов С.М., Лаптинская П.К., Персидская О.К.,
Новиков В.С.**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: kuznetsovsm@kapella.gpi.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-163-165

Растительные масла являются ценным продуктом питания, широко используются в косметологии и в медицине. Их свойства, область применения, срок хранения и устойчивость к окислению и к другим изменениям, которые могут быть вызваны нарушением температурного режима и другими факторами при хранении и использовании, сильно зависят от содержания и состава входящих в них ненасыщенных жирных кислот (НЖК) [1, 2]. Регулярное употребление в пищу НЖК играет полезную роль для здоровья человека, например, понижает уровень холестерина в крови и может способствовать уменьшению риска развития некоторых видов рака [3]. Помимо этого, многие масла содержат в своём составе жизненно важные для здоровья человека каротиноиды, которые используются при создании биологически активных добавок и выполняют антиоксидантные, антиканцерогенные, провитаминные и другие полезные функции.

В связи с этим, в настоящее время актуальной задачей является разработка быстрых и эффективных методов контроля состава, свойств и качества пищевых продуктов, в частности, растительных масел.

Одна из основных характеристик, определяющая качество растительного масла — это йодное число, выражаемое в массе йода (в граммах), которая способна присоединиться к 100 г масла. Йодное число пропорционально количеству $C=C$ связей в НЖК, входящих в его состав. В данной работе мы применили спектроскопию комбинационного рассеяния (КР) света для оценки йодных чисел растительных масел по интенсивностям спектральных линий, в которые вносят вклад колебания молекул НЖК. Были зарегистрированы спектры КР тридцати пяти различных

растительных масел при возбуждении излучением с длиной волны 532 нм. В качестве дополнительного метода определения значений йодных чисел мы использовали титриметрический метод Маргошеса. В работе также проведена диагностика наличия каротиноидов в исследуемых маслах.

На рис. 1 для примера представлены спектры КР масел с различными значениями йодного числа: семян баобаба, зародышей пшеницы и инжирных семян. Для сравнения на том же рисунке приведены спектры насыщенного триглицерида С8/С10 (фракция кокосового масла, не содержащая НЖК) и ненасыщенной сорбиновой кислоты.

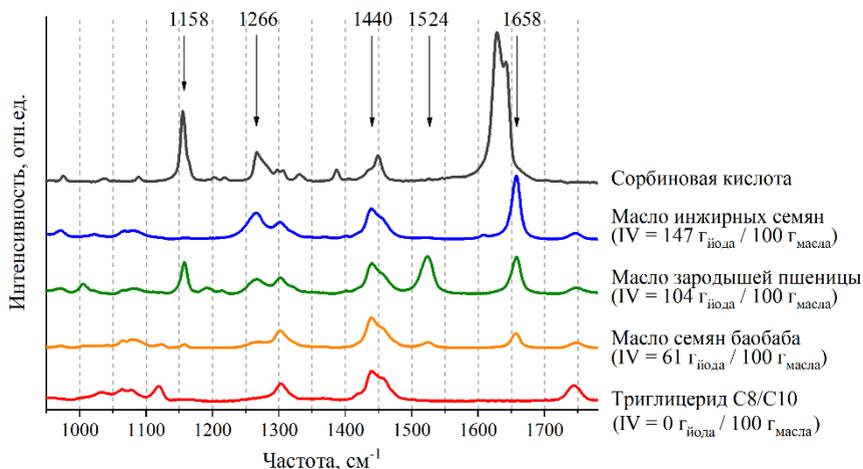


Рис. 1. Спектры КР масел семян баобаба, зародышей пшеницы и инжирных семян, а также триглицерида С8/С10 и сорбиновой кислоты; IV – йодное число.

Как видно из рис. 1, увеличение йодных чисел приводит к росту пиковых интенсивностей линий КР около 1266 и 1658 см^{-1} , относящихся к деформационным колебаниям С–Н связей и валентным колебаниям С=С связей в молекулах НЖК, соответственно. Мы обнаружили, что отношения пиковых интенсивностей каждой из этих линий к интенсивности линии около 1440 см^{-1} (деформационные колебания С–Н связей) зависят от йодного числа масла. В работе

показано, что для растительных масел с йодными числами в диапазоне 60 – 165 Г_{иода} / 100 Г_{масла} эти зависимости носят линейный характер.

Мы также показали, что спектры КР растительных масел, зарегистрированные при длине волны возбуждения 532 нм, позволяют не только оценивать их йодные числа, но и проводить диагностику наличия в них каротиноидов в очень низких концентрациях. Это связано с резонансным усилением линий валентных колебаний С–С (около 1158 см⁻¹) и С=C (около 1524 см⁻¹) связей в молекулах каротиноидов. Мы установили, что такая методика позволяет обнаруживать каротиноиды в составе исследуемых растительных масел с чувствительностью не хуже 0,4 мг/кг.

Таким образом, в данной работе показано, что по спектрам КР, зарегистрированным с использованием длины волны возбуждения 532 нм, можно оценить йодное число растительных масел и содержание в них каротиноидов.

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н. Сагитовой Е.А. за помощь в анализе полученных результатов, а также к.ф.- м.н. Никифорову С.М. за предоставленные ресурсы для проведения титриметрического анализа.

1. Qiu J., Hou H.-Y., Yang I.-S., et al. *Chen. Appl. Sci.* 2019. **9**. 4510.
2. El-Abassy R.M., Donfack P., Materny A. *J. Am. Oil Chem. Soc.* 2009. **86**. 507-511.
3. Lee H., Park W.J. *Journal of Medicinal Food.* 2014. **17**. 189-197.

Лазерно-индуцированная десорбция/ионизация с переносом электрона для оценки качества пестицида тиофанат-метила

Лаптинская П.К., Персидская О.К.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: polinalaptinskaya@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-166-168

Тиофанат-метил является действующим веществом широко применяемых во всем мире контактно-системных пестицидов. За счет содержания тиозаместителей в составе (см. рис. 1) вещество обладает высокой токсичностью и способно подавлять рост грибков на различных материалах, а также показывает высокую эффективность при борьбе с нематодами. Препараты, содержащие данное соединение, востребованы в сельском хозяйстве для обработки растений и семян, в строительстве для противогрибковой обработки пластика, как санитарный агент для бассейнов, в ряде случаев используются в ветеринарной медицине [1].

Однако при всех преимуществах применения препаратов, содержащих тиофанат-метил, есть и недостатки при их использовании. Одной из основных причин, определяющей неудобство их применения, является способность действующего вещества вступать в реакцию с ионами металлов с образованием металлорганического комплекса. Высокой способностью к комплексообразованию обладает медь (см. рис. 1), которая, связывая часть функциональных групп в молекуле тиофанат-метила, значительно снижает её биологическую активность [2, 3]. Наиболее остро задача контроля встает именно для пестицидов по той причине, что на складах с сельскохозяйственными химикатами могут быть нарушены условия хранения препаратов, содержащих тиофанат-метил, например, хранение в непосредственной близости с агрохимикатами, содержащими медь.

Целью исследования является применение лазерной масс-спектрометрии для решения практической задачи — качественного определения металлорганического комплекса меди с тиофанат-метилом (1,2-ди-(3-метоксикарбонил-2-тиоуридо)-бензолом).

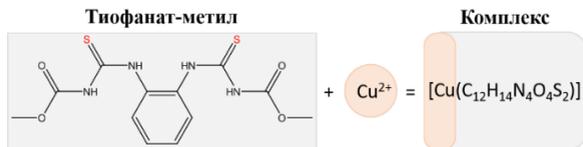


Рис. 1. Реакция комплексообразования меди (II) с тиофанат-метилом.

В качестве инструмента, решающего задачу высокоточного обнаружения продукта реакции комплексообразования меди с действующим веществом пестицида, предложен метод времяпролетной масс-спектрометрии с лазерной десорбцией/ионизацией с переносом электрона (LETDI). В данном подходе не требуется специальная пробоподготовка, а время анализа одной пробы, с учетом затрат на извлечение комплекса с медью органическим растворителем из препарата сложного состава, занимает не более 5 минут. После извлечения искомого комплекса из препарата полученный экстракт наносится на поверхность эмиттера ионов - подложки со специально приготовленным поверхностным слоем оксида молибдена [4].

Исследования проводились с использованием линейного времяпролетного масс-спектрометра. Десорбцию/ионизацию проводили излучением третьей гармоники Nd:YAG лазера на длине волны 355 нм (длительность импульса 0,35 нс, частота повторения импульсов 175 Гц). Плотность энергии на поверхности эмиттера-ионов 17,5–23,5 МДж/см². Для увеличения ионного сигнала применяли сканирование лазерного луча по поверхности эмиттера ионов.

На рис. 2 приведен масс-спектр комплекса. Видно, что в масс-спектре регистрируется молекулярный ион комплекса меди с тиофанат-метилом, имеющего молекулярную массу 405,9 а.е.м. Метод LETDI является перспективным способом высокоэффективного контроля качества пестицидов, содержащих действующее вещество тиофанат-метил, благодаря возможности высокоточного обнаружения его комплексной формы с медью в составе исследуемого препарата сложного состава. Т.к. метод позволяет зарегистрировать именно молекулярный ион данного комплекса, а не его фрагменты или аддукты, как во многих других методах масс-спектрометрического анализа, то можно говорить о том, что применение метода LETDI может значительно упростить контроль качества препаратов, содержащих в составе активный компонент – тиофанат-метил.

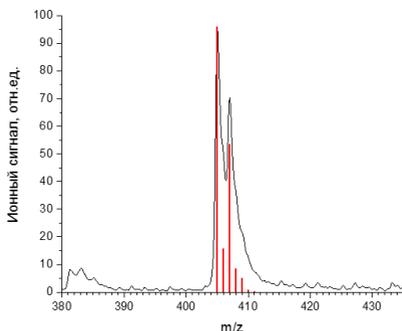


Рис. 2. Масс-спектр металлоорганического комплекса меди с тиофанат-метилом.

Предложенный метод может быть применен к широкому классу металлоорганических соединений, используемых в различных отраслях.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, к.ф.-м.н. Никифорову С.М. и д.х.н. Гречникову А.А. за предоставленные ресурсы и помощь в анализе полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке Гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2022-315 на создание и развитие научных центров мирового уровня.

