

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт имени П. Н. Лебедева
Российской академии наук

Тезисы докладов школы молодых ученых
**«Быстропротекающие электровзрывные,
электронные и электромагнитные
процессы в импульсной
электронике и оптоэлектронике»**

БШО-2023

21-23 ноября 2023 г.

ФИАН

Школа проводится при поддержке Российского Научного Фонда
Грант №19-79-30086

Москва

2023

Сборник тезисов устных и стендовых докладов молодых ученых, представленных на Школе молодых ученых «Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике» (БПИО-2023), проводившейся с 21 по 23 ноября 2023 года в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН (119991, г. Москва, Ленинский пр-т, 53).

Тематика докладов охватывает многие разделы современной физики: быстропротекающие оптические и электрические процессы, современную оптику и физические основы электроники, физику газового и вакуумного разряда, теплофизику плавления сверхтугоплавких веществ, люминесценцию конденсированных сред и ее применение для регистрации ионизирующего излучения, медицинские приложения физических процессов, физику и химию горения, электрический взрыв проводников, физику полупроводниковых наноструктур и др.

В школе приняли участие ведущие и молодые ученые из ФИАН им. П. Н. Лебедева, ОИВТ РАН, МГТУ им. Н. Э. Баумана, МФТИ (НИУ), ИПМ РАН им. М. В. Келдыша, РНЦ «Курчатовский институт», МГУ им. М. В. Ломоносова, ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, НИУ МИЭТ, РУДН, ФИЦ ПХФ и МХ РАН, а также других ведущих отечественных научных центров.

Школа проведена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 19-79-30086).

Содержание

<i>Расписание школы</i>	6
<i>Ю.П. Аносов, И.В. Заливако, И.А. Семерилов, А.С. Борисенко, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский, «Возбуждение радиочастотного перехода в ионе иттербия»</i>	10
<i>И.С. Байдин, А.В. Огинов, Е.В. Паркевич, А. И. Хирьянова, К.В.Шпаков, «Особенности генерации вспышек СВЧ излучения в начальной фазе высоковольтного лабораторного искрового разряда»</i>	11
<i>А.И. Баранов, И.А. Будаговский, А.С. Золотько, М.П. Смаев, А.Ю. Бобровский, «Формирование оптической оси в аморфном азополимере световыми пучками различных типов»</i>	12
<i>Я.К. Болотов, А.А. Родионов, К.В. Шпаков, И.С. Байдин, М.А. Медведев, Е.В. Паркевич, А.Г. Мозговой, А.В. Огинов, «Исследование пространственных и энергетических характеристик рентгеновского излучения мегавольтного разряда на установке ЭРГ при помощи комплекса сцинтилляционных диагностик»</i>	14
<i>А.С. Булава, А.М. Фролов, А.А. Васин, «Особенности исследования сверхтугоплавких карбидов и нитридов переходных металлов»</i>	17
<i>В.Р. Веснин, А.С. Скрябин, Ю.С. Лукина, «Получение биокерамических покрытий сложного состава методом микродугового оксидирования»</i>	21
<i>А.И. Волкова, В.В. Лагунов, В.Н. Очкин, «Исследование влияния эффекта Дике на нестационарный спектр поглощения»</i>	23
<i>Д.С. Дайбаге, И.А. Захарчук, А.В. Осадченко, А.С. Селюков, С.А. Амброзевич, М.Л. Скорилов, С.И. Михалева, С.Л. Семенова, Е.Е. Кувшинова, Р.Б. Васильев, «Колориметрия рекомбинационной фотолюминесценции наносвитков CdSe»</i>	27
<i>А.В. Бернацкий, И.И. Драганов, В.Н. Очкин, «Распределение электронных параметров плазмы в пространстве тлеющего разряда с полым катодом»</i>	29
<i>В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, Д.А. Папшкеев, И.И. Минаев, К.А. Савин, Г.Н. Ерошенко, А.В. Клековкин, «Получение ХВп структур на основе InSb методом молекулярно-лучевой эпитаксии»</i>	33
<i>Д.А. Зазымкина, С.И. Ченцов, Д.Ф. Аминев, В.С. Кривобок, «Нефелоксетический эффект для ионов Fe²⁺ в матрицах ZnSe и CdTe.»</i>	38
<i>И.А. Захарчук, А.С. Селюков, М.И. Данилкин, А.В. Осадченко, Д.С. Дайбаге, С.И. Михалева, С.Л. Семенова, Е.Е. Кувшинова, Б.И. Заднепровский, С.А. Амброзевич, «Использование цератов щелочноземельных металлов в качестве сцинтилляторов для регистрации ионизирующих излучений»</i>	42
<i>К.С. Кислов, А.А. Нариз, В.С. Лебедев, «Неадиабатические столкновительные процессы переноса заряда в плазме смесей инертных газов»</i>	43
<i>В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, Д.А. Папшкеев, И.И. Минаев, К.А. Савин, Г.Н. Ерошенко, А.В. Клековкин, А.Р. Дубовая, «Отработка эпитаксиального роста интерфейсов в полупроводниковых сверхрешетках InAs/GaSb»</i>	48
<i>С.Н. Андреев, А.В. Бернацкий, С.М. Климович, А.П. Шевелько, С.Н. Цхай, С.Ю. Савинов, «Спектр коротковолнового излучения разряда по поверхности феррита»</i>	53

<i>Я.С. Лебедева, М.П. Смаев, И.А. Будаговский, М.Е. Федянина, П.И. Лазаренко, «Вращение плоскости поляризации светового пучка при кристаллизации халькогенидных пленок Sb_2Se_3»</i>	55
<i>Д.О. Кузовков, М.П. Смаев, П.И. Лазаренко «Влияние прилегающих слоев на формирование периодических структур на поверхности аморфных пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ при фемтосекундном лазерном воздействии»</i>	57
<i>А.Н. Маресев, М.А.Шевченко, М.А. Карпов, А.Д. Кудрявцева, С.Ф. Уманская, Н.В. Чернега, «Наноплазмоника и фотонные кристаллы в задачах лазерной искровой эмиссионной спектроскопии»</i>	58
<i>А.А. Матрохин, М.А. Шевченко, С.Ф. Уманская, Н.В. Чернега, А.Д. Кудрявцева, «ВКР в условиях динамической обратной связи»</i>	60
<i>А.В. Мекшун, А.А. Нарци, «Расчёт электронных термов и спектральных характеристик валентно-связанного аниона CH_2CN^-»</i>	62
<i>И.И. Минаев, Д.В. Казанцев, А.В. Клековкин, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, «Ближнепольная оптическая микроскопия квантовых точек $InSb/GaSb$ полученных методом МЛЭ»</i>	64
<i>С.С. Моритака, В.С. Лебедев, «Поляризационные эффекты в ориентированных агрегатах красителей»</i>	67
<i>А.Д. Морошкина, В.В. Губернов, Е.В. Серещенко, В.В. Миславский, С.С. Минаев, А.А. Пономарева и В. Быков, «Измерение общей энергии активации метан-водородных смесей»</i>	70
<i>С.Н. Николаев, В.С. Кривобок, «Определение спектрального положения прямого края фундаментального поглощения в дисульфиде европия»</i>	72
<i>А.В. Осадченко, Д.С. Дайбаге, И.А. Захарчук, А.С. Селюков, С.А. Амброзович, С.И. Михалева, С.Л. Семенова, Е.Е. Кувшинова, А.В. Рыжов, Н.В. Певцов, Д.Н. Певцов, «Люминесценция новых координационных соединений европия с 4,4,4-трифтор-1-фенил-1,3-бутандионом»</i>	75
<i>П.А. Павлова, И.С. Байдин, К.С. Виноградова, А.В. Огинов, Е.В. Паркевич, А.А. Тарасенко, А.И. Хирьянова и К.В. Шпаков, «Высокоэффективный метод калибровки системы локализации точечных источников СВЧ излучения»</i>	77
<i>Е.В. Паркевич, А.И. Хирьянова, «Расширенные дифракционные картины в приложении к определению точного местоположения плазменного микрообъекта»</i>	79
<i>Д.С. Пасынкова, А.С. Скрябин, В.Д. Телех, А.В. Павлов, «Применение разряда магнитоплазменного компрессора для моделирования радиационного разрушения тонкопленочных зеркальных покрытий»</i>	80
<i>М.В. Белов, Ю.Д. Заварцев, М.В. Завертяев, А.И. Загуменный, В.А. Козлов, С.А. Кутовой, Н.В. Пестовский, С.Ю. Савинов, «Энергетические параметры фотолюминесценции кислородных вакансий кристалла и керамики Lu_2SiO_5»</i>	82
<i>М.В. Белов, Ю.Д. Заварцев, М.В. Завертяев, А.И. Загуменный, В.А. Козлов, С.А. Кутовой, Н.В. Пестовский, С.Ю. Савинов «Свойства импульсной катодолюминесценции кристалла Sc_2SiO_5»</i>	84

<i>А.А. Родионов, А.В. Агафонов, В.А. Рябов, К.В. Шпаков, И.С. Байдин, Я.К. Болотов, М.А. Медведев, Е.В. Паркевич, А.Г. Мозговой, А.В. Огинов, «Исследование жёстких излучений атмосферного мегавольтного разряда установки ЭРГ (ФИАН)»</i>	85
<i>А.В. Скрабатун, «Особенности комбинационного рассеяния в смесях легкой и тяжелой воды»</i>	88
<i>П.А. Смирнов, М.П. Смаев, П.И. Лазаренко, «Влияние распределения интенсивности пучков различной структуры на лазерно-индуцированную кристаллизацию тонких халькогенидных пленок $Ge_2Sb_2Te_5$»</i>	90
<i>А.Р. Смирнова, Е.Д. Казаков, С.И. Ткаченко, «Экспериментальное и численное исследования повреждения конструкционных материалов сильноточным электронным пучком»</i>	91
<i>И.Н. Тиликин, Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, А.В. Огинов, А.Р. Мингалеев, В.М. Романова, А.Е. Тер-Оганесян, «Взрывающиеся фольги с искусственной структурой как источник ультрафиолетового излучения»</i>	94
<i>С.Ф. Уманская, М.А. Шевченко, Н.В. Чернега, «Случайная лазерная генерация в суспензиях оксида цинка при фазовом переходе»</i>	96
<i>Н.Ю. Фролов, А.Ю. Клоков, А.И. Шарков, Р.А. Хмельницкий, «Гиперзвуковая микроскопия заглублённых графитизированных слоёв в алмазе»</i>	99
<i>В.С. Цхай, Оптимизация детекторов для монолитных ПЭТ при помощи нейронных сетей»</i>	101
<i>С.И. Ченцов, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, А.Ю. Клоков, И.И. Усманов, «In-situ наблюдение перестройки частичных дислокаций в CdTe под воздействием лазерных импульсов»</i>	104
<i>М.В. Шестаков, «Фотолюминесценция оксифторидных стекол, допированных серебряными нанокластерами и ионами диспрозия»</i>	105
<i>И.Н. Завестовская, А.С. Русецкий, А.В. Огинов, В.А. Рябов, В.В. Кочеров, А.Е. Шемяков, К.В. Шпаков, «Изучение спектра и потока альфа-частиц из борной мишени, облученной протонами, с помощью трековых детекторов CR-39 и компьютерной обработки»</i>	108