1. URL: <https://pubchem.ncbi.nlm.nih.gov/compound/Thiophanate-methyl>
2. Sharma D.K., Verma N.K., Suman S., et al. J. Anal. Sci. Technol. 2015. **6**. 13.
3. Yu Y., Huang G., Luo X., et al. Microchim. Acta 2022. **189**. 325.
4. Grechnikov A.A., Laptinskaya P.K., Kuzmin I.I., et al. Anal. Bioanal. Chem. 2022. **414**. 6929-6937.

Анализ состава и степени кристалличности сополимеров L-лактида и ϵ -капролактона методом спектроскопии комбинационного рассеяния света

Любимовский С.О.¹, Новиков В.С.¹, Кузнецов С.М.¹, Седуш Н.Г.²

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

*2- Институт синтетических полимерных материалов им. Н.С. Ениколопова
Российской академии наук, Москва*

E-mail: liubimovskii@kapella.gpi.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-169-171

Одним из наиболее востребованных биоразлагаемых и биосовместимых полимеров в промышленности является полилактид (ПЛА). ПЛА производится из постоянно возобновляемой растительной биомассы и широко используется для создания медицинских изделий и экологически безопасных товаров с коротким сроком службы. Существуют перспективы применения ПЛА в разработке новых имплантатов, скаффолдов и наноразмерных носителей для адресной доставки лекарств пролонгированного действия [1, 2]. Варьирование условий синтеза и постобработки материалов на основе ПЛА, в том числе с добавлением звеньев ϵ -капролактона (КЛ), позволяет контролируемо и в широких пределах изменять физико-химические свойства (включая профиль деградации) таких материалов.

Целью настоящей работы является исследование структуры сополимеров L-лактида (ЛА) и КЛ методом спектроскопии комбинационного рассеяния (КР). Были исследованы частично кристаллические и аморфные образцы ПЛА и сополимеров ЛА и КЛ с содержанием КЛ от 5 до 30 мольных процентов, а также образцы частично кристаллического поли(ϵ -капролактона) (ПКЛ) (Corbion, Нидерланды). Спектры КР всех образцов были зарегистрированы при длине волны возбуждающего излучения 785 нм со спектральным разрешением $1,5 \text{ см}^{-1}$. Степень кристалличности (СК) полимеров определяли методом рентгеновской дифракции.

Моделирование структуры и спектров КР, проведённое на основе теории функционала плотности (ТФП), позволило определить наиболее вероятные конформации последовательностей мономерных звеньев ПЛА и ПКЛ, а также выполнить отнесение линий КР к колебаниям молекул в определённых конформациях.

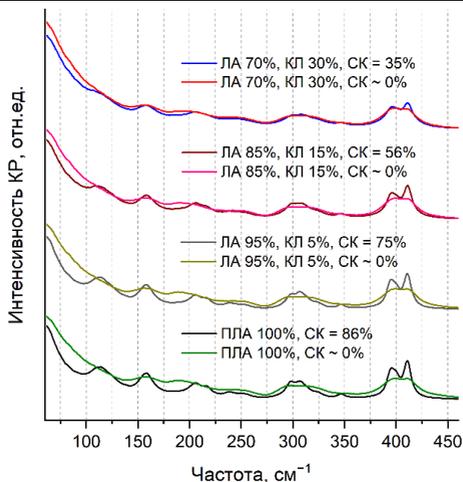


Рис. 1. Спектры КР образцов ПЛА и сополимеров ЛА и КЛ в диапазоне частот 60–460 см^{-1} .

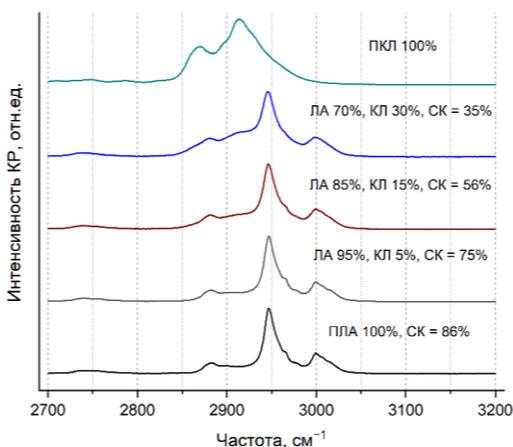


Рис. 2. Спектры КР частично кристаллических образцов ПЛА, ПКЛ и сополимеров ЛА и КЛ в диапазоне частот 2700–3200 см^{-1} .

Линии КР ПЛА на частотах 411 см^{-1} (рис. 1) и 874 см^{-1} относятся к деформационным колебаниям $\text{O}-\text{C}(\text{H})-\text{C}(\text{H}_3)$ групп и симметричным валентным колебаниям $\text{C}-\text{O}-\text{C}$ связей, соответственно. Установлено, что отношение интенсивностей этих линий слабо зависит от содержания КЛ в исследуемых образцах сополимеров и может быть использовано для оценки СК сополимеров

ЛА и КЛ и чистого ПЛА. Показано, что отношение интенсивности линии с частотой 2947 см^{-1} (симметричные валентные колебания CH_3 групп мономерных звеньев ПЛА) к сумме интенсивностей линий на этой частоте и на частоте 2914 см^{-1} (симметричные валентные колебания CH_2 групп мономерных звеньев ПКЛ) (рис. 2) слабо зависит от СК сополимеров и может быть использовано для оценки содержания сомономеров в сополимерах ЛА и КЛ. В исследуемом диапазоне содержаний КЛ в сополимерах обе зависимости являются линейными.

Показано, что полосы валентных колебаний $\text{C}=\text{O}$ связей в молекулах ПЛА, для которых в случае образцов с высокой СК наблюдается расщепление при комнатной температуре, неудобно использовать при анализе СК сополимеров ЛА и КЛ из-за перекрытия полос валентных колебаний $\text{C}=\text{O}$ связей ПЛА и ПКЛ.

Данные спектроскопии КР и метода рентгеновской дифракции находятся в хорошем согласии и свидетельствуют о том, что при увеличении содержания КЛ происходит быстрое уменьшение СК областей ПЛА в сополимерах.

Моделирование методом ТФП дополнительно показало, что наиболее вероятной конформацией для олигомеров ЛА является конформация спирали 10_3 , а для олигомеров КЛ — полностью *транс*-конформация.

Таким образом, в работе предложены методики определения степени кристалличности областей ПЛА и содержания сомономеров в сополимерах ЛА и КЛ по спектрам КР.

Исследование выполнено за счёт гранта РНФ № 23-22-00347, <https://rscf.ru/project/23-22-00347/>. Авторы выражают благодарность Межведомственному суперкомпьютерному центру РАН за предоставление вычислительных ресурсов.

1. Гомзяк В.И. и др., Высокомолекулярные соединения. Серия Б. 2021. **63**(3). 190-206.
2. Демина В.А. и др., Российские нанотехнологии. 2021. **16**(1). 4-22.

Разработка чувствительных иммунохроматографических систем, основанных на использовании анизотропных магнитных материалов, детектируемых на комбинаторных частотах

Малкеров Ю.А.^{1,2}, Орлов А.В.¹

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

2- Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва.

E-mail: jurimalkerov@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-172-173

Современные биосенсорные платформы на основе иммунохроматографического анализа (ИХА), как правило, обладают компактными размерами и не требуют сложного оборудования для проведения теста. ИХА-системы перспективны для применения не только в лабораторных условиях, но непосредственно на месте, где возникает такая необходимость для решения широкого спектра задач, например, для контроля качества продуктов питания, экологического мониторинга, и особенно, для создания тест-систем в области медицинской диагностики, в частности, для выявления патологий сердечно-сосудистой системы пациентов непосредственно в машинах скорой помощи.

В данной работе было продемонстрировано успешное применение анизотропных магнитных материалов, при синтезе сформированных в цепи преимущественно сферических по форме наночастиц магнетита, в качестве меток для иммуноанализа. В качестве модельных молекул антигена были использованы высокомолекулярные белки, являющиеся специфичными маркерами острого инфаркта миокарда (кардиомаркеры): натриуретического гормона N-концевой пропептид В-типа (NT-proBNP) и сердечный белок, связывающий жирные кислоты (H-FABP). Детекция используемых магнитных меток осуществлялась при помощи зарекомендовавшего себя метода детектирования магнитных материалов по нелинейному перемагничиванию на комбинаторных частотах [1].

Были установлены аналитические характеристики разработанных иммуносенсоров: пределы детекции составили 3,3 пг/мл и 51 пг/мл для NT-proBNP и H-FABP, соответственно. Время регистрации кардиомаркеров для разработанных тест-систем не

превышает 25 минут, причем изменение концентрации кардиомаркера NT-proBNP в превышающем 4 порядка величины динамическом диапазоне сопровождается более чем стократным изменением сигнала иммуносенсора. Разработанные тест-системы по характеристикам превосходят известные современные экспресс-методы детекции использованных в работе кардиомаркеров (табл. 1).

Таблица 1.

Сравнение аналитических характеристик разработанного иммуносенсора и альтернативных методов для определения кардиомаркера NT-proBNP

Тип анализа	Тип биометки	Предел детекции, пг/мл	Время анализа, мин	Ссылки
ИХА	Цепи магнитных частиц	3,3	25	Эта работа
ИХА	Флуоресцентные частицы	3,7	30	[2]
ИХА	Квантовые точки	10	>30	[3]
ИХА	Апконверсионные частицы	116	20	[4]

Автор выражает благодарность научному руководителю к.ф.-м.н. Никитину П.И., и коллективу Лаборатории биофотоники ЦЕНИ ИОФ РАН, в частности Знойко С.Л.

1. Orlov A.V. et al. Biosens. Bioelectron. 2016. **79**. 423-429.
2. Song K.S. et al. Sensors. 2017. **17**. 2116.
3. Wilkins M.D. et al. Sens. Biosensing Res. 2018. **21**. 1109.
4. Yang X. et al. PLoS One. 2017. **12**. 0171376.

Исследование локального внутриклеточного нагрева наночастиц оксида железа при лазерном облучении

Маркова И.В.¹, Поминова Д.В.^{1,2}, Романишкин И.Д.²

1- Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

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

E-mail: 12.inessa.markova@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-174-176

Наночастицы (НЧ) оксида железа перспективны для диагностики и терапии: их можно покрывать фотосенсибилизатором для фотодинамической терапии, лазерный или магнитный нагрев НЧ можно использовать для контролируемого высвобождения лекарств или фототерапии. Локальная температура, индуцируемая вблизи поверхности НЧ, является критическим параметром в аспекте биологических процессов, контролируемых биологической активностью белков, в том числе ферментов, поскольку от нее зависит, какой механизм клеточной гибели будет индуцирован в результате нагрева НЧ. Измерение температуры клеточных органелл, содержащих НЧ, при лазерном нагреве представляет собой сложную задачу. Решить ее можно при помощи флуоресцентных нанотермометров благодаря таким преимуществам, как быстрый временной отклик, высокая тепловая чувствительность и пространственное разрешение, фотостабильность, простота управления и возможность бесконтактного мониторинга температуры.

В данной работе проведено экспериментальное исследование «горячих точек», возникающих в ансамблях НЧ оксида железа разного размера и формы при лазерном воздействии, с оценкой распределения тепла по объему клетки методом флуоресцентной термометрии по времени жизни родамина С (RhB). При помощи конфокальной микроскопии были изучены процессы проявления митохондриального стресса, сохранение целостности лизосом, генерация активных форм кислорода (АФК) в ответ на лазерное облучение клеток, накопивших НЧ оксида железа. Для интерпретации полученных экспериментальных данных проведено численное моделирование сечений рассеяния и поглощения исследуемых НЧ оксида железа и их ансамблей, а также усиления электромагнитного (ЭМ) поля вблизи их поверхности и нагрева при взаимодействии с возбуждающим

электромагнитным излучением с использованием метода конечных разностей во временной области [1, 2].

В зависимости от формы НЧ оксида железа и их положения в пространстве наблюдается существенное изменение пространственного распределения ЭМ поля вблизи поверхности НЧ. Локальный нагрев НЧ в ансамбле достигает достаточно высоких значений; относительное изменение составляет около 35 °С для НЧ Fe₂O₃. Тем не менее, все исследованные водные коллоиды НЧ показали нагрев не более чем на 10 °С. Температура нагрева ансамбля зависит от теплопроводности среды, от которой зависит тепловыделение. При помещении НЧ в среду с более высокой теплопроводностью (например, воду) происходит эффективный теплообмен со средой и температура нагрева ансамбля не достигает высоких значений. Иначе обстоит дело, когда НЧ оксида железа находятся внутри клетки в лизосомах — обладающих меньшей теплопроводностью [2].

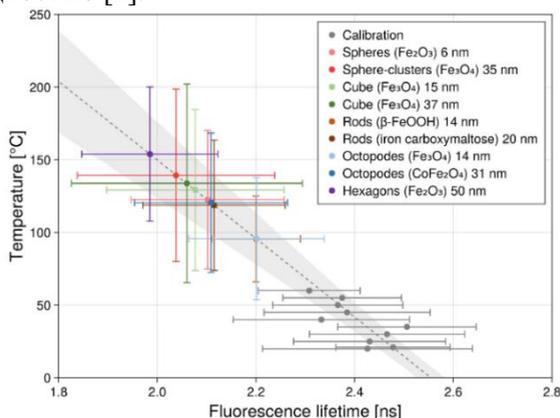


Рис. 1. Распределение времен жизни флуоресценции RhV внутри клеток при нагреве термостата (серые точки) и аппроксимация температурной зависимостью для «горячих точек» в клетках с НЧ оксида железа при лазерном воздействии. Пунктирная линия и заштрихованная область соответствуют зависимости температура-время жизни флуоресценции RhV с доверительным интервалом 95 %.

При захвате НЧ внутри клетки в лизосомы, вокруг скопления НЧ могут возникать так называемые «горячие точки» с температурой более 100 °С. Их распределение определяет тепловую реакцию всего

биообразца. Такие «горячие точки» приводят к тяжелому клеточному стрессу и могут использоваться для клеточной фототерапии. На рис. 1 представлены результаты оценки температуры на поверхности НЧ оксида железа в клетках.

Таким образом, показано, что локальный нагрев НЧ в ансамбле может достигать достаточно высоких значений для повреждения клеток [2].

Авторы выражают благодарность научному руководителю, к.ф.-м.н. Рябовой А.В. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, грант № 21-52-12030 ННИО_а.

1. Поминова Д.В., Романишкин И.Д., Плотникова Е.А. и др. Biomedical Photonics. 2021. **10**(4). 23-34.
2. Ryabova A.V., Pominova D.V., Markova I.V., et al. Photonics. 2023. **10**(7). 705.

Высокочувствительное определение поверхностного вируса гепатита В с помощью усиления сигнала спектрально-фазовой интерферометрии наночастицами золота

Милованова М.В.^{1,2}, Скирда А.М.^{1,2}

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

E-mail: akame2905@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-177-179

Гепатит В является одним из наиболее распространенных вирусных заболеваний, которое может привести к развитию цирроза и рака печени. И хотя существуют различные методы диагностики гепатита, многие из них имеют ограничения, такие как низкая чувствительность и специфичность. При этом актуальной является задача создания новых методов анализа, основанных на применении наночастиц в качестве меток.

Наночастицы золота обладают хорошей биосовместимостью и являются одними из наиболее распространенных видов наночастиц, которые применяются в биомедицине. Их уникальные оптические свойства позволяют использовать их для усиления аналитического сигнала при детекции различных биологических молекул.

Целью данной работы является разработка метода усиления (амплификации) аналитического сигнала с помощью наночастиц золота, функционализированных различными биомолекулами, которые могут специфически связываться с антигенами вируса. Формирование комплексов антитело-антиген-конъюгат наночастицы с антителом анализируется с помощью метода спектрально-фазовой интерферометрии (СФИ) [1].

В ходе работы были синтезированы конъюгаты золотых наночастиц с поликлональными антителам (пАт) и к поверхностному антигену вируса гепатита В — HBsAg. Для исследования амплификации сигнала с помощью СФИ была произведена ковалентная иммобилизация на поверхности карбоксилированных стёкол либо антител к HBsAg, либо антигена HBsAg. Далее для определения способности детекции HBsAg с помощью антител без меток была реализована в троекратном повторении следующая модель эксперимента, представленная на рисунке 1.

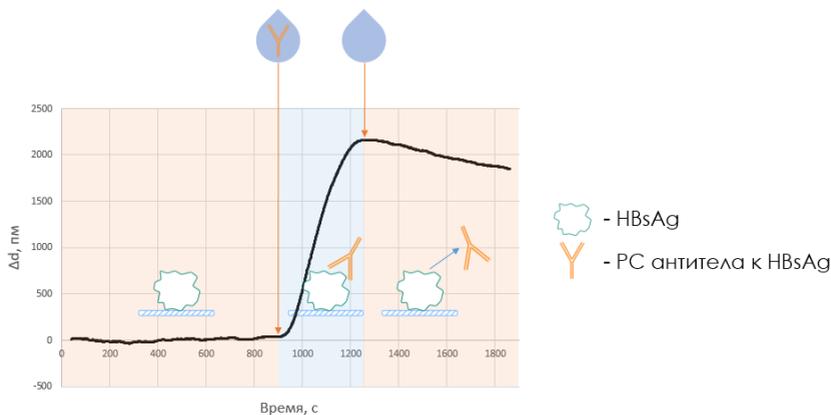


Рис. 1. Схема анализа прямого взаимодействия поликлональных антител с HBsAg, иммобилизованным на стеклянной сенсорной поверхности

Следующая серия экспериментов была посвящена сравнению сенсорных откликов при реализации сэндвич-иммуноанализа для определения HBsAg помощью синтезированных конъюгатов и немеченых пАт (рис. 2).

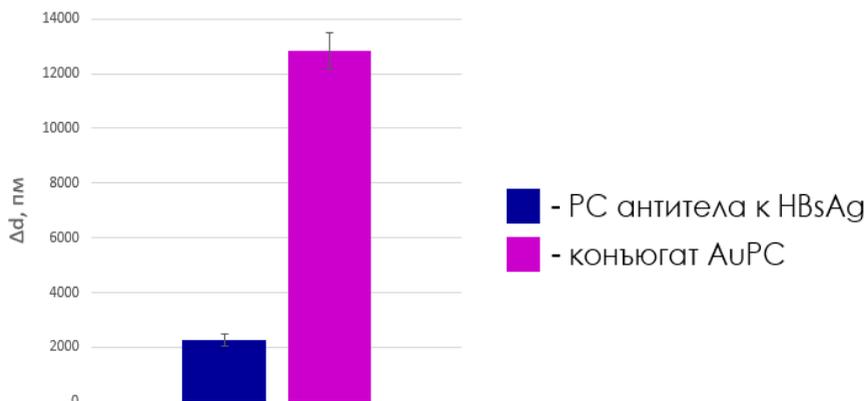


Рис. 2. Сравнение сенсорных откликов СФИ при реализации сэндвич-иммуноанализа для определения HBsAg помощью синтезированных конъюгатов и немеченых поликлональных антител.

В результате, было установлено, что с помощью использования наночастиц золота в качестве меток детектируемый СФИ сигнал увеличивается в 12 раз, что позволяет рассматривать предложенный подход как перспективный для создания чувствительных аналитических систем для определения HBsAg.

Автор выражает благодарность научному руководителю к.ф.-м.н. Никитину П.И. и к.ф.-м.н. Орлову А.В. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Орлов А.В. и др. Acta Naturae (русскоязычная версия). 2014. 6(1(20)). 91-102.

Классификация змеиных ядов с помощью рамановской спектроскопии

Можаева В.А.^{1,2}, Кудрявцев Д.С.²

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

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

E-mail: veramozhaev@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-180-182

Среди нескольких тысяч известных видов змей не все ядовиты; ядовитые змеи в основном принадлежат к семействам *Viperidae* и *Elapidae*. Яды представляют собой смеси различных соединений, но преобладающим компонентом являются белки (около 90 %). Среди белков яда, обычно называемых токсинами, выделяют следующие основные семейства: фосфолипазы A2 (PLA2), трехпальцевые токсины (3FTx), металлопротеиназы змеиного яда (SVMP), сериновые протеазы (SVSP) и др.

Определение как межвидовой, так и внутривидовой изменчивости ядов является важной задачей. С терапевтической точки зрения, знание такой изменчивости позволит более эффективно лечить пострадавших от укусов, может помочь в выборе и производстве подходящего противоядия.

Рамановская спектроскопия — быстрый и универсальный метод исследования различных материалов, который позволяет исследовать характеристики, в нашем случае, белков, имея в распоряжении всего микрограммы образцов. Спектр белка содержит уникальную информацию о его 3D структуре, в том числе о вторичной структуре и некоторых особенностях фолдинга белка. Низкий расход материала делает метод чрезвычайно привлекательным для изучения тех ядов, которые трудно получить в значительных количествах.