Расписание Школы

21 ноября 2023 года, вторник

08:30 – 18:00 Регистрация участников (Фойе Конференц-зала Главного здания ФИАН)

Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)

09:00 – 09:05 Академик Г.А. Месяц, Вступительное слово

09:05 – 10:25 С.Ю. Савинов, С.А. Пикуз, ФИАН, *«Источники коротковолнового когерентного излучения на основе сильноточных наносекундных разрядов»*

10:30 – 11:50 В.А. Козлов, Н.В. Пестовский, ФИАН, *«Динамика электронных возбуждений в широкозонных оксидных материалах»*

11:55 – 13:15 А.С. Золотько, ФИАН, *«Ориентационные нелинейнооптические эффекты в жидких кристаллах»*

13:15 – 14:15 Перерыв

Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)

14:15 – 15:35 Е.Н. Рагозин, ФИАН, *«Рентгенооптические элементы на основе интерференции, дифракции и рефракции»*

Доклады молодых ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)

15:40 – 16:00 А.С. Булава, А.М. Фролов, А.А. Васин, ОИВТ РАН, *«Особенности исследования сверхтупоугольных карбидов и нитридов переходных металлов»*

16:00 – 16:20 А.Р. Смирнова, С.И. Ткаченко, МФТИ (НИУ), *«Экспериментальное и численное исследование повреждения конструкционных материалов сильноточным электронным пучком»*

16:20 – 16:40 В.Р. Веснин, А.С. Скрябин, МГТУ им. Н.Э. Баумана, *«Получение биокерамических покрытий сложного состава методом микродугового оксидирования»*

16:40 – 17:00 Д.С. Пасынкова, А.С. Скрябин, В.Д. Телех, А.В. Павлов, МГТУ им. Н.Э. Баумана *«Применение разряда магнитоплазменного компрессора для моделирования радиационного разрушения тонкопленочных зеркальных покрытий»*

17:00 – 17:10 Перерыв

17:10 – 17:30 И.С. Байдин, А.В. Огинов, Е.В. Паркевич, А.И. Хирьянова и К.В. Шпаков, ФИАН, *«Особенности генерации вспышек СВЧ излучения в начальной фазе высоковольтного лабораторного искрового разряда»*

17:30 – 17:50 А.А. Родионов, К.В. Шпаков, И.С. Байдин, Я.К. Болотов, М.А. Медведев, Е.В. Паркевич, А.Г. Мозговой, А.В. Огинов, ФИАН, *«Исследование пространственных и энергетических характеристик рентгеновского излучения мегавольтного разряда на установке ЭРГ при помощи комплекса сцинтилляционных диагностик»*

17:50 – 18:10 А.А. Родионов, А.В. Агафонов, В.А. Рябов, К.В. Шпаков, И.С. Байдин, Я.К. Болотов, М.А. Медведев, Е.В. Паркевич, А.Г. Мозговой, А.В. Огинов, ФИАН, *«Исследование жёстких излучений атмосферного мегавольтного разряда установки ЭРГ»*

18:10 – 18:30 К.В. Шпаков, И.Н. Завестовская, А.С. Русецкий, А.В. Огинов, В.А. Рябов, В.В. Кочеров, А.Е. Шемяков, ФИАН, *«Изучение спектра и потока альфа-частиц из борной мишени облученной протонами с помощью трековых детекторов CR-39 и компьютерной обработки»*

18:30 – 18:50 В.В. Лагунов, В.Н. Очкин, А.И. Волкова, ФИАН, *«Исследование влияния эффекта Дике на нестационарный спектр поглощения»*

18:50 – 19:00 Перерыв

19:00 – 19:20 С.М. Климович, А.В. Бернацкий, С.Н. Андреев, А.П. Шевелько, С.Н. Цхай, С.Ю. Савинов, ФИАН, МФТИ (НИУ), ФИАН, *«Спектр коротковолнового излучения разряда по поверхности феррита»*

19:20 – 19:40 А.В. Бернацкий, И.И. Драганов, Н.А. Дятко, И.В. Кочетов, В.Н. Очкин, МФТИ (НИУ), ФИАН, *«Распределение электронных параметров плазмы тлеющего разряда с полым катодом в объёме разряда»*

19:40 – 20:00 П.А. Павлова, И.С. Байдин, К.С. Виноградова, А.В. Огинов, Е.В. Паркевич, А.А. Тарасенко, А.И. Хирьянова и К.В. Шпаков, РУДН, ФИАН, *«Высокоэффективный метод калибровки системы локализации точечных источников СВЧ излучения»*

20:00 – 20:20 А.И. Баранов, И.А. Будаговский, А.С. Золотько, А.А. Кузнецов, М.П. Смаев, А.Ю. Бобровский, НИУ МИЭТ, ФИАН, *«Формирование оптической оси в аморфных азополимерах световыми пучками различных типов»*

20:20 – 20:40 П.А. Смирнов, М.П. Смаев, И.А. Будаговский, М.Е. Федянина, В.Б. Глухенькая, А.В. Ромашкин, П.И. Лазаренко, С.А. Козюхин, НИУ МИЭТ, ФИАН, *«Влияние распределения интенсивности пучков различной структуры на лазерно-индуцированную кристаллизацию тонких халькогенидных пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ »*

22 ноября 2023 года, среда

Лекции ведущих ученых (Конференц-зал Главного здания ФИАН)

09:00 – 10:20 А.И. Савватимский, ФИАН, ОИВТ, *«Импульсный нагрев электрическим током в исследованиях материалов при высоких температурах и давлениях»*

10:25 – 11:45 В.В. Губернов, ФИАН, *«О роли низкотемпературных реакций в динамике свободно распространяющихся и стабилизированных фронтов горения»*

11:50 – 13:10 В.П. Шевелько, И.Ю. Толстихина, ФИАН «Динамика зарядового состояния ионного пучка при взаимодействии с мишенью»

13:10 – 14:10 Перерыв

Лекции ведущих ученых (Конференц-зал Главного здания ФИАН)

14:10 – 15:30 В.С. Лебедев, ФИАН «Оптика плазмонных и плазмон-экситонных наночастиц»

15:35 – 16:55 Н.В. Чернега, ФИАН «Вынужденное низкочастотное комбинационное рассеяние света в задачах управления параметрами лазерного излучения»

Доклады молодых ученых (Конференц-зал Главного здания ФИАН)

17:00 – 17:20 А.А. Матрохин, ФИАН, «ВКР в условиях динамической обратной связи»

17:20 – 17:40 А.Н. Маресев, ФИАН, «Наноплазмоника и фотонные кристаллы в задачах лазерной искровой эмиссионной спектроскопии»

17:40 – 18:00 С.Ф. Уманская, ФИАН, «Случайная лазерная генерация в суспензиях оксида цинка при фазовом переходе»

18:00 – 18:20 А.Д. Морошкина, В.В. Губернов, Е.В. Серещенко, В.В. Миславский, С.С. Минаев, А.А. Пономарева и В. Быков, МФТИ (НИУ), ФИАН, «Измерение общей энергии активации метан-водородных смесей»

18:20 – 18:30 Перерыв

18:30 – 18:50 А.В. Скрабатун, ФИАН, «КР спектроскопия в смесях тяжелой и легкой воды»

18:50 – 19:10 К.С. Кислов, А.А. Нарич, В.С. Лебедев, ФИАН, «Неадиабатические столкновительные процессы переноса заряда в плазме смесей инертных газов»

19:10 – 19:30 С.С. Моритака, В.С. Лебедев, МФТИ (НИУ), ФИАН, «Поляризационные эффекты в ориентированных агрегатах красителей»

19:30 – 19:50 А.В. Мекшун, А.А. Нарич, А.Д. Кондорский, В.С. Лебедев, МФТИ (НИУ), ФИАН, «Структура и спектральные характеристики аниона цианометила»

23 ноября 2023 года, четверг

Лекции ведущих ученых (Конференц-зал Главного здания ФИАН)

09:00 – 10:20 Л.В. Селезнев, ФИАН «Самофокусировка и филаментация фемтосекундных лазерных импульсов»

10:25 – 11:45 Д.В. Казанцев, ФИАН «Оптическая безапертурная микроскопия ближнего поля»

11:50 – 13:10 А.Ю. Кунцевич, ФИАН «Сверхпроводимость в 2D материалах»

13:10 – 14:10 Перерыв

Лекции ведущих ученых (Конференц-зал Главного здания ФИАН)

14:10 – 15:30 В.С. Кривобок, ФИАН «Оптическая спектроскопия примесно-дефектных состояний в современных полупроводниковых материалах»

Доклады молодых ученых (Конференц-зал Главного здания ФИАН)

15:30 – 15:50 Д.А. Зазымкина, ФИАН, «Нефелоксетический эффект для ионов Fe^{2+} в матрицах $ZnSe$ и $CdTe$ »

15:50 – 16:10 Г.Н. Ерощенко, ФИАН, «Получение ХВн структур на основе $InSb$ методом молекулярно-лучевой эпитаксии»

16:10 – 17:30 Н.Ю. Фролов, ФИАН, «Гиперзвуковая микроскопия заглублённых графитизированных слоёв в алмазе»

17:30 – 17:50 И.И. Минаев, ФИАН, «Структурные и оптические свойства квантовых точек $InSb/GaSb$ полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии»

17:50 – 18:10 А.В. Клековкин, ФИАН, «Получение короткопериодных сверхрешеток $InAs/GaSb$ методом молекулярно-пучковой эпитаксии»

Постерная сессия (Колонный зал Главного здания ФИАН)

18:10 – 19:00 Постерные доклады

19:00 – 19:10 Закрытие Школы

Возбуждение радиочастотного перехода в ионе иттербия.

Ю.П. Аносов, И.В. Заливако, И.А. Семериков, А.С. Борисенко,

К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Российский Квантовый Центр

В настоящее время многие научные группы занимаются созданием квантовых компьютеров, основанных на различных технологиях. В основе любого квантового компьютера лежит регистр кубитов – единичных носителей квантовой информации, двухуровневых систем. Естественно, в состав квантового компьютера входит интерфейс взаимодействия с кубитами, необходимый для проведения логических операций и считывания информации. «Хорошим» считается такой кубит, который удовлетворяет критериям Ди Винченцо[1]:

- 1) Кубиты должны быть хорошо описаны, система таких кубитов должна быть масштабируема
- 2) Необходима возможность легко поместить все кубиты системы в «нулевое» состояние
- 3) Время когерентности системы должно быть много больше времени проведения единичной операции над кубитом
- 4) Возможность реализации необходимых для квантовых вычислений логических операций
- 5) Возможность считывания состояния кубита

Наряду со многими другими технологиям, методы создания кубитов на ионах позволяют добиться выполнения большей части вышеупомянутых критериев, хотя на данный момент технологии не позволяют получить систему более чем с несколькими десятками ионных кубитов. В качестве кубита берутся два различных электронных уровня в ионе. Установка чаще всего состоит из вакуумной камеры, расположенных в ней ловушки Пауля, атомной пушки, лазеров, камеры или фотоэлектронного умножителя, и СВЧ антенны. Пушка служит источником ионов, благодаря ловушке их можно с хорошей точностью локализовать и выстроить в одномерный кристалл. Охлаждение ионного кристалла выполняется на широком дипольно-разрешённом переходе. Квантовые операции выполняются на узком переходе, при помощи лазеров или СВЧ излучения – в зависимости от частоты перехода между уровнями «0» и «1». Считывание же информации основано на эффекте флуоресценции ионов: камера, или же фотоэлектронный умножитель, считывает состояние кубита, подсвечиваемого лазером.