Уменьшение размерности спектральных данных и их представление в наглядной форме с использованием метода главных компонент (МГК) и методов кластеризации позволяет быстро классифицировать образцы белковой природы на основе их рамановских спектров [1]. В данной работе мы применили эти методы для анализа спектров сухих образцов ядов различных видов и родов змей из семейств *Elapidae* и *Viperidae*.

Нами были записаны и обработаны спектры всех ядов, после чего они подверглись МКГ. Полученный график главных компонент (ГК) показан на рис. 1. Далее, чтобы идентифицировать группы ядов, мы применили к этим данным метод k-means кластеризации. В результате образцы были разделены на четыре кластера, которые показаны разными цветами на рис. 1. Мы установили, что каждый кластер объединяет яды схожего состава: доминирующие компоненты ядов в группах указаны на рис. 1. Также полученная кластеризация отражает разделение в соответствии с родом змей-источников.

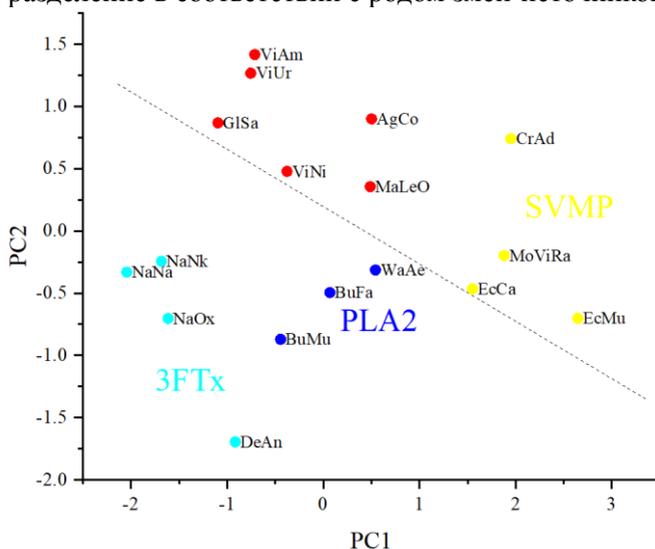


Рис. 1. График ГК, где в скобках указан процент объясненной дисперсии для каждой ГК.

Из рис. 1 видно, что образцы можно также разделить на две большие группы, соответствующие ядам *Elapidae* и *Viperidae* (пунктирная линия). Для строгого разделения мы применили метод дискриминантного функционального анализа (ДФА) (а именно, ГК-ДФА). Около 40 % ядов использовались для обучения алгоритма. Оставшиеся образцы были автоматически корректно отнесены к одному из двух семейств (рис. 2).

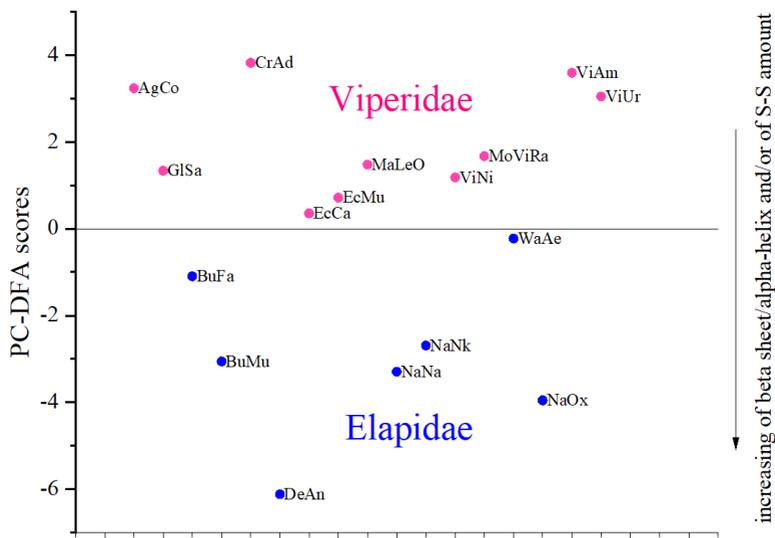


Рис. 2. График ГК-ДФА. Горизонтальная линия демонстрирует разделение образцов на группы, соответствующие семействам.

В результате, на основании полученных спектральных данных, образцы ядов были разделены на две группы, соответствующие семействам змей *Viperidae* и *Elapidae*. Также была проведена более подробная классификация на четыре группы, отражающие состав ядов.

Таким образом, нами был предложен чрезвычайно экономичный экспресс-метод, позволяющий быстро анализировать большое количество ядов, в том числе, редких и исчезающих видов змей. Подход позволяет оценить составы ядов путем их сравнения с уже охарактеризованными ядами.

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н. Прохорову К.А. и д.х.н. Уткину Ю.Н. за участие в работе.

1. Mozhaeva V.A, Kudryavtsev D.S., Prokhorov K.A., et al. Spectrochim. Acta - Part A Mol. Biomol. Spectrosc. 2022. **278**. 121276.

Дифференциация опухолей головного мозга на основании спектроскопии комбинационного рассеяния и алгоритмов кластерного анализа

Оспанов А.Р.¹, Романишкин И.Д.²

- 1- *Национальный исследовательский ядерный университет «Московский инженерно-физический институт», Москва.*
2- *«Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», Москва.*

E-mail: ospanovanuar99@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-183-185

На сегодняшний день имеется ряд проблем в нейроонкологии, решение которых может осуществляться посредством использования оптико-спектральных методов. Одной из подобных проблем является сложность определения границ опухолей ввиду особенности их роста. Глиальные опухоли прорастают в белое вещество головного мозга вдоль кровеносных сосудов и нервных волокон, что усложняет их удаление и приводит к высокой вероятности появления рецидивов. Спектроскопия комбинационного рассеяния позволяет неинвазивно анализировать химический состав биологической ткани с целью определения степени ее злокачественности. Отсутствие необходимости использования дополнительных красителей является одним из преимуществ данного метода [1].

В ходе работы было исследовано 115 пациентов с диагнозами: менингиома (39 пациентов), глиобластома (50 пациентов), олигодендроглиома (12 пациентов), астроцитомы (14 пациентов). Пациенты с метастазами других опухолей в данной работе не рассматривались. Исследования проводились в НМИЦ нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко на образцах опухолевых тканей, извлеченных во время нейрохирургических операций непосредственно после удаления. Производилась регистрация спектров флуоресценции протопорфирина IX, диффузного отражения и комбинационного рассеяния биоптатов. Флуоресценция возбуждалась 405 и 632,8 нм лазерами. Исследования диффузного отражения проводились с помощью источника белого света.

Спектры спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) получали с помощью установки, состоящей из спектрометра Raman-HR-TEC-785 (StellarNet, США), источника лазерного

излучения Ramulaser-785 (StellarNet, США; длина волны излучения 785 нм), волоконно-оптического конфокального зонда для доставки лазерного излучения и сигнала СКР.

Спектры СКР каждого образца регистрировали в серии из 10 измерений с экспозицией в 30 секунд. Перед каждой серией измеряли фоновый сигнал (серия из 20 измерений по 30 секунд каждый). Измерение производилось в затемненном помещении.

Была проведена первичная обработка спектров СКР. Спектры усреднялись, производилось их сглаживание фильтром Савицкого-Галея (ширина подвижного окна 15 пикселей, полином 3-й степени), фоновый и флуоресцентный сигналы вычитались с помощью алгоритма airPLS [2].

В работе проводился анализ методов понижения размерностей и методов кластеризации. В качестве метода понижения размерностей применялись: метод главных компонент, линейный дискриминантный анализ, многомерное масштабирование, изометрическое сопоставление объектов, локально-линейное вложение, гессенское локально-линейное вложение, спектральное вложение, t -распределённое стохастическое вложение соседей. Для кластеризации применялись алгоритмы: метод k -средних, агломеративный иерархический кластерный анализ, метод нечеткой кластеризации S -средних, основанная на плотности пространственная кластеризация для приложений с шумами. В качестве функции расстояния в алгоритмах кластеризации использовалось евклидово расстояние.

Для оценки эффективности жестких методов кластеризации применялись следующие метрики: оценка силуэта, индекс Калинского-Харбаза, индекс Дэвиса-Булдуина. Для оценки же метода нечёткой кластеризации S -средних использовались коэффициент разделения и коэффициент энтропии разделения.

Самые лучшие метрики среди жестких алгоритмов кластеризации были получены с помощью алгоритма агломеративной иерархической кластеризации, с числом кластеров, равным 3. Разделение на менингеальные (менингиома) и глиальные (глиобластома, олигодендроглиома, астроцитома) происходит удовлетворительно. В первом кластере присутствует 35 % менингеальных опухолей, 65 % глиальных опухолей. Во втором кластере только глиальные опухоли. В третьем кластере 51 % менингеальных опухолей, 49 % глиальных опухолей.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Лошенову В.Б. и к.ф.-м.н. Савельевой Т.А. за постановку научной задачи и обсуждение результатов.

1. Романишкин И.Д., Оспанов А., Савельева Т.А. и др. Вопросы нейрохирургии имени Н.Н. Бурденко. 2022. **86**(5). 5-12.
2. Zhang Z.-M., Chen S., Liang Y.-Z. The Analyst. 2010. (5(135)). 1138.

Применение метода измерения импеданса для оценки результатов зимней прививки черенков груши с использованием холодной плазмы

**Филиппов Р.А.¹, Соловченко А.^{2,3}, Хорт Д.¹, Смирнов И.Г.¹,
Кутырев А.И.¹, Победоносцев Р.В.⁴, Яныкин Д.В.⁴**

1- Федеральный научный агротехнический центр ВИИМ, Москва

2- Биологический факультет Московского государственного университета имени
М.В. Ломоносова, Москва

3- Федеральный научный центр имени Мичурина, Мичуринск,

4 - Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: fihosm@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-186-187

Технология электроимпедансной спектроскопии может быть использована для ускорения заживления целых деревьев и оценки состояния растений после прививки. Такой подход позволит сортировать растения с низкой энергией роста на ранних стадиях их развития для экономии времени и ресурсов. Тем не менее, в некоторых случаях использование спектроскопии электрического импеданса может быть затруднено из-за сложности оборудования и особых условий измерения. В этой статье мы пытаемся преодолеть это ограничение, предлагая разработанное собственными силами компактное устройство, которое можно использовать даже в полевых условиях. Груша Отрадненская (*Pyrus communis L.*) была использована в качестве объекта данного исследования. Мы оценили влияние обработки поверхности раздела привой-подвой холодной атмосферной плазмой (САР) и раствором, обработанным плазмой (PTS), на выживаемость трансплантатов. Была проанализирована зависимость импеданса всего привитого дерева от частоты сигнала и длины измерительного участка. Показано, что обработка привоя и подвоя САР и PTS способствует слиянию привоя и подвоя. Значение импеданса в контроле было в среднем на 24–35 % выше, чем у растений, обработанных САР и PTS, что указывает на лучший процесс заживления места прививки. Это может свидетельствовать о лучшем качестве посадочного материала, который может быть получен намного раньше, чем при обычном подходе (наблюдение за растениями в питомнике).