Радиочастотный переход представляет особый интерес в силу того, что грамотно проведенный эксперимент позволяет получить очень большие по меркам других используемых переходов время когерентности – порядка часа [2].

Текущими задачами, поставленными в нашей работе, являются сборка и наладка установки, позволяющей выполнять манипуляции с РЧ переходом в ионе иттербия, а так же получить систему с большим временем когерентности.

Литература

1. DiVincenzo, D.P. (2000), The Physical Implementation of Quantum Computation. Fortschr. Phys.
2. Wang, P., Luan, CY., Qiao, M. et al. Single ion qubit with estimated coherence time exceeding one hour. Nat Commun 12, 233 (2021)

Особенности генерации вспышек СВЧ излучения в начальной фазе высоковольтного лабораторного искрового разряда

И.С. Байдин, А.В. Огинов, Е.В. Паркевич, А. И. Хирьянова, К.В.Шпаков

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Создаваемое лабораторными и атмосферными разрядами радиоизлучение является очень интересным явлением, изучаемым многими исследовательскими группами по всему миру. Будучи вызвано интенсивными процессами плазмообразования, радиоизлучение содержит информацию о структуре разряда и может быть использовано в режиме реального времени для мониторинга событий, связанных с молниями, а также для оценки характеристик разряда внутри грозовых облаков. В ходе исследования мы разработали алгоритм поиска точек сигналов СВЧ-излучения, используемых для решения задачи локализации. Алгоритм основан на углубленном анализе спектральных и временных характеристик сигналов СВЧ-излучения при множественных событиях. Мы разработали систему радиорегистрации на основе четырех СШП-антенн и протестировали ее с использованием компактного генератора микроволн, созданного специально для этой задачи. Показано, что источники СВЧ-излучения локализуются с сантиметровой точностью в протяженных разрядах. Описана характерная динамика развития разряда и его временная корреляция с СВЧ-излучениями. Установлено, что интенсивное СВЧ-излучение генерируется в течение нескольких сотен наносекунд на стадии формирования разряда перед пробоем, длящегося около 1 мкс. Накопленная нами статистика показывает, что начало СВЧ-

излучения совпадает со стадиями разряда, когда встречные потоки, исходящие от заземленного электрода, направляются к высоковольтному электроду (при отрицательной полярности приложенного высоковольтного импульса)

Используя разработанные методы для получения данных о спектральных и временных характеристиках сигналов СВЧ-излучения, продемонстрировано, что регистрируемые СВЧ-излучения состоят из множества одиночных всплесков, длительность которых сопоставима или меньше 1 нс, которые следуют друг за другом с характерной задержкой, меньшей в среднем менее 1 нс. Наблюдаемые СВЧ-излучения характеризуются частотами в пределах 1-6 ГГц, при этом характерная мощность всплесков уменьшается с 1 до 6 ГГц. Показано, что со статистической точки зрения подавляющее большинство источников сосредоточено в приэлектродных областях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 23-19-00524).

Литература

1. Parkevich E. V. et al, Phys. Rev. E, 105, L053201 (2022).
2. Parkevich E. V. et al, Phys. Rev. E, 106, 045210 (2022).
3. Baidin I. S. et al, Bull. Lebedev Phys. Inst. 48, 349–352 (2021).
4. Parkevich E. V. et al. Physical Review E, 108, 025201 (2023).
5. Байдин И.С., Огинов А.В., Паркевич Е.В. ЖТФ Т. 91, Вып.12, с. 1910-1915 (2021)

Формирование оптической оси в аморфном азополимере световыми пучками различных типов

А.И. Баранов^{1,2}, И.А. Будаговский¹, А.С. Золотко¹, М.П. Смаев¹, А.Ю. Бобровский³

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

²Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Зеленоград

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

В данной работе исследовано воздействие световых пучков различного типа и поляризации на пленки аморфного гребнеобразного полимера PMDCN4 [1], помещенные между стеклянными подложками. Температура стеклования полимера $T_g = 74^\circ\text{C}$, эксперименты проводили при комнатной температуре.

Под действием светового излучения можно формировать двулучепреломляющие структуры, которые являются эффективными фазовыми конверторами для оптического

излучения при толщинах пленки в несколько микрон. В данной работе мы рассматриваем формирование светоиндуцированной оптической оси под действием лазерного излучения различного модового состава (TEM_{00} и TEM_{01}) в пленках аморфного полимера PMDCN4 [1] и исследуем эффект самовоздействия света в этом материале.

При облучении полимера линейно-поляризованным светом изотропный материал становится оптически отрицательной анизотропной средой с осью, направленной вдоль вектора поляризации света ($\Delta n \sim 0.1-0.3$). Установлено, что наведенная оптическая анизотропия пропорциональна дозе облучения в диапазоне используемых мощностей (от 30 мкВт до десятков мВт) и экспозиций (от 2 мс до минут).

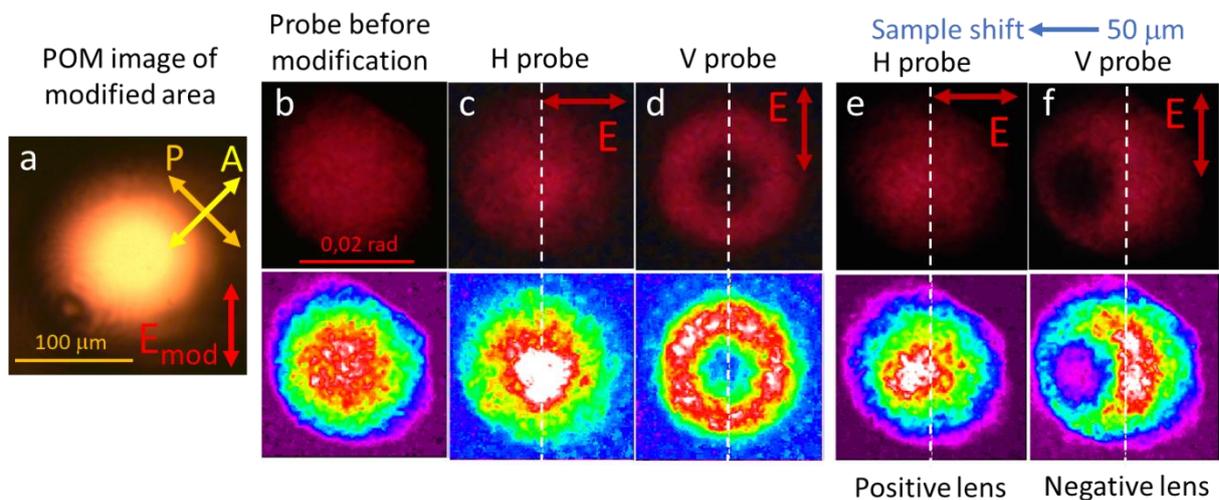


Рис. 1. (a) POM изображение модифицированной области PMDCN4 (толщиной 20 мкм) вертикально поляризованным пучком моды TEM_{00} ($P = 17$ мВт, $\lambda = 650$ нм, $\tau = 50$ с), (b-f) профили интенсивности пучка в дальней зоне (верхний ряд) и их цветокарты (нижний ряд) для линейно поляризованного зондирующего пучка моды TEM_{00} ($P = 70$ мкВт, $\lambda = 650$ нм): (b) начальный зондирующий пучок, до модификации; (c,d) вертикальное и горизонтальное направление поляризации зондирующего пучка; (e) обнаружение знака методом сдвига для случая ортогонально (относительно поляризации пучка накачки) поляризованного зондирующего пучка иллюстрирует положительное δn ; (f) параллельно поляризованный зондирующий пучок подтверждает отрицательное δn .

Проходя через область, предварительно модифицированную вертикально поляризованным гауссовским пучком TEM_{00} (Рис. 1а), зондирующий пучок (Рис. 1b) горизонтальной поляризации сжимается (Рис. 1с). Это указывает на эффект самофокусировки и положительный знак наведенного показателя преломления δn . Трансформация абберационной картины при сдвиге образца (рис. 1е) подтверждает этот вывод. Для вертикально поляризованного зондирующего пучка расходимость

увеличивается и наблюдается одно абберационное кольцо (рис. 1d), которое может быть следствием как отрицательного, так и положительного δn . Сдвиг образца в этом случае показывает отрицательное значение δn_e (Рис. 1f). Из вышеизложенного следует, что воздействие линейно поляризованного света приводит к отрицательной оптической анизотропии.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00427, <https://rscf.ru/project/23-22-00427/>.

Литература

- [1] A. Bobrovsky, V. Shibaev, M. Gigl, V. Hamplova, V. Novotná *Journal of Polymer Science, Part B: Polymer Physics* **57** 1337 (2019).
- [2] И.А. Будаговский, А.С. Золотько, А.А. Кузнецов, М.П. Смаев, С.А. Швецов, А.Ю. Бобровский *Краткие сообщения по физике ФИАН* № 5 36 (2020).

Исследование пространственных и энергетических характеристик рентгеновского излучения мегавольтного разряда на установке ЭРГ при помощи комплекса скинтилляционных диагностик

Я. К. Болотов^{1,2}, А. А. Родионов¹, К. В. Шпаков¹, И. С. Байдин¹, М. А. Медведев¹,
Е. В. Паркевич¹, А. Г. Мозговой¹, А. В. Огинов¹

¹Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

В настоящее время активно продолжают исследования импульсного лабораторного разряда при атмосферных условиях [3,4], в том числе на установке ЭРГ [1,2,5-9]. Неизвестным остаётся механизм разрядов такого типа. Исследование таких разрядов в лабораторных условиях позволяет получить новую информацию, необходимую для понимания процессов, протекающих в природных молниях.

В работе выполнена пространственная локализация источника излучения. На Рис. 1 представлена схема измерений. Исследована определенная конфигурация электродов: «обратно-конический катод с остриём -сетчатый анод», дающая максимальное по сравнению с иными количество регистрируемых вспышек рентгеновского излучения. Было впервые измерено распределение энергетических параметров рентгеновского и гамма-излучения при пробое вдоль разрядной оси. Пространственное разрешение

измерения- 10-12 см., время нарастания фронта приложенного напряжения - около 220 нс, максимальное напряжение- 1,2 МВ, длина разрядного промежутка – 60,5 см. Энергия квантов излучения оценена с помощью свинцовых фильтров ступенчатого ослабления.