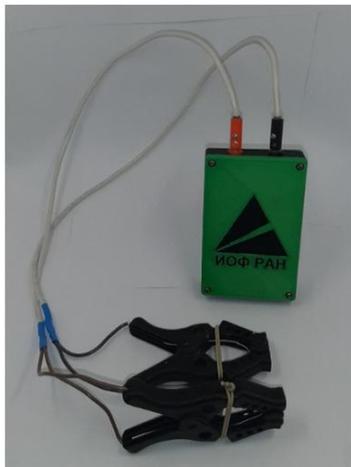


Рис. 1. Устройство для определения комплексного сопротивления (импеданса).

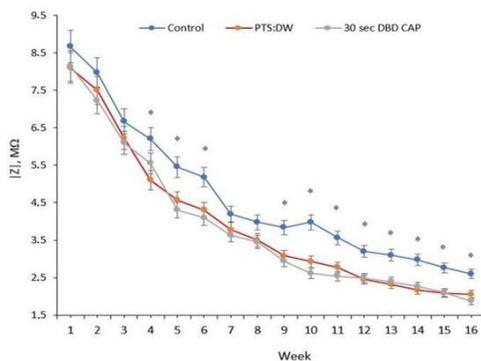


Рис. 2. Изменения модуля импеданса зоны прививки после вычитания паразитной емкости электродов (через 4 месяца после прививки). Все данные представляют собой среднее значение \pm SD от трехкратного повторения. Статистически значимые различия ($p < 0,05$) относительно контроля были рассчитаны с помощью t-критерия Стьюдента и отмечены звездочкой (*).

Разработка магнитометрических биосенсоров с применением 3D структур для определения низкомолекулярных соединений в режиме реального времени

Ракитина А.С.^{1,2}, Орлов А.В.¹

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

2- *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва.*

E-mail: sasha080700@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-188-190

Разработка сенсоров, позволяющих определять концентрацию различных высоко- или низкомолекулярных соединений в средах сложного состава в режиме реального времени, является одной из актуальных задач современной биосенсорики и ещё далека от решения. В рамках данной работы был предложен новый подход к созданию универсальных биосенсоров реального времени, основанных на применении пористых структур из полистирола в качестве твёрдой фазы иммуноанализа и суперпарамагнитных наночастиц в качестве нанометок. В работе продемонстрирована эффективность предложенного подхода на примере определения низкомолекулярного антибиотика хлорамфеникола, содержание которого в продуктах питания строго регламентируется, как в России, так и за рубежом [1, 2].

Для целей работы проведены исследования, посвященные анализу и контролю процесса сорбции белка-носителя на поверхности пористого 3D-фильтра. После формирования иммунокомплекса «белок-носитель»-«антиген» на поверхности фильтров, твердую фазу помещали в наконечник для автоматического дозатора. Весь дальнейший анализ проходит путём фильтрации реагентов через пористые структуры с помощью многоканальной пипетки. После этого была проведена регистрация используемых магнитных частиц, с помощью прототипа магнитометра, основанного на ультрочувствительном методе количественной регистрации магнитных частиц с помощью нелинейного перемагничивания на комбинаторных частотах [3]. Кроме того, было осуществлено биотинилирование антител против хлорамфеникола по протоколу с помощью N-гидроксисукцинимид биотина [4].

Следующая серия экспериментов была посвящена контролю адсорбции иммунореагентов на трехмерную пористую фазу с заменой антител и частиц. Для этого использовались 8 пористых структур: два контрольных образца (без иммобилизованных антител), к остальным фильтрам добавляли растворы антител в концентрациях от 20 нг/мл до 20 мкг/мл.

На следующем этапе через фильтры пропускали магнитные частицы двух типов: 1) функционализированные антителами, специфично распознающими иммуноглобулины мыши класса G изотипов IgG2a и IgG2b; и 2) функционализированные антителами, специфично распознающими иммуноглобулины биотин. Далее измеряли величину магнитного сигнала в зависимости от концентрации антител с помощью прототипа магнитометра (рис. 1).



Рис. 1. Диаграмма аналитических сигналов для проб, содержащих различные концентрации антител B10 (синий) и HV-101-Bio (красный)

Далее были проведены эксперименты по оптимизации методики иммобилизации конъюгатов белков с низкомолекулярными соединениями на поверхности пористых фильтров из полистирола. Была отработана методика биотинилирования антител с последующей очисткой. Были установлены аналитические характеристики разработанных аналитических систем (предел детекции, динамический диапазон и т.д.), демонстрирующие конкурентоспособность разработанных методов.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, к.ф.- м.н. Никитину П.И. за помощь в работе.

1. Hao L., Duan N., Wu S., et al. J. Anal. Bioanal. Chem. 2015. **407**. 7907-7915.

2. Zhang Y., Chang X., Wang X., et al. *J. Anal. Methods*. 2019. **11**. 5055-5063.
3. Znoyko S.L., Orlov A.V., Pushkarev A.V., et al. *J. Analytica Chimica Acta*. 2007. **1034**. 161-167.
4. Abnous K., Danesh N.M., Ramezani M., et al. *J. Biosensors and Bioelectronics*. 2016. **78**. 80-86.

Разработка метода исследования кинетики образования биомолекулярных комплексов «магнитный конъюгат – аналит»

Скирда А.М.^{1,2}, Пушкарев А.В.¹, Буренин А.Г.¹, Орлова Н.Н.¹

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

2- *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва*

E-mail: artemskirda@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-191-193

В настоящее время перед исследователями всего мира остро стоит задача по созданию все более эффективных иммунохимических и ДНК тест-систем для медицинской диагностики, оценки безопасности продуктов питания, ветеринарии и т.д. Требуется разработка новых методов детекции различных низкомолекулярных соединений (таких как витамины, токсины, антибиотики и др.) [1], белковых и ДНК маркеров заболеваний в сложных матрицах. Для достижения высокой чувствительности, скорости и специфичности тест-систем требуется разработка специальных методик выбора оптимальных реагентов, материалов и условий проведения анализа. В данной работе впервые предложен метод оптимизации, основанный на регистрации динамики формирования сигнала в аналитической зоне иммунохроматографических тест-полосок, использующих конъюгаты суперпарамагнитных наночастиц с распознающими биомолекулами в качестве меток. С помощью такого метода был произведён выбор эффективных наноконъюгатов на основе кинетических констант взаимодействия с аналитом.

В рамках работы в качестве модельных агентов были синтезированы конъюгаты суперпарамагнитных наночастиц (МНЧ) с антителами, специфичными к биотину (анти-БИО). Для ковалентной иммобилизации антител был применён карбодиимидный метод, позволяющий конъюгировать иммуноглобулины с химически активированными карбоксильными группами, расположенными на поверхности наночастиц. С помощью данного метода были получены наноконъюгаты с различным отношением массы наночастиц к массе антител (массовые отношения для конъюгатов МНЧ-анти-БИО №1–4 составили 20:1, 10:1, 5:1 и 2,5:1 соответственно).

Синтезированные наноконъюгаты использовались в качестве распознающих агентов для детекции биотина методом магнитного

иммуноанализа. Исследование кинетических характеристик наноконъюгатов было проведено путём регистрации динамики формирования сигнала в аналитической зоне иммунохроматографической тест-полоски с помощью магнитометрического метода, позволяющего регистрировать отклик материалов, проявляющих нелинейные магнитные свойства [2]. Полученные экспериментальные зависимости были аппроксимированы моделью адсорбции Ленгмюра. Кинетические характеристики синтезированных наноконъюгатов приведены в таблице:

Таблица 1.

Кинетические характеристики синтезированных магнитных конъюгатов МНЧ-анти-БИО, специфичных к бiotину

№ наноконъюгата	$k_{on}, 10^7 \text{ M}^{-1}\text{c}^{-1}$	$k_{off}, 10^{-2} \text{ c}^{-1}$	$K_D, \text{ нМ}$
1	8,10	3,02	0,373
2	8,66	2,88	0,333
3	5,21	1,93	0,369
4	5,12	2,20	0,431

На основе представленных данных можно заключить, что наибольшей константой ассоциации k_{on} и наименьшей равновесной константой диссоциации иммунного комплекса K_D обладает конъюгат №2, что является предпочтительным для биоаналитических систем.

Продемонстрировано, что кинетические характеристики наноконъюгатов могут отличаться в зависимости от количества распознающих биомолекул на их поверхности. Предложенный метод исследования кинетики взаимодействия магнитных конъюгатов с веществом-мишенью можно применять не только для подбора условий проведения иммунохроматографического анализа, но и для оптимизации различных видов гомогенного анализа, использующих конъюгаты функционализированных магнитных наночастиц в качестве распознающих агентов. Предложенный метод может найти применение для решения практических задач, в частности, для исследования новых терапевтических мишеней и диагностических маркеров при онкологических заболеваниях.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, к.ф.- м.н. Никитину П.И. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Nuntawong P. et al. *J. Natural Medicines*. 2022. **76**(3). 521-545.
2. Nikitin P.I. et al. *J. Magnetism and Magnetic Materials*. 2007. **311**(1). 445-449.

Определение температурной зависимости крови внутри венозного сосуда при воздействии лазерным излучением с длинами волн 980, 1460 и 1940 нм

Артемов С.А., Костин С.В., Таратынова А.Д., Хрущалина С.А.

Национальный исследовательский
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск

E-mail: alina.taratynova@mail.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-194-196

Процесс облитерации вен при проведении эндовазальной лазерной коагуляции (ЭВЛК) характеризуется определенными структурными изменениями венозной стенки при воздействии на нее лазерным излучением. Характер морфологических изменений стенки коагулированной вены зависит от ряда факторов. Основным из них является степень термического повреждения и необратимость данного процесса, которое достигается при температурных значениях от 75 °С до 85 °С [1].

Общепринято, что внедрение новых технологий ЭВЛК в клиническую практику происходит только после их экспериментального обоснования [2–6]. В первую очередь это касается апробации методик с использованием лазерного излучения с иными характеристиками (длина волны лазерного излучения, энергетические характеристики лазерного излучения), необходимыми для осуществления процесса облитерации. Как правило, в клинической практике невозможно детальное изучение физических процессов, происходящих в крови внутри сосуда, а также ее температурных зависимостей при воздействии лазерного излучения. Поэтому требуется разработка модельных экспериментов *in vitro* или *in-vivo* на животных.

Целью настоящей работы являлось проведение экспериментов *in vitro* по изучению основных физических процессов, происходящих во время процедуры ЭВЛК в крови венозного просвета при использовании лазерного излучения с длиной волны 980, 1460 и 1940 нм и значений мощности 4 и 6 Вт при постоянной скорости извлечения световода 2 мм/с. Проведение экспериментов сопровождалось измерением температуры крови при воздействии лазерным излучением различных длин волн и энергетических

характеристик. По результатам эксперимента был определен механизм возникновения тромбатических масс на конце световода и описана зависимость температурных значений от параметров лазерного излучения (длина волны, мощность). Для подбора оптимальных характеристик лазерного излучения при его воздействии на сосуд различного диаметра была разработана компьютерная модель процесса с использованием лазерного излучения различной длины волны и значений мощности. Моделирование осуществлялось в программном пакете COMSOL Multiphysics 5.6 с использованием модуля «Теплопередача» с учетом описанных в экспериментах *in vitro* физических процессов, происходящих внутри сосуда при проведении процедуры ЭВЛК [7–10]. На основе полученных результатов была построена зависимость энергетических характеристик лазерного излучения от диаметра просвета вены.

Авторы выражают благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. Рябочкиной П.А., д.м.н. Беляеву А.Н., д.в.н. Бушукиной О.С. за постановку научной задачи, помощь в измерениях и обсуждение результатов.

1. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях, 2-е изд., Физматлит, Москва, 2010.
2. Disselhoff B.C., Rem A.I., Verdaasdonk R.M., et al. *Phlebology*. 2008. **23**(2). 69-76.
3. Araujo W.J., Timi J.R., Erzinger F.L., et al. *Acta. Cir. Bras.* 2016. **31**(3). 161-167.
4. Belyaev A.N., Chabushkin A.N., Khrushchalina S.A., et al. *Lasers Med. Sci.* 2016. **31**(3). 503-510.
5. Sroka R., Weick K., Steckmaier S., et al. *ALTEX - Altern Anim Exp.* 2012. **29**(4). 403-10.
6. Artemov S.A., Belyaev A.N., Bushukina O.S., et al. *Lasers Med. Sci.* 2020. **35**. 867-875.
7. Mordon S.R., Wassmer B., Zemmouri J. *BioMedical Engineering OnLine*. 2006. **5**. 26.
8. Van Ruijven P.W.M., Poluektova A.A., van Gemert M.J.C., et al. *Lasers Med. Sci.* 2014. **29**. 431-439.
9. Poluektova A.A., Malskat W.S.J., van Gemert M.J.C., et al. *Lasers Med. Sci.* 2014. **29**. 441-452.

10. Hazama H., Yoshimori M., Honda N., Awazu K. Laser Therapy. 2017. 26(4). 282-287.

Использование диэлектрических наночастиц, легированных ионами Yb^{3+} , для лечения новообразований бесконтактным воздействием лазерного излучения ближнего ИК диапазона (эксперименты *in vivo*)

Хрушалина С.А., Юрлов И.А., Шляпкина В.И., Агеев В.П.

*Национальный исследовательский
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск*

E-mail: anabel-2005@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-197-198

Возбуждение интенсивным лазерным излучением диэлектрических наночастиц, допированных высокими концентрациями редкоземельных (РЗ) ионов, может приводить не только к возникновению люминесценции данных ионов, но и к широкополосному «белому» излучению [1–3]. Поскольку данное излучение является следствием нагрева частиц до высоких температур, подобные частицы могут быть использованы для усиления теплового эффекта при бесконтактном воздействии лазерным излучением на биологическую ткань. Проведенные нами эксперименты *in vivo* (на крысах) подтвердили это предположение [3]. Позднее [4] в ходе сравнительных экспериментов *in vivo* для различных РЗ ионов (Ho^{3+} , Tm^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+}) и излучения с различными длинами волн (457, 532, 980, 1550, 1940 нм) было выявлено, что эффект наиболее выражен для иттербий содержащих частиц на основе диоксида циркония и излучения с длиной волны 980 нм.

В настоящей работе исследовалась возможность использования указанных Yb -содержащих частиц при их возбуждении лазерным излучением с длиной волны 980 нм для лечения подкожных новообразований двух типов. Была исследована цитотоксичность частиц ZrO_2 –30 мол.% Yb_2O_3 . Были проведены две серии экспериментов *in vivo* (на мышах линии BALB/c) с использованием двух опухолевых штаммов (меланомы В16 и карциномы легкого). Для каждой серии животных делили на четыре группы. Контрольная группа не получала лечения, второй группе внутрь опухоли вводилась суспензия частиц. Животным третьей группы на кожу, покрывающую опухолевый узел, наносилась густая суспензия частиц в дистиллированной воде. Животным второй и третьей группы

осуществляли двукратное воздействие на опухолевый узел и прилежащие участки лазерным излучением с длиной волны 980 нм и мощностью 1 Вт с интервалом 48 часов. Последняя группа получала воздействие на опухоль лазерным излучением с длиной волны 980 нм (позитивный контроль). В ходе ежедневных наблюдений за животными фиксировались число летальных случаев и размеры опухоли. Процент торможения роста опухоли рассчитывался спустя 3 и 13 дней после окончания терапии. На основании полученных данных сделаны выводы о влиянии использования иттербий-содержащих частиц на основе диоксида циркония на перечисленные параметры. В частности, выявлено, что применение данных наночастиц совместно с лазерным излучением ближней ИК-области спектра (на кожное или внутриопухолевое расположение) оказывает противоопухолевое действие в отношении рака меланомы B16. При этом более эффективный терапевтический эффект достигается при внутриопухолевом введении.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Рябочкиной П.А. и д.м.н. Куликову О.А. за помощь в проведении экспериментов и обсуждение результатов. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-01099, <https://rscf.ru/project/23-72-01099/>

1. Ryabochkina P.A., Khrushchalina S.A., Yurlov I.A. et al. RSC Adv. 2020. **10**. 26288-26297.
2. Tabanlı S., Cinkay Yılmaz H., Bilir G. et al. ECS J. Solid State Sci. Technol. 2018. 7. R3199-R3210.
3. Ryabochkina P.A., Khrushchalina S.A., Belyaev A.N. et al. Quant. El. 2021. **51**. 1038-1043.
4. Khrushchalina S.A., Yurlov I.A., Ryabochkina P.A. et al. 2022 International Conference Laser Optics (ICLO), Saint Petersburg, Russian Federation, 2022, p. 1-1.

УФ-С люминесценция при высокоэнергетическом возбуждении коллоидных микро- и нанопроволок $m\text{-LaPO}_4\text{:Pr}^{3+}$, полученных модифицированным методом ГТМВ

Шайдулин А.Т.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва
Национальный исследовательский университет
«Высшая школа экономики», Москва
E-mail: shatarte@yandex.ru*

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-199-201

Наноразмерные сцинтилляторы, излучающие в спектральном диапазоне 200–280 нм (УФ-С область), можно использовать для селективной сенсбилизации раковых клеток во время лучевой терапии из-за летальных повреждений ДНК раковых опухолей, вызванных фотонами УФ-С диапазона. В ряде работ [1–4] показано, что при высокоэнергетическом возбуждении кристаллов LaPO_4 со структурой монацита ($m\text{-LaPO}_4$, пространственная группа $P2_1/n$), легированных ионами Pr^{3+} , возможно получение эффективной УФ-С люминесценции за счет межконфигурационных электронных переходов $4f5d \rightarrow {}^3\text{H}_4$ (232 нм), $4f5d \rightarrow {}^3\text{H}_5$ (238 нм) и $4f5d \rightarrow {}^3\text{H}_6$ (${}^3\text{F}_2$) (260 нм) в ионах Pr^{3+} . Таким образом, кристаллические наночастицы (НЧ) $m\text{-La}_{1-x}\text{Pr}_x\text{PO}_4$, являются перспективными для потенциального использования в лучевой терапии в качестве преобразователей рентгеновских лучей в УФ-С излучение.

Для получения НЧ $\text{La}_{0,99}\text{Pr}_{0,01}\text{PO}_4$, использовался гидротермальный метод с микроволновым нагревом (200 °С, 2 часа, 2,45 ГГц). Для предотвращения агрегации наночастиц и придания заряда их поверхности, был использован раствор винной кислоты (ВК) и гидроксида аммония. Для оптимизации метода синтеза изменялись параметры синтеза: концентрация катионов ($C_{\text{La}^{3+},\text{Pr}^{3+}} = 0,005\text{--}0,01$ М), уровень рН водной среды (рН = 5–9), соотношение избытка анионов к катионам в реакционной смеси (коэффициент избытка анионов к катионам (К:А = 1:1–1:10).

Оценка качества полученных частиц была проведена при помощи стандартных методов: порошковый рентгенофазовый анализ (РФА), просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), катодолуминесценция (КЛ) и рентгенолюминесценция (РЛ).

Методом ГТМВ были синтезированы коллоидные НЧ $m\text{-La}_{0,99}\text{Pr}_{0,01}\text{PO}_4$, модифицированные винной кислотой. Успешная адсорбция винной кислоты на поверхности НЧ была подтверждена измерениями дзета потенциала, которые подтвердили смещение региона стабильности из кислой в нейтральную и щелочную среды.

Результаты РФА показали, что все полученные порошки являются монофазными нанокристаллами со структурой монацита ($m\text{-LaPO}_4$) и различной степенью кристалличности.

По данным ПЭМ были построены распределения частиц по размерам. Наиболее вероятные размеры частиц в зависимости от условий синтеза представлены в табл. 1. Полученные результаты указывают на уменьшение размеров частиц при повышении уровня рН и отношения избытка анионов, а также концентрации катионов в реакционной смеси.