Установлено, что в областях, прилежащих к аноду наблюдается наибольшая интенсивность испускаемого излучения. В прикатодной области излучение существенно менее интенсивно. Минимальная энергия амплитудных спектров излучения из прианодной зоны примерно в 3 раза выше, чем в прикатодной зоне. В межэлектродном пространстве излучение в разы (3-8 раз) меньше, чем в прианодной зоне.

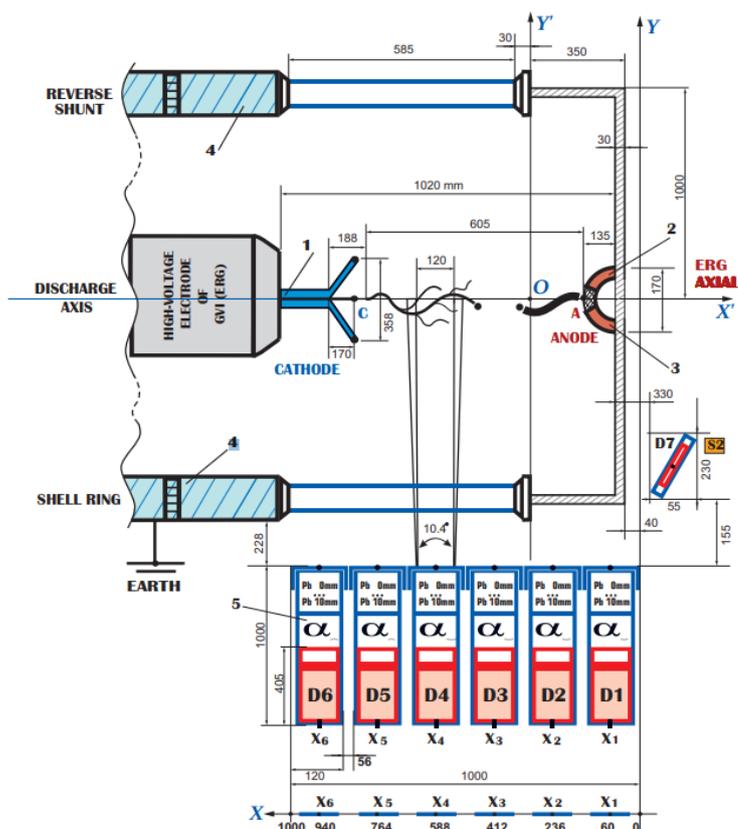


Рис.1 Схема экспериментальной установки.

Из полученных результатов следует вывод, что прианодная область является главным источником ионизирующего излучения, что согласуется с предполагаемым механизмом его излучения, связанным с торможением быстрых (релятивистских электронов). Энергия самого жесткого зарегистрированного кванта рентгеновского излучения не превышает 400 кэВ. Предполагается, что тормозное излучение ионов и электронов может являться причиной наблюдаемой в работе генерации рентгеновского излучения. Торможение может быть вызвано как бомбардировкой поверхностей электродов, так и другими механизмами. Обнаруженное явление будет изучаться в

последующих работах.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант №23-19-00524).

Литература

1. Родионов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов Я.К., Медведев М.А., Паркевич Е.В., Мозговой А.Г., Огинов А.В. Исследование областей генерации жестких ионизирующих излучений в атмосферном разряде //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 116. – №. 4. – С. 225-232. DOI: 10.31857/S1234567822160066.
2. Родионов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов Я.К., Медведев М.А., Паркевич Е.В., Мозговой А.Г., Огинов А.В. Временные параметры ионизирующего излучения анодной и катодной локализации в мегавольтном атмосферном разряде //Краткие сообщения по физике Физического института им. ПН Лебедева Российской Академии Наук. – 2022. – Т. 49. – №. 7. – С. 38-49. DOI: 10.3103/S1068335622070077.
3. J. R. Dwyer et al., Observation of a gamma-ray flash at ground level in association with a cloud-to-ground lightning return stroke, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2012, Vol. 117, No. A10.
4. Kochkin P., Köhn C., Ebert U. & Van Deursen L. Analyzing x-ray emissions from meter-scale negative discharges in ambient air //Plasma Sources Science and Technology. – 2016. – Т. 25. – №. 4. – С. 044002.
5. A.V. Agafonov, V. A. Bogachenkov, A. P. Chubenko, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, A. S. Rusetskiy, V. A. Ryabov, A. L. Shepetov, K. V. Shpakov Observation of hard radiations in a laboratory atmospheric high-voltage discharge, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 50 (2017) 165202 (9pp).
6. A.V. Agafonov, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, V. A. Ryabov and K. V. Shpakov. Anisotropy in hard bremsstrahlung from a high-voltage laboratory simulation of an atmospheric discharge //Plasma Sources Science and Technology. – 2019. – Т. 28. – №. 9. – С. 095014.
7. Parkevich E.V., Shpakov K.V., Baidin I.S., Rodionov A.A., Khirianova A.I., Khirianov T.F. & Oginov A.V. Streamer formation processes trigger intense x-ray and high-frequency radio emissions in a high-voltage discharge //Physical Review E. – 2022. – Т. 105. – №. 5. – С. L053201.

8. Parkevich E.V., Khirianova A.I., Khirianov T.F., Baidin I.S., Shpakov K.V., Rodionov A.A. & Oginov A.V. Electromagnetic emissions in the MHz and GHz frequency ranges driven by the streamer formation processes //Physical Review E. – 2022. – Т. 106. – №. 4. – С. 045210.
9. Rodionov A.A., Oginov A.V., Shpakov K.V. Photomultiplier-Based Scintillation Radiation Detectors of Increased Sensitivity and Time Resolution for Measurements under Conditions of High Electromagnetic Interference //Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2018. – Т. 82. – №. 4. – С. 404-408.

**Особенности исследования сверхтугоплавких карбидов и нитридов
переходных металлов.**

А.С.Булава^{1,2}, А.М.Фролов², А.А.Васин²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²Объединенный Институт Высоких температур РАН

Сверхтугоплавкие керамики (УНТС) – класс материалов, имеющих температуру плавления свыше 3000К. Вещества данного класса являются перспективными как для аэрокосмической отрасли [1], так и в ядерной энергетике [2], что обусловлено, прежде всего, способностью выдерживать высокие тепловые нагрузки. Особый интерес в виду своих рекордных температур плавления могут представлять нитриды и карбиды переходных металлов: гафния, циркония, тантала и т.д. Однако применение этих веществ невозможно из-за отсутствия данных об их теплофизических свойствах, в частности, об их излучательной способности и температуре плавления. Эти данные необходимы для моделирования поведения материала при высокоэнергетических воздействиях.

Наиболее подходящий метод исследования этих характеристик – многоканальная спектропирометрия [3][4]. В простейших случаях, зависимость излучательной способности ε от длины волны λ на исследуемом участке можно задать некоторой функцией с несколькими параметрами, например, линейной зависимостью при фиксированной температуре $\varepsilon(\lambda)=a+b*\lambda$. То метод сводится к решению системы уравнений:

$$\begin{cases} I(\lambda_1) = \varepsilon(\lambda_1, T) * P(\lambda_1, T) \\ I(\lambda_2) = \varepsilon(\lambda_2, T) * P(\lambda_2, T) \\ \dots \\ I(\lambda_N) = \varepsilon(\lambda_N, T) * P(\lambda_N, T) \end{cases}$$

В результате решения этой системы уравнений можно найти истинную температуру материала в заданный момент времени, а также излучательную способность его поверхности во всём исследуемом диапазоне длин волн. Пример аппроксимации спектров таким методом приведен на рис. 1.

С другой стороны, сложностью является определение момента перехода точки солидуса в сверхтугоплавкой системы. Так, заметные особенности на термограмме при исследовании ряда карбидов отсутствуют, поэтому требуется использовать дополнительные оптические методы диагностики состояния поверхности.

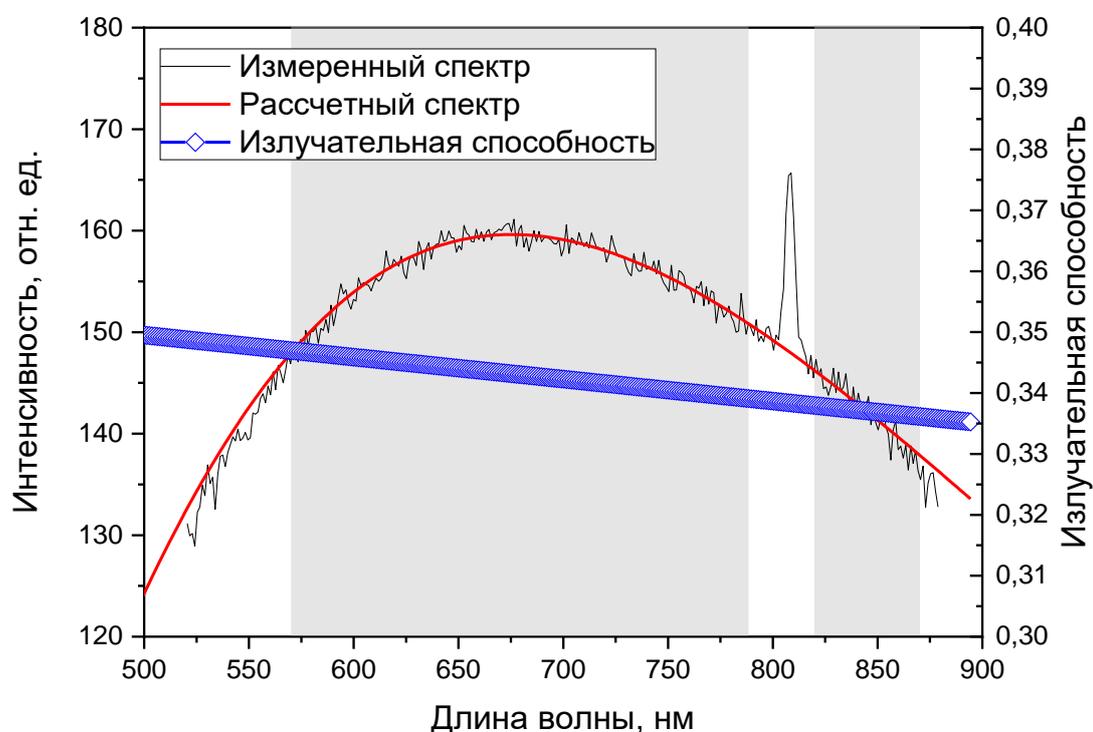


Рис. 1 – Спектр теплового излучения, линейное приближение излучательной способности: серым выделены области, использованные для аппроксимации

Для объективной диагностики перехода точки солидуса предлагается метод, отслеживающий образование подвижных областей на поверхности образца. На основе высокоскоростной видеосъемки создается график функции, характеризующий изменение монохромного изображения от кадра к кадру. Алгоритм обработки видеоряда состоит из следующих шагов:

1. На изображении вручную выбирается область поверхности, совпадающая с пятном визирования спектропирометра. Дальнейшие шаги рассматривают только часть

изображения, попадающую в выбранную область

2. Для всех кадров, начиная со второго, вычисляется разность интенсивностей соответствующих пикселей рассматриваемого кадра и предшествующего ему.

3. Для каждого кадра, начиная со второго, вычисляется среднеквадратичное значение равностей из шага 2. Далее в тексте эта величина называется среднеквадратичной производной или среднеквадратичной разностью.

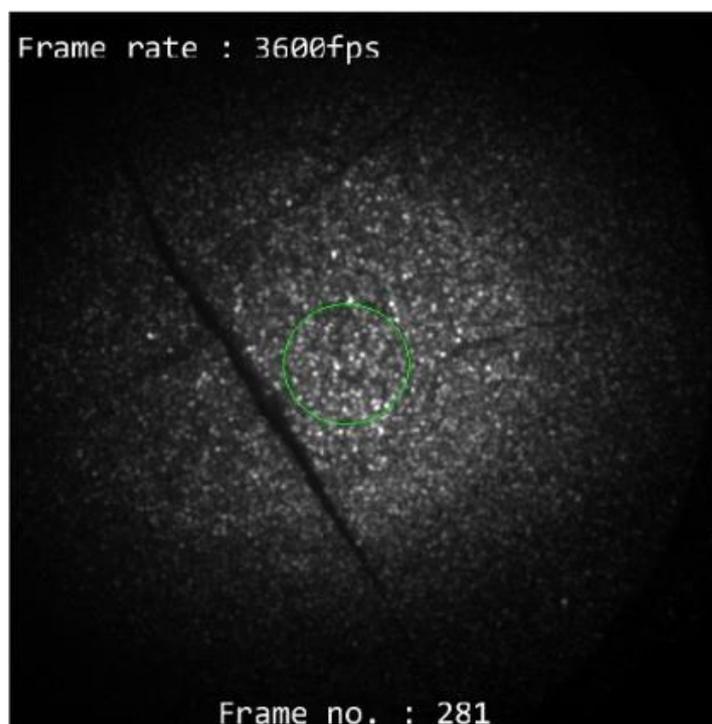


Рис. 2 – Кадр видеосъемки образца Ta-Zr-Hf-Nb-C и область обработки

Применение данные методов позволило с высокой точностью описать условия плавления системы смешанного карбида ZrC-TaC, а также высокоэнтропийного карбида Ta-Zr-Hf-Nb-C.

Что касается нитридов металлов, то использование метода многопараметрической подгонки для них сильно затрудняется сложной зависимостью излучательной способности от длины волны в исследуемом диапазоне. Для решения этой проблемы предлагается дополнительно измерять отношения коэффициентов отражения на двух длинах волн – k . Данное соотношение позволяет составить новую систему уравнений, из которой можно было бы вычислить истинную температуру образца и его излучательную способность:

$$\begin{cases} I(\lambda_1) = (1 - k * (1 - \varepsilon(\lambda_2, T))) * P(\lambda_1, T) \\ I(\lambda_2) = \varepsilon(\lambda_2, T) * P(\lambda_2, T) \end{cases}$$

Метод был апробирован на образцах молибдена, при этом зависимость нормальной излучательной способности от температуры, определенные при помощи метода, с хорошей точностью совпали с рекомендованными в [5].

Применение данного метода позволило описать поведение излучательной способности HfN в диапазоне температур 2800-4000К на длине волны 650нм, а также определить его температуру конгруэнтного плавления.

Литература

1. Tyler J. Harrington, Joshua Gild, Pranab Sarker, Cormac Toher, Christina M. Rost, Olivia F. Dippo, Cameron McElfresh, Kevin Kaufmann, Eduardo Marin, Lucas Borowski, Patrick E. Hopkins, Jian Luo, Stefano Curtarolo, Donald W. Brenner, Kenneth S. Vecchio, Phase stability and mechanical properties of novel high entropy transition metal carbides, *Acta Materialia*, Volume 166, 2019, Pages 271-280, ISSN 1359-6454
2. Yutai Katoh, Gokul Vasudevamurthy, Takashi Nozawa, Lance L. Snead, Properties of zirconium carbide for nuclear fuel applications, *Journal of Nuclear Materials*, Volume 441, Issues 1–3, 2013, Pages 718-742, ISSN 0022-3115
3. Bgasheva T, Falyakhov T, Petukhov S, Sheindlin M, Vasin A, Vervikishko P. Laser-pulse melting of calcium oxide and some peculiarities of its high-temperature behavior. *J Am Ceram Soc.* 2021;00:117
4. Sheindlin M, Ronchi C, Heinz W. Recent advances in highspeed polychromatic pyrometry. In: *Proceedings of 9th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Science and Industry*. Budapest: IMEKO;2004.
5. Латыев Л.Н., Излучательные свойства твёрдых материалов [текст]/Латыев Л.Н., Петров В.А., Чеховской В.Я., Шестаков Е.Н. – М: Энергия, 1974 – 470 с.

Получение биокерамических покрытий сложного состава методом микродугового оксидирования.

В. Р. Веснин¹, А. С. Скрябин¹, Ю. С. Лукина²

¹ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

² Национальный медицинский исследовательский центр травматологии и ортопедии им. Н.Н. Приорова

В настоящее время актуальным является продолжение исследований в области высокотехнологичных хирургических имплантов [1]. Покрытия на современных имплантах должны препятствовать резорбции окружающей кости и возникновению инфекционных процессов [2]. Сложность биологических процессов на интерфейсе «кость/имплант с функциональным биоактивным покрытием» требуют продолжения глубокого изучения явлений, стимулирующих интеграцию, включая исследование материаловедческих аспектов, проведение *in vivo* оценок [3].

Реализовано получение оксидных покрытий, допированных фосфатами кальция, с помощью микродугового оксидирования (МДО) с добавкой нанодисперсного порошка гидроксиапатита ГАп на стандартных хирургических мембранах (ООО «Эндокарбон») из ВТ1-00 и пластинах из ВТ1-0. Концентрация КОН составляла порядка $\approx 0,5$ г/л при добавке ГАп ≈ 15 г/л. Площади обрабатываемых образцов составляли $3 \times 4,9$ см² для мембран и $0,6 \times 1,5$ см² для пластин. Максимальная плотность тока, оцененная по его амплитуде, составляла от $\approx 0,95$ до $4,82$ А/см². Характерное значение токовых импульсов в подложки составляло от 45000 до 87000 в различных случаях.

Рентгенофазовый анализ покрытия выполнен на дифрактометре Дрон – 3 М (излучение $\text{CuK}\alpha$, $\lambda = 1.54247$ Å) в диапазоне 2θ от 20 до 65°. с шагом 0.02°. Расшифровка рентгеновских спектров выполнена с использованием дифрактометрической базы COD. Рентгеновский флуорисцентный анализ получен с помощью Bruker M4 Tornado. Механические свойства изучались на скрэтч-тестере Nanovea.

Изучалась тканевая реакция на имплантацию металлических сеток при моделировании дефекта теменных костей черепа. В опытной группе имплантировали металлические сетки МДО+ГАп, в контрольной группе использовались сетки без напыления. Длительность наблюдения – 3 месяца. Образцы фиксировали в нейтральном формалине, декальцинировали, удаляли сетку из вырезанного фрагмента, обезвоживали в изопропанолу, заливали в парафин, получали срезы толщиной 4 микрона, окрашивали

гематоксилин-эозином. Изучали при светлопольной и фазово-контрастной микроскопиях в микроскопе Leica DM 4000 B LED с камерой Leica DFC 7000 T.

В контрольной группе на месте удаленной сетки были видны остатки соединительнотканной капсулы и фрагменты мозговой оболочки (с остатками шовного материала). Капсула обладала рыхлой структурой и состояла из продольно расположенных коллагеновых волокон и редких фибробластов между ними, с минимальным количеством сосудов и незначительной лимфо-макрофагальной инфильтрацией. Краевые участки кости на границе дефекта регенерировали, в этих участках выявлялась молодая кость с большим количеством остеоцитов. На границе с молодой костью наблюдались дистрофия и перестройка старой кости.

Таким образом, были произведены и изучены образцы титановых мембран с оксидными покрытиями, допированные фосфатами кальция, с помощью МДО с добавкой ГАп. Тканевая реакция на имплантацию металлических сеток в область дефекта теменных костей черепа была слабой, т.е. материал был не токсичным и обладал хорошей биосовместимостью. Вокруг сеток формировались зрелые соединительнотканые капсулы, в которых васкуляризация и воспалительная инфильтрация были минимальными, а также наблюдалась костная регенерация по краям дефекта. Следует отметить, что обработка сеток МДО + ГАп оказывала положительный эффект с формированием более тонких и зрелых соединительнотканых капсул и более выраженной костной регенерацией по сравнению с контролем.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-79-10190, <https://rscf.ru/project/20-79-10190>.

Литература

1. Sarraf, M., Rezvani Ghomi, E., Alipour, S., Ramakrishna, S. & Liana Sukiman, N. A state-of-the-art review of the fabrication and characteristics of titanium and its alloys for biomedical applications. *Bio-des. Manuf.* **5**, 371–395 (2022).
2. Ratha, I., Datta, P., Balla, V. K., Nandi, S. K. & Kundu, B. Effect of doping in hydroxyapatite as coating material on biomedical implants by plasma spraying method: A review. *Ceramics International* **47**, 4426–4445 (2021).

3. Skriabin, A. S. et al. Titanium Membranes with Hydroxyapatite/Titania Bioactive Ceramic Coatings: Characterization and In Vivo Biocompatibility Testing. ACS Omega 7, 47880–47891 (2022).

Исследование влияния эффекта Дике на нестационарный спектр поглощения

А. И. Волкова, В. В. Лагунов, В. Н. Очкин

Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

В последние годы для диагностики малых концентраций частиц в газах активно развиваются количественные методы диодной лазерной спектроскопии поглощения высокого разрешения. Они находят широкое применение в медицинской диагностике, детектировании взрывчатых веществ и т.д.

В работе [1] был предложен метод решения важного практического вопроса об измерениях концентрации поглощающего вещества в условиях нестационарного спектра. Во время записи спектра поглощения высокого разрешения путем сканирования частоты излучения для формирования контура требуется такое время, чтобы стационарное состояние успело установиться. Для контура Доплера это формирование распределения частиц по скоростям за время T_D . При столкновениях или спонтанном распаде формирование контура определяется еще двумя временами: временем T_1 установления стационарного отношения заселенностей уровней (продольная релаксация) и временем T_2 нарушения фазы колебаний дипольных моментов (поперечная релаксация), если она была задана падающим излучением. При регистрации спектра поглощения за времена больше T_D , T_1 и T_2 , фиксируется стационарная, статическая форма линии. Если делать это быстрее, следует ожидать проявления нестационарных явлений, что приводит к значительным искажениям спектра поглощения.