Измеренные спектральные линии в КЛ и РЛ экспериментах (рис. 1) хорошо согласуются с данными, приведенными в литературе [1, 2]. Полученные спектральные зависимости интенсивностей КЛ и РЛ в УФ-С области от условий синтеза представлены в табл. 1. Было показано, что снижение уровня рН, уменьшение величины избытка анионов к катионам, а также более низкие концентрации исходных реагентов приводят к снижению УФ-С люминесценции нанокристаллов $\text{La}_{0,99}\text{Pr}_{0,01}\text{PO}_4$.

Таблица 1.

Сравнение параметров морфологии с интенсивностями УФ-С КЛ и РЛ для НЧ $\text{La}_{0,99}\text{Pr}_{0,01}\text{PO}_4$, полученных в различных условиях синтеза.

Условия синтеза				ПЭМ	РЛ	КЛ	кривая на рис. 1
К:А	$C_{\text{La}^{3+}, \text{Pr}^{3+}}$, М	рН	$C_{\text{ВК}}$, М	Размер, нм	отн. ед.	отн. ед.	
1:1,25	0,01	5		$7 \div 15 \times 30 \div 600$	1,000	1,000	a, a')
1:2	0,005	8	0,027	$6,5 \pm 1,5 \times 31 \pm 09$ & 49 ± 09	0,057	0,095	b, b')
1:5	0,005	8	0,027	$5,0 \pm 1,0 \times 18 \pm 04$	0,049	–	c)
1:1,25	0,01	9	0,080	$8,0 \pm 1,5 \times 46 \pm 12$	0,028	0,052	d, d')
1:5	0,01	9	0,027	$4,5 \pm 1,0 \times 13 \pm 04$	0,024	0,009	e, e')
1:10	0,005	8	0,027	$6,0 \pm 2,0 \times 10 \pm 04$	0,006		f)

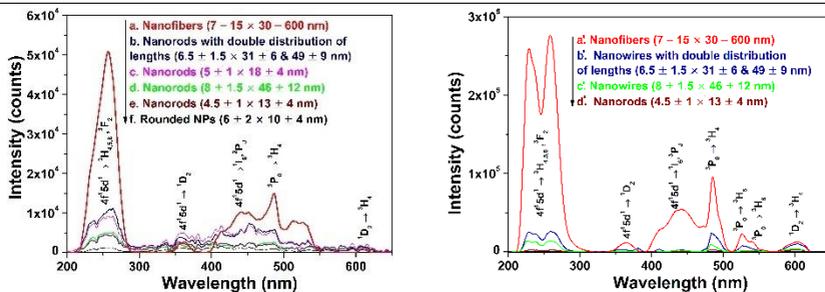


Рис. 1. РЛ и КР спектры $m\text{-La}_{0.99}\text{Pr}_{0.01}\text{PO}_4$ порошков, полученных ГТМВ методом (200 °С, 2 часа) при разных условиях (см. табл. 1).

Автор выражает благодарность руководителю д.ф.-м.н. Орловскому Ю.В. за постановку задачи и постоянное внимание к работе, Орловской Е.О. за разработку методики синтеза наночастиц без ПАВ, к.х.н. Исхаковой Л.Д. за исследования методом РФА, Батыгову С.Х. и Попову А.В. за измерение спектров рентгенолюминесценции, Фельдбаху Э. за измерение спектров катодолуминесценции, Махову В.Н. за помощь в анализе спектров люминесценции.

1. Srivastava A.M., Setlur A.A., Comanzo H.A. et al. *Opt. Mat.* 2011. **33**(3). 292-298.
2. Malyy T.S., Vistovsky, V.V., Khapko Z.A. et al. *J. Appl. Phys.* 2013. **113**(22). 224305.
3. Bagatur'yants A.A., Iskandarova I.M., Knizhnik A.A. et al. *Phys. Rev. B.* 2008. **78**(16). 165125.

РАДИОФИЗИКА И АКУСТИКА

Применение метода кластеризации для определения типа дна в мелководных районах арктического шельфа по данным о потерях при распространении низкочастотного звука

Сидоров Д.Д.¹, Луньков А.А.^{1,2}, Боджона С.Д.²

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

2- *Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва*

E-mail: sidorov.dan.dmit@gmail.com

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-202-204

В работе рассмотрена возможность определения трех типов дна с различными концентрациями сильно поглощающих осадков: низкая, средняя и высокая — с помощью кластерного анализа для одного из мелководных районов Карского моря [1]. Исходный массив данных включал в себя среднюю скорость звука в дне c_b и средние по глубине потери при распространении TL низкочастотного звука на фиксированном удалении от источника. Ошибка классификации оценивалась с помощью параметра Q — процентное содержание водоподобных осадков. В результате для каждого типа дна были получены оценки средних по глубине потерь при распространении TL , а также оценки процентного содержания водоподобных осадков в дне Q .

Для рассматриваемого региона характерно присутствие областей, где скорость звука в дне c_b может снижаться до скорости звука в воде c_w (водоподобное дно). Наличие таких, сильнопоглощающих участков на акустической трассе влияет на потери при распространении низкочастотного звука [2]. Процентное содержание Q таких осадков может варьироваться в зависимости от выбранной трассы.

TL определялись при численном моделировании поля акустического давления $p(r, z)$ методом широкоугольного параболического уравнения [3].

Для кластеризации применялся метод k -средних, а расстояние определялось как косинусное (1):

$$d = 1 - \frac{\sum_1^2 A_i \times B_i}{\sqrt{\sum_1^2 (A_i)^2} \sqrt{\sum_1^2 (B_i)^2}} = 1 - \cos(A_i, B_i), \quad (1)$$

где $A_i = A_i(\widehat{c}_b, TL), B_i = B_i(\widehat{c}_b, TL)$.

Для формирования массива данных случайным образом было выбрано $N = 100$ стационарных трасс протяженностью 5 км в одной из областей Карского моря. При некоторых ориентациях трасс средняя скорость звука в дне \widehat{c}_b может слабо отличаться от скорости звука в воде, $c_w = 1470$ м/с (рис. 1), но также и быть на всей трассе больше. На всей исследуемой области средняя глубина волновода была равной $\widehat{H} \approx 28$ м.

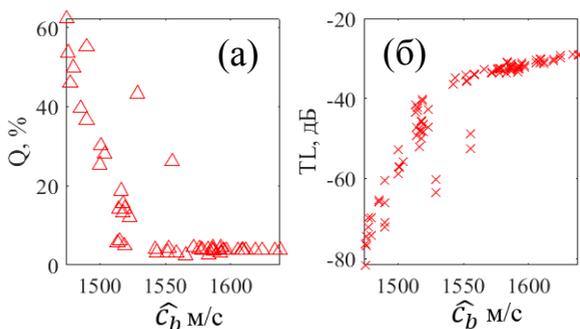


Рис. 1. Геоакустические характеристики для $N = 100$ трасс.

На рис. 1а представлены потери при распространении TL при частоте 85 Гц в зависимости от средней скорости звука в дне \widehat{c}_b . Источник находился на глубине 14 м. В ходе исследования были рассмотрены частоты от 55 до 255 Гц с шагом 10 Гц и только для частоты 85 Гц удалось минимизировать ошибку классификации типа дна до 4,4 %.

В результате кластеризации (рис. 2 (а)) было установлено, что с точки зрения акустики дно является водоподобным (сильпоглощающим), если $Q > 34,8\%$ и средние по глубине потери при распространении TL на частоте 85 Гц $TL < -62,25$ дБ на расстоянии 5 км от источника. Дно не содержит водоподобные осадки, если $Q < 7,9\%$ и $TL < -43,41$ дБ. Все промежуточные значения для TL, Q соответствуют дну, где присутствуют отдельные участки водоподобных осадков. Данные классической статистической обработки показаны на рис. 2 (б).

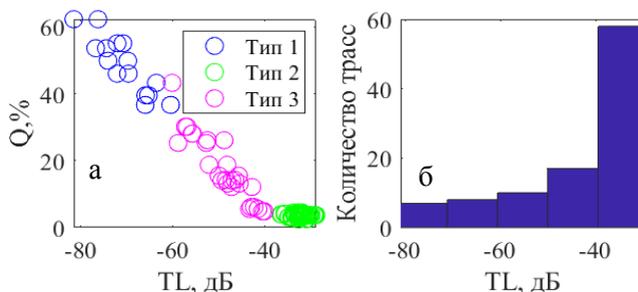


Рис. 2. Результаты кластеризации (а) для трех типов дна (концентрация сильно поглощающих осадков:

1 тип — высокая, 2 тип — низкая, 3 тип — средняя) и классической статистической обработки (б) — гистограмма потерь TL .

В мелководных областях, где дно соответствует типу 1 или типу 3, могут наблюдаться трехмерные акустические эффекты, что было продемонстрировано в работе [4]. Данные эффекты следует учитывать при построении границ безопасных зон, а также в задачах пеленгации подводных акустических источников.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10121.

1. Petnikov V.G. et al. The Journal of the Acoustical Society of America. 2022. **151**(4). 2297-2309.
2. Сидоров Д.Д., Луньков А.А., Петников В.Г. Тезисы докладов 7-ой Всероссийской конференции молодых ученых и специалистов, Москва, 26-27 мая 2022 г / МГТУ им. Н.Э. Баумана Акустика среды обитания 2022, 206-214.
3. Collins M.D., Westwood E.K. The Journal of the Acoustical Society of America. 1991. **89**(3). 1068-1075.
4. Сидоров Д.Д., Луньков А.А. Тезисы докладов Школы-конференции молодых ученых «Прохоровские недели». – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук». 2021. **1**. 132-134.

Исследование звукового поля в волноводе с боковыми отверстиями с помощью метода реверберационной матрицы

Субботкин А.О.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

E-mail: subov-an@yandex.ru

DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-205-207

В работе представлены краткие результаты теоретического и экспериментального исследования звукового поля в цилиндрическом волноводе конечной длины с жесткой стенкой и боковыми отверстиями в ней при воздействии на него звуковой волны. Подобные волноводы применяются в разных областях техники, в частности, при решении задач шумоглушения. Распространенным применением является также использование подобных волноводов в составе конструкции остронаправленных микрофонов интерференционного типа. В специализированной литературе по электроакустике такие волноводы известны, как интерференционные антенны и представляют собой узкую трубку постоянного сечения с перфорациями (отверстиями) на боковой поверхности по всей своей длине, нагруженными на дополнительное акустическое сопротивление (отверстия закрывают тканью или специальными сеточками). Модельное представление интерференционной антенны представлено на рис. 1.