Решение данной проблемы найдено с помощью восстановления стационарного спектра по крылу линии поглощения, которое отражает начальный этап взаимодействия зондирующего излучения со средой. В рамках этой процедуры контур аппроксимировался профилем Фойхта, предусматривающим учет влияния насыщения и конечности времени взаимодействия света с отдельной частицей. Было показано, что по наблюдаемому искаженному контуру можно восстановить невозмущенный статический контур и правильно измерить концентрацию молекул.

При такой процедуре восстановления статического контура Фойхта по его

наблюдаемому крылу коррекции вводятся только к лоренцевской части, а доплеровская составляющая остается неизменной и определяется температурой; подразумевалось, что тепловое движение в свободном пространстве не влияет на параметры когерентности. Последнее заслуживает более детального обсуждения ввиду известного для стационарных спектров эффекта Дике [2].

Данная работа является продолжением и дополнением работы [1] в части присутствия эффекта Дике в нестационарных спектрах. Акцент делался на восстановлении стационарных спектров и возможности количественных измерений концентраций поглощающих частиц при учете сужения доплеровских контуров спектральных линий. Первые результаты изложены в работе [3].

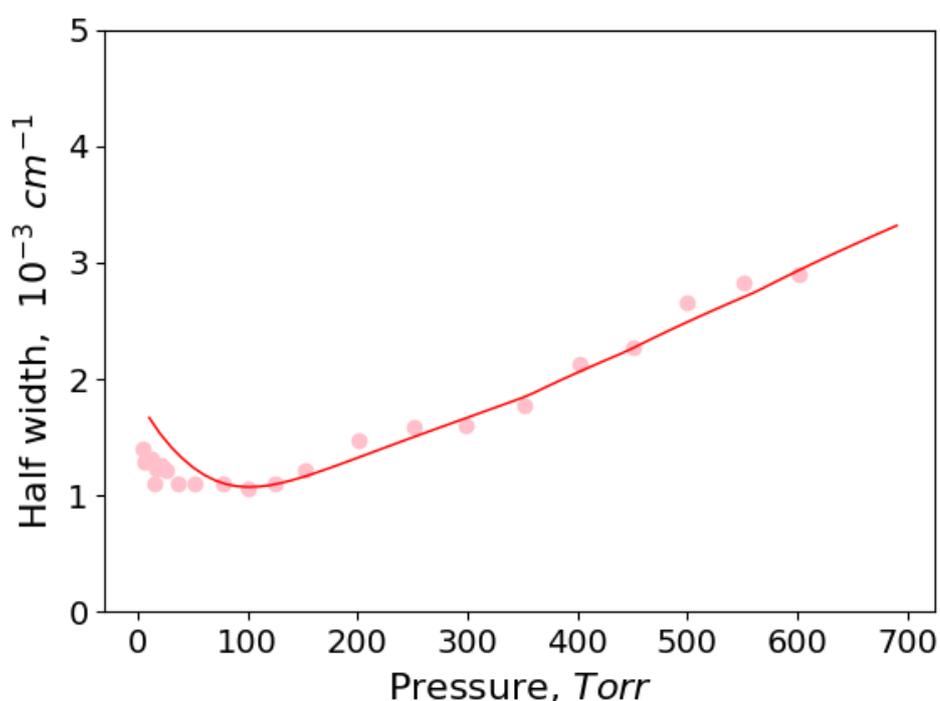


Рис.1. Полуширина на полувысоте линии H_2O в зависимости от давления буферного газа Ar. Давление паров воды 2,5 Торр. Маркеры – эксперимент [6], линия – расчет по модели Хартман-Трана.

Поскольку в эксперименте выявить соотношение вкладов механизмов Доплера, Лоренца и Дике в формировании контура линии в целом затруднительно, было проведено их отдельное и совместное моделирование. Так как профиль Фойхта не учитывает механизм Дике, необходимо обратиться к другим моделям, например, Раутиана-Собельмана [4] или Хартмана-Трана [5]. На рис.1 показаны данные эксперимента [6] (оцифрован графический материал) и расчет по модели Хартмана-

Трана в виде зависимости ширины $\Delta\nu$ контура линии $\nu_0=1276.63 \text{ см}^{-1}$ при давлении паров воды 2,5 Торр от давления буферного инертного газа Ar. Видно, что учет сужения Дике важен для правильного описания экспериментальных данных. Расхождение зависимостей в области малых давлений связано не с недостатками модели Хартмана-Трана, а с нестационарностью спектра.

На рис.2 приведен пример линии молекулы воды 1276.63 см^{-1} при давлении пара 2,38 Торр с добавлением 99,3 Торр неона Ne, соответствующий минимальной ширине контура из-за сужения Дике. При восстановлении контура вычислялась свертка аппаратной функции с функциями Хартмана-Трана и Фойхта с использованием высокочастотного крыла экспериментальной линии по уровню поглощения до 30% от его максимума. Близость восстановленных контуров объясняется большой шириной аппаратной функции, сопоставимой с доплеровской шириной, эффект Дике оказывается замаскированным. Также продемонстрированы виды профилей Фойхта и Хартмана-Трана до свертки с аппаратной функцией.

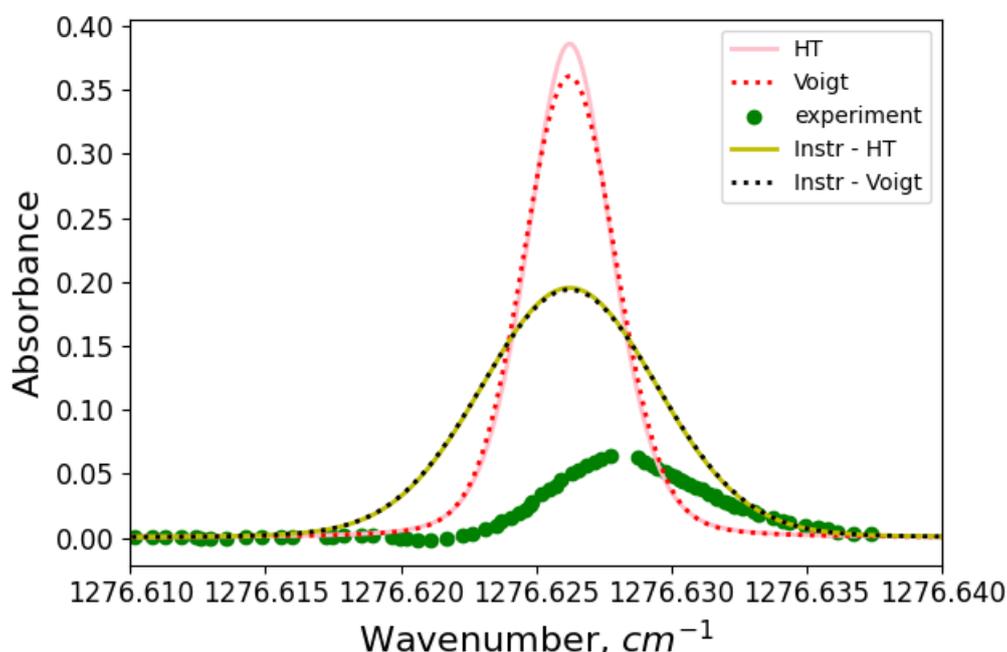


Рис. 2. Наблюдаемый контур линии $1276,6262 \text{ см}^{-1}$ воды (маркеры [6]), восстановленная свертка контура в модели Хартмана-Трана с аппаратной функцией по высокочастотному крылу и профиль Хартмана-Трана (сплошные линии). Штриховыми линиями показаны результат восстановления для контура Фойхта со сверткой и сам профиль Фойхта.

Результаты прямых расчетов по различным моделям приводят к одинаковой площади контуров. Это означает, что использование интегрального метода поглощения позволяет измерять концентрации частиц по стационарному контуру независимо от того, в результате действия каких механизмов формируется спектр. В случае измерений концентраций по поглощению на выделенной частоте контура и получения температуры требуется применение более усовершенствованной модели; пренебрежение эффектом Дике приводит к ошибке до 8% по концентрации и до 4% по температуре.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда, проект № 19-12-00310.

Литература:

- 1) Volkova, A.I., Lagunov, V.V. & Ochkin, V.N. Particle Concentration Measurements during Fast Recording of Absorption Spectra. *Phys. Wave Phen.* 31, 1–14 (2023). <https://doi.org/10.3103/S1541308X23010089>
- 2) R.H. Dicke. The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines. *Phys. Rev.* 89(2),472 (1953). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.89.472>
- 3) Lagunov, V.V., Ochkin, V.N. & Volkova, A.I., Dicke narrowing during fast recording of high-resolution absorption spectra using frequency-tunable laser. *Phys. Wave Phen.* 31, №5, 312-319 (2023); DOI: 10.3103/S1541308X23050060
- 4) С. Г. Раутиан, И. И. Собельман, Влияние столкновений на доплеровское уширение спектральных линий, УФН, том 90, номер 2, 209–236 (1966).
- 5) H. Tran, N. H. Ngo, J.-M. Hartmann. Efficient computation of some speed-dependent isolated line profiles. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 129, 199 (2013). Erratum: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 134, 104 (2014); <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.06.015>
- 6) N. Tassinato, G. Duxbury, N. Langford, and K. G. Hay. An investigation of collisional processes in a Dicke narrowed transition of water vapor in the 7.8 μm spectral region by frequency down-chirped quantum cascade laser spectroscopy. *J. Chem. Phys.* 132, 044316 (2010). <https://doi.org/10.1063/1.3299263>

Колориметрия рекомбинационной фотолюминесценции наносвитков CdSe

Д.С. Дайбаге^{1,2,3}, И.А. Захарчук¹, А.В. Осадченко¹, А.С. Селюков^{1,4}, С.А. Амброзевич¹,

М.Л. Скориков¹, С.И. Михалева³, С.Л. Семенова⁴, Е.Е. Кувшинова⁴, Р.Б. Васильев⁵

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

²Московский политехнический университет

³Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

⁴Всероссийский институт научной и технической информации РАН

⁵Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

В последние годы заметно активизировались исследования, направленные на создание источников коротковолнового излучения, которое может оказывать положительное влияние на процесс фотосинтеза растений [1, 2]. Источниками коротковолнового излучения могут служить нанокристаллы различной морфологии [3]. Для получения более коротковолновых источников света, например, источников фиолетового излучения, необходимо уменьшить размер нанокристаллов. В данной работе представлены исследования оптических свойств скрученных ультратонких планарных нанокристаллов селенида кадмия.

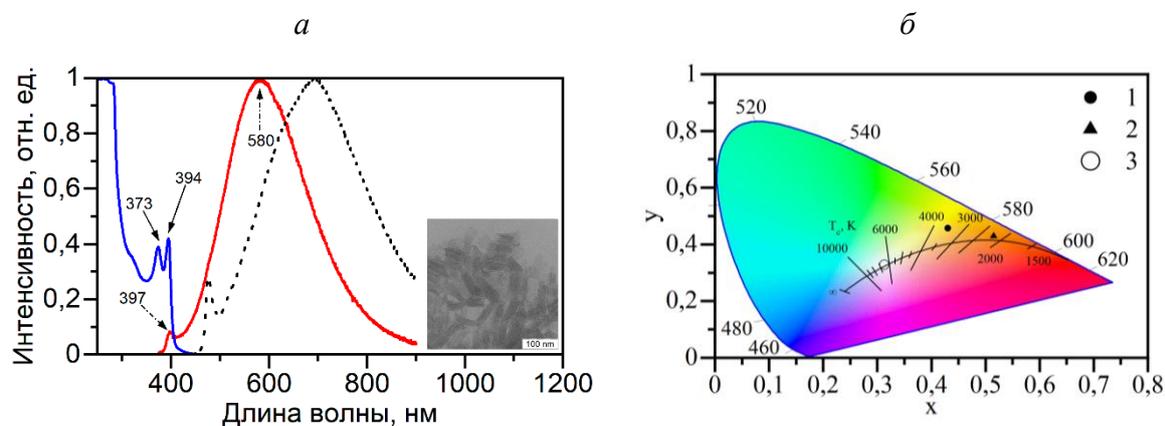


Рис. 1. Спектр поглощения (синяя кривая), спектр фотолюминесценции (ФЛ) ультратонких наносвитков CdSe (красная кривая), спектр ФЛ толстых (1,2 нм) наносвитков CdSe (черная кривая) [5]; на вставке – ПЭМ-изображение исследуемых наносвитков (а). Хроматическая диаграмма: 1 – ФЛ исследуемых наносвитков CdSe; 2 – ФЛ более толстых наносвитков CdSe из [5]; 3 – источник белого света CIE D65; Сплошная линия – линия цветности абсолютно черного тела (кривая Планка); T_c [K] – коррелированная цветовая температура (б)

В спектре оптической плотности (рис. 1 а, синяя кривая) нанокристаллов CdSe наблюдаются две экситонные особенности на длинах волн 373 нм и 394 нм, которые

обусловлены переходами между подзонами легких и тяжелых дырок в валентной зоне и зоной проводимости. Толщина наносвитков была рассчитана с помощью эмпирической зависимости, представленной в [4], и составила порядка 0,77 нм.

Фотолюминесценция ультратонких наноструктур (рис. 1 а, красная кривая) обусловлена как межзонными переходами (397 нм), так и переходами с участием дефектных уровней (580 нм). Смещение спектра фотолюминесценции исследуемых наносвитков относительно спектра ФЛ более толстых скрученных нанопластин селенида кадмия (рис. 1 а, черная кривая) обусловлено проявлением квантово-размерного эффекта.

Для наглядной интерпретации полученных результатов на хроматической диаграмме (рис. 1 б) по спектрам фотолюминесценции наносвитков CdSe были определены колориметрические характеристики (табл. 1): (x, y) – цветовые координаты, p – чистота цвета, T_c – коррелированная цветовая температура. Из хроматической диаграммы видно, что исследуемые наносвитки находятся в желто-оранжевой области хроматической диаграммы. Коррелированная цветовая температура T_c составила 3506 К, что соответствует теплomu белому свету.

Табл. 1. Колориметрические характеристики фотолюминесценции в пространстве CIE 1931. Вещество 1 – исследуемые ультратонкие наносвитки, вещество 2 – более толстые скрученные планарные нанокристаллы

Вещество	x	y	$p, \%$	T_c, K
1	0,43	0,46	68,9	3506
2 [5]	0,52	0,43	84,6	2202

Литература

1. Y. Hori et al, *Planta*. Vol. 234, p 321 (2011).
2. K. Kim et al, *Journal of Plant Pathology and Microbiology*. Vol. 4, (2013).
3. А.С. Селюков и др., *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. Т. 147, с 687 (2015).
4. S. Christodoulou et al, *Nano letters*. Vol. 18, p 6248 (2018).
5. Р. Б. Васильев и др., *Квантовая электроника*. Т. 45, с 853 (2015).

Распределение электронных параметров плазмы в пространстве тлеющего разряда с полым катодом.

А. В. Бернацкий^{1,**} И. И. Драганов^{1,2,*}, В. Н. Очкин¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Россия, Москва, Ленинский проспект

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701, Россия, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

e-mail: * draganov.i@phystech.edu, ** bernatskiyav@lebedev.ru.

В связи с проблемой контроля свойств пристеночной плазмы мощных реакторов в последние годы активно изучается тлеющий разряд, поддерживаемый полым катодом [1 – 5]. В этих работах, в частности, методом одиночного зонда Ленгмюра в межэлектродной области определялись параметры электронной компоненты плазмы (концентрация электронов N_e , потенциал плазмы, средняя энергия) и функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). Использовались катод в форме параллелепипеда $100 \times 50 \times 10 \text{ мм}^3$ с открытой стороной (срезом) $100 \times 10 \text{ мм}^2$, обращенной к сетчатому аноду размером также $100 \times 10 \text{ мм}^2$. Для различных плазмообразующих газовых смесей было показано, что ФРЭЭ и N_e в разных областях плазмы различаются. Измерения в [1 - 4] проводились поочередно на нескольких зондах при их фиксированном положении между катодом и анодом. Представляет интерес вопрос о распределении параметров плазмы во всем объеме разрядного промежутка и их возможных изменений во времени. С этой целью была создана новая уникальная система позиционирования зондов в объеме разряда, которая позволяет перемещать сборку из нескольких зондов по всему разряду [6]. Новая система позволяет получать трехмерные картины распределения параметров электронов. В настоящей работе используется сборка из трех зондов и предусмотрено, что запись сигналов от них производится одновременно, при этом все зонды периодически подвергались очистке.

Исследования проводились на установке «Течь» при рабочем давлении гелия 3 мбар. Установка описана в работах [1 – 5]. Для управления положением зондов Ленгмюра (открытая часть диаметром 60 мкм и длиной 2 мм) и анода внутри вакуумной камеры установки была установлена система из 4-х подвижек с шаговыми моторами (Рис. 1). Шаг каждой подвижки составлял 1 мм. Контроль за перемещением зондов и

электрода проводился согласованно с управлением сигналом формирования ВАХ зондовой цепи и ее обработкой с помощью созданного ПО. Три подвижки отвечали за перемещение зондов в трех направлениях (X,Y,Z) в объеме (150x120x30) мм³ соответственно. Еще одна подвижка изменяла межэлектродное расстояние, перемещая сетчатый анод по отношению к катоду вдоль оси X в диапазоне 3 - 150 мм.

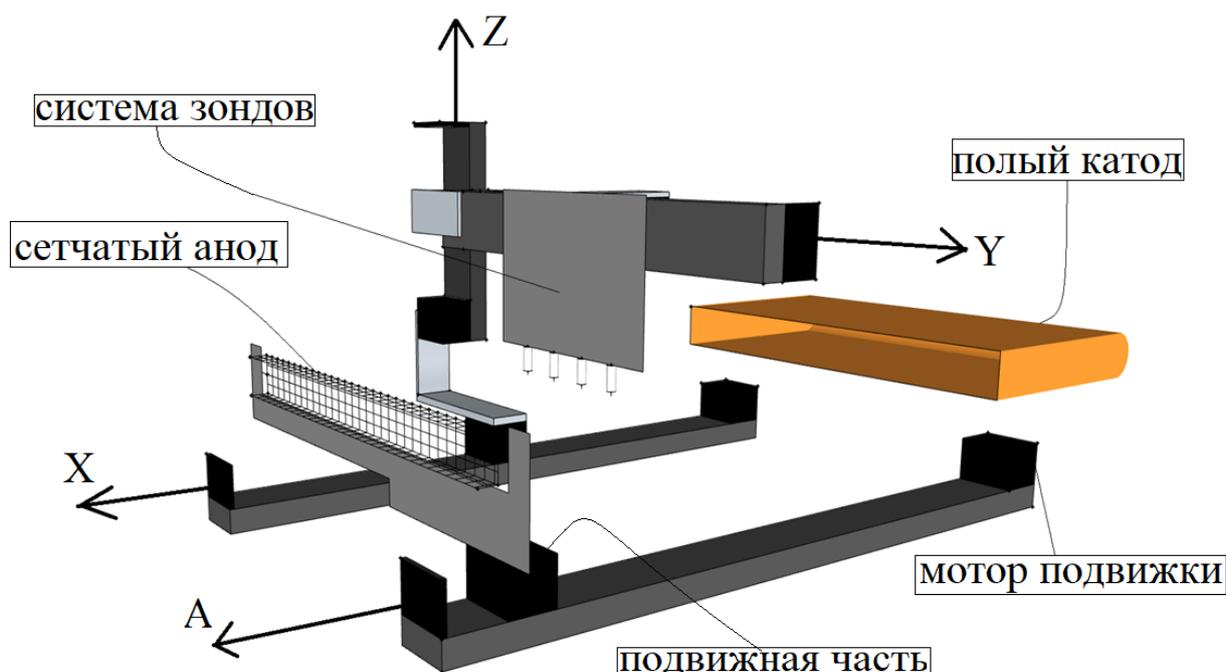


Рис. 1. Схема дистанционного позиционирования зондов в разряде.

В результате измерений было получено пространственное распределение параметров плазмы во всей области ее существования. Примеры двумерных распределений концентрации электронов в двух различных плоскостях: (XY) при фиксированном $Z = 0$ и (XZ) при $Y = 0$ показаны на рис. 2. Ноль системы координат – геометрический центр открытой стороны полого катода. Полученные данные демонстрируют выход плазмы за геометрическую апертуру разряда ($X=[0,30]$; $Y=[-50,50]$, $Z=[-5,5]$). Пространственное распределение концентрации электронов в разряде симметрично относительно оси разряда. Наблюдается линейный спад N_e по мере удаления от катода. Одно из возможных объяснений – поглощение электронов анодом [7].