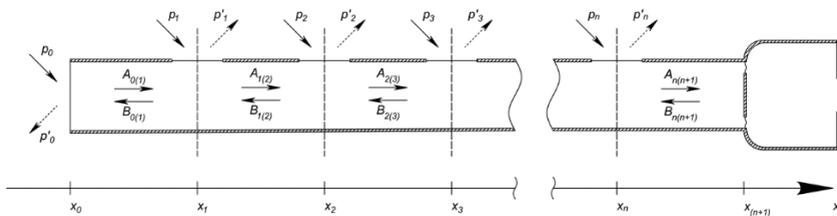


Рис. 1. Модельное представление интерференционной антенны.

Представленное исследование процесса формирования звукового поля в волноводе с боковыми отверстиями мотивировано анализом физического принципа работы остронаправленного интерференционного микрофона. Одной из задач работы является определение звукового давления, воздействующего на мембрану

микрофона внутри антенны. Анализ звукового поля внутри волновода проводится с помощью матричного метода, схожего с методом реверберационной матрицы. Решение формально представляется в виде ряда Шварцшильда. Результат расчета звукового давления (рис. 2) по представленному методу хорошо совпадает с результатом эксперимента.

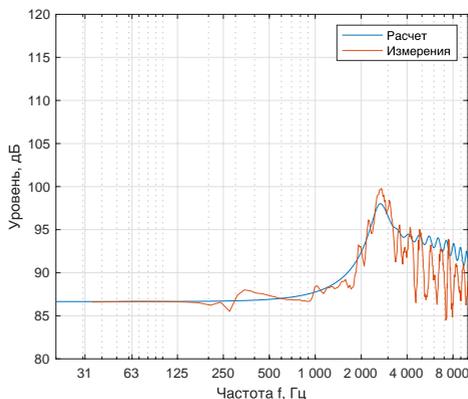


Рис. 2. Результаты расчета уровня звукового давления на мембране ненаправленного капсюля для интерференционных антенн с количеством отверстий $n = 17$ при фронтальном падении звуковой волны в сравнении с результатами измерений.

На рассчитанной и измеренной характеристике направленности (рис. 3) видны провалы чувствительности при фронтальном (осевом) падении звуковой волны. Это нехарактерно для интерференционного микрофона, который, напротив, должен обеспечивать приём в фронтальном направлении с высоким коэффициентом направленности по осевому направлению. Причиной этого является отсутствие дополнительного акустического сопротивления на боковых отверстиях, что было предусмотрено специально для демонстрации ранее не обсуждаемой в литературе особенности интерференционной антенны. Интерференционная антенна является волноводом со специфическими граничными условиями в зоне боковых отверстий. На участках антенны с боковыми отверстиями происходит скачок импеданса границы волновода, что является причиной возникновения дисперсии в интерференционной антенне.

Внесение дополнительного активного сопротивления (в виде ткани или специальных сеточек) на боковые отверстия позволит снизить влияние дисперсии на характеристику направленности антенны. Таким образом, исследование дисперсии в волноводе такого типа имеет существенное прикладное значение и требует отдельного рассмотрения.

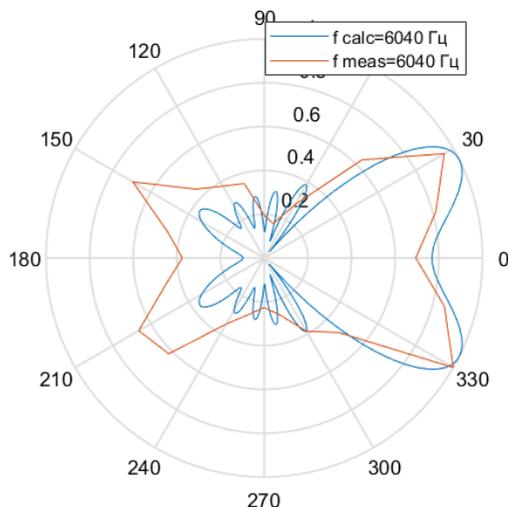


Рис. 3. Результаты расчета характеристики направленности интерференционных антенн с количеством отверстий $n = 17$ с ненаправленным микрофонным капсюлем в сравнении с результатами измерений на частоте 6040 Гц.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю доценту кафедры акустики физического факультета МГУ д.ф.-м.н. Шанину А.В. за проявленный интерес к работе и научную консультацию.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

Агеев В.П.	197	Гавдуш А.А.	155
Айбыжы К.О.	8	Гавриловец Д.А.	115
Алагашев Г.К.	27	Галюк К.А.	12
Александров А.А.	112	Гладилин А.А.	98
Александрова П.В.	143	Гревцева И.Г.	78
Алексеева А.И.	143	Грициенко А.В.	78
Алешкина С.С.	38	Гудкова В.В.	131, 152
Анашкина Е.А.	10, 36	Гутман Д.В.	121
Андрианов А.В.	10, 36	Дмитриева О.А.	80
Анпилов А.М.	131	Добрецова Е.А.	58
Артемов С.А.	194	Дьяков С.А.	84
Артемьев К.В.	152	Евдокимов А.А.	121
Ашихмин А.А.	149	Елец Д.И.	134
Бармина Е.В.	8	Елопов А.В.	15
Беляков Н.А.	146	Ермакова Ю.А.	112
Би Дунсюэ	115	Желнов В.А.	155
Бобков К.К.	38	Живописцев А.А.	18
Боджона С.Д.	202	Жмыхов В.Ю.	58
Борзосеков В.Д.	131, 152	Зайцев К.И.	143, 155
Бузаева Е.М.	75	Замарашкин Н.Л.	60
Букин В.В.	12	Захаров Д.М.	82
Буренин А.Г.	191	Зыль А.В.	60
Васимов Д.Д.	149	Камынин В.А.	30, 33
Волкова В.В.	115	Канаев А.Ю.	109
Восканян Г.Р.	78	Касьяник Н.И.	21
		Катыба Г.М.	155

Коваленко Н.В.....	158	Маркова И.В.	174
Коваль О.Ю.....	87	Мартыанов А.К.	96, 106, 112
Козак А.К.	137	Масленников Д.В.....	158
Кончечков Е.М.....	131, 152	Медведев О.С.	134
Конькова А.С.....	152	Милованова М.В.....	177
Костин С.В.	194	Миронов С.А.	98
Котова А.Д.	115	Митрофанов А.В.....	49
Кочуков Ю.А.....	24	Михайлов Е.К.....	38
Кривецкая А.А.....	161	Мишин А.В.....	41
Крылов Ю.М.....	84	Можаева В.А.....	180
Кудрявцев Д.С.....	180	Морозов Д.А.....	43
Кузнецов С.М.....	163, 169	Моряков И.В.....	131
Куринная А.А.....	87	Новиков В.С.....	63, 149, 163, 169
Курочкин Н.С.....	78	Нугаев И.Р.	128, 140
Кустов Д.М.	161	Оболдуев Д.А.	109
Кутырев А.И.....	186	Овчаренко Б.Д.	12
Кучеров Р.Н.....	90	Орлов А.В.....	146, 172, 188
Лаптинская П.К.	163, 166	Орлова Н.Н.	191
Ларина Н.А.....	75, 93	Оспанов А.Р.	183
Лихов В.В.	27	Павлик Т.И.	152
Лобанов А.И.....	30	Паращук Н.С.	100
Луныков А.А.	202	Пашинин И.В.	84
Любимовский С.О.	63, 169	Пеганов Е.А.	46
Макеева А.Р.	33	Персидская О.К.....	163, 166
Малахов Д.В.....	152	Победоносцев Р.В.	186
Малкерев Ю.А.....	172	Поздняков Д.О.....	137
Мамонов Д.Н.	55	Поминова Д.В.....	161, 174
Марисова М.П.	36	Пройдакова В.Ю.	112

Пупырев П.Д.	98	Тяжелов И.А.	96, 106, 112
Пушкарев А.В.	146, 191	У Мэнъюань.....	115
Разволяева Д.А.	131 , 152	Федорова И.А.	84
Раkitина А.С.	188	Филатов В.В.	115
Раков И.И.	8	Филатова С.А.	30, 33
Рожко М.В.	49	Филиппов Р.А.	186
Романишкин И.Д.	161, 174, 183	Хайрулин И.Р.	69
Романовский Я.О.	49	Харитонов П.Д.	52
Ромшин А.М.	18	Харлачёв Д.Е.	128, 140
Савин С.С.	84	Хорт Д.	186
Сафаргалиев Р.Ф.	103	Хрущалина С.А.	194, 197
Седов В.С.	96, 106 , 112	Худайберганов Т.А.	72
Седуш Н.Г.	169	Хуснутдинов Р.М.	126
Сидоров Д.Д.	202	Цветков В.С.	58
Сидорова Н.В.	109	Чебан М.Д.	55
Скирда А.М.	177, 191	Чекулаев И.С.	118
Смирнов И.В.	52	Черномырдин Н.В.	155
Смирнов И.Г.	186	Черных И.Н.	121
Смирнова Е.В.	134	Числов А.С.	124
Снигирёв Л.А.	134	Шайдулин А.Т.	199
Соколов А.С.	137	Шаропина И.А.	103
Соловченко А.	186	Шведченко А.А.	58
Субботкин А.О.	205	Шляпкина В.И.	197
Таратынова А.Д.	194	Шубин Я.Р.	134
Терещенко Д.П.	24	Щербаков К.А.	55
Тихановский А.Ю.	66	Юнусов М.Б.	126
Тихонов Е.В.	43	Юрлов И.А.	197
Трикшев А.И.	30	Яныкин Д.В.	186

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ



ИОФ РАН

Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Федеральный исследовательский центр
«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*

*Дизайн обложки М.Н. Маяковой
Художественный редактор А.А. Азроник
Редколлегия: Е.Э. Дунаева, М.Я. Гришин,
Д.В. Поминова, И.Д. Романишкин, С.А. Филатова
Технический редактор В.Е. Шукишин*

Свёрстано 28.08.2023

Подписано в печать 22.09.2023

Формат 60×90 ¹/₁₆. Усл. печ. л. 6,625.

Тираж 60 экз. Заказ № ПН-2023.

Отпечатано в ООО «Печатный салон Плоттер-Плюс»

г. Москва, тел.+7(495) 649-62-16

102@printdesign.ru

<http://printdesign.ru>

ISBN 978-5-905109-10-2



ISBN 978-5-905109-10-2



9 785905 109102