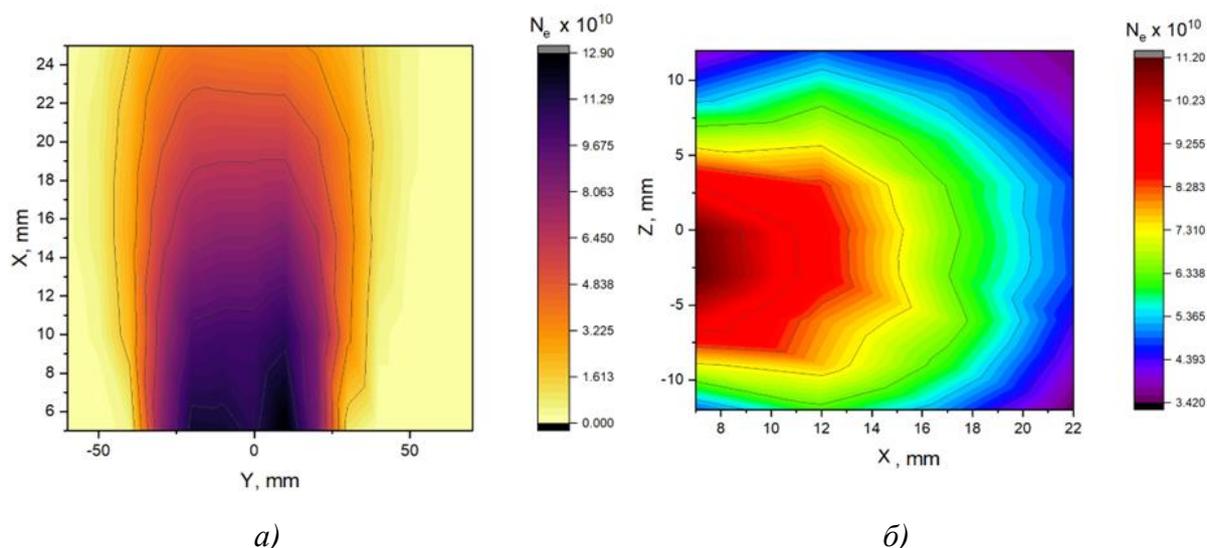


Рис. 2. Пространственные распределения концентрации электронов в разряде с апертурой $X = [0,30]$; $Y = [-50,50]$, $Z = [-5,5]$. а) в плоскости (XY) при $Z = 0$; б) в плоскости (XZ) при $Y = 0$

Проанализировано поведение ФРЭЭ по мере удаления от источника электронов (полого катода). Показана релаксация средней энергии электронов за счет различных процессов гибели электронов, происходящих в плазме разряда. Данные результаты подтверждают механизмы трансформации параметров плазмы в пространстве, предложенные в работах [2 – 4]

Распределение потенциалов плазмы представлено на рисунке 3. Измерения проведены как в области между катодом и анодом $X = [2-28]$ мм, так и за анодом $X = [38-60]$ мм.

Наблюдалось наличие локализованной объемной светящейся области в виде полусферы на аноде (анодное пятно). Изучены особенности поведения потенциала плазмы в области, прилегающей к пятну. Из рисунка видно, что поведение потенциала плазмы в области анодного пятна кардинально отличается от темной области на аноде. Стоит ожидать, что электрическое поле тоже будет неравномерным в разных областях разряда.

Заключая, можно сказать, что создана уникальная система зондовой диагностики плазмы разряда с полым катодом в свободном пространстве. В системе реализуется 3D позиционирование сборки зондов Ленгмюра, что обеспечивает пространственное разрешение ~ 1 мм³. Наблюдаемые структуры плазмы демонстрируют ряд новых для физики газового разряда особенностей, нуждающихся в теоретической интерпретации.

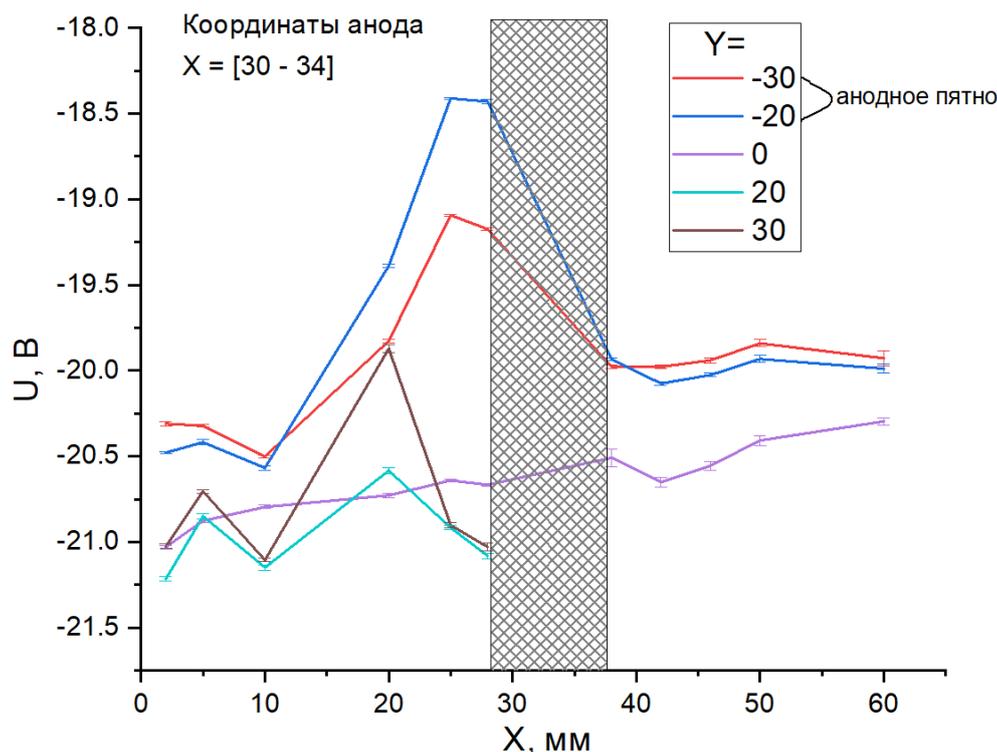


Рис. 3. Поведение потенциала плазмы вдоль оси X при разных Y (см. рис.1). В заштрихованной области измерения не проводились, кривые внутри нее - аппроксимация.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда, проект № 19-12-00310.

Литература

1. Andreev SN, Bernatskiy AV, Ochkin VN (2020) Vacuum 180:109616. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109616>
2. Andreev SN, Bernatskiy AV, Ochkin VN (2021) Plasma Chem Plasma Process 41:659–672. <https://doi.org/10.1007/s11090-020-10137-4>
3. Andreev SN, Bernatskiy AV, Draganov I, Kochetov IV, Ochkin VN (2022) Plasma Phys Rep 48:1273–1287. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22601043>
4. Andreev SN, Bernatskiy AV, Draganov I, Kochetov IV, Ochkin VN (2023) High Temp Mater Process Int Q High-Technol Plasma Process 27:71–80. <https://doi.org/10.1615/HighTempMatProc.2022046504>
5. Andreev SN, Bernatskiy AV, Ochkin VN (2022) Vacuum 206:111514. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111514>
6. Bernatskiy AV, Draganov II, Dyatko NA, Kochetov IV, Ochkin VN (2023) Plasma

Chemistry and Plasma Processing. <https://doi.org/10.1007/s11090-023-10378-z>

7. Andreev SN, Bernatskiy AV, Dyatko NA, Kochetov IV, Ochkin VN (2023) Plasma Physics

Reports. 49:1031-1037. <https://doi.org/10.1134/S1063780X23600846>

Получение XВп структур на основе InSb методом молекулярно-лучевой эпитаксии

В.С. Кривобок^{1,2}, С.Н. Николаев¹, Д.А. Пашкеев¹, И.И. Минаев¹, К.А. Савин¹,

Г.Н. Ерошенко¹, А.В. Клековкин¹

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

² АО «НПО «Орион», Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

В настоящий момент антимоноид индия активно применяется для инфракрасных фотодетекторов, которые активно используются в медицине, астрономии, мониторинге атмосферы, а также в приборах двойного назначения. Данный узкозонный полупроводник группы A_3B_5 в качестве материала для изготовления фотоприемных устройств (ФПУ) среднего ИК-диапазона (MWIR) предпочтителен из-за устойчивости к химическим и термическим воздействиям. Ширина запрещенной зоны составляет $E_g = 0,17$ эВ при $T = 300$ К и $E_g = 0,22$ эВ при $T = 80$ К.

Негативным влияющим фактором на работу детектора является темновой ток, который возникает в результате теплового возбуждения носителей заряда через запрещенную зону полупроводника [1]. Наибольший вклад в суммарный темновой ток вносят ток диффузии в квазинейтральных областях и ток генерации-рекомбинации (G-R) через уровни Шокли-Рида-Холла (ШРХ) в области пространственного заряда, причем при низких температурах преобладает именно составляющая темнового тока за счет генерации-рекомбинации, а при высоких температурах - диффузионная составляющая. Диффузионный ток связан с генерацией носителей заряда в поглощающем слое и их диффузией. Для понижения темнового тока и, соответственно, достижения высокой чувствительности используют охлаждение до криогенных температур, что увеличивает вес, стоимость и энергопотребление. Для подавления темнового тока используют, так называемую, XВп-архитектуру с униполярным барьером [2, 3]. В этом случае основную роль в понижении всех составляющих темнового тока играет широкозонный барьер. При низких температурах барьерная структура позволяет подавить ток генерации-рекомбинации, с другой стороны, при высоких температурах барьер блокирует поток

основных носителей заряда уменьшая диффузионную составляющую темнового тока, при этом не блокируя поток не основных носителей.

В данной работе реализована XВп структура на основе InSb с высоким структурным совершенством состоящая из: 1) гомоэпитаксии слоя InSb на подложке InSb (100), 2) барьерного слоя $Al_{0,2}In_{0,8}Sb$ 3) закрывающего слоя InSb. Процесс роста контролировался при помощи дифракции быстрых электронов *in situ*. Отдельное внимание было уделено исследованию каждого этапа роста, которое включало атомно-силовую микроскопию (АСМ) поверхности и рентгеноструктурные исследования. Результаты исследования позволили подобрать оптимальные параметры для роста XВп структуры.

Предварительно перед ростом буферного слоя подложку InSb подготавливают, очищая ее от оксидного слоя. Термическая подготовка сложна из-за того, что температура для схождения оксидного слоя близка к температуре плавления InSb. Поэтому подготовка производится химическим травлением подложек в растворе HCl-IPA. Первым этапом роста является предварительный отжиг подложки при давлении порядка 10^{-8} - 10^{-9} Торр, при температуре 300 °С в течение 60 минут для того, чтобы убрать остатки раствора, атмосферных газовых соединений и др. и подготовить поверхность для дальнейшего роста структуры. Далее применялся нагрев до температуры 370 °С, поверхность подложки при этом находилась в потоке Sb в течение 30 минут. Такая тщательная подготовка поверхности перед ростом буферного слоя отражается на качестве последующего роста InSb.

Рост 1 мкм гомоэпитаксиального буферного слоя InSb на отожжённой и подготовленной химическим травлением подложке проходил при температуре равной 350 °С; поддерживалось оптимальное соотношение потоков V/III групп равное 5 (поток Sb – $1 \cdot 10^{-6}$ Торр, поток In – $2 \cdot 10^{-7}$ Торр). Ниже на рисунке 1 представлены типичная морфология поверхности, полученная с помощью АСМ, и рентгеновская кривая качания для буферного слоя InSb.

Полученное изображение с помощью атомного силового микроскопа имеет среднюю шероховатость 111.2 пм, а среднеквадратичная шероховатость поверхности составляет 141.6 пм, что говорит о гладкости поверхности и благоприятно для дальнейшего роста на нем барьерного InAlSb слоя. Стоит отметить, что на кривой качания, полученной на рентгеновском дифрактометре, присутствуют видимые пики, соответствующие подложке и буферному слою. В последнем регистрируется наличие

As в связи присутствием As-ого источника в ростовой камере и диффузии мышьяка в InSb. Концентрация As не превышает 1%, что не существенно для приборных приложений.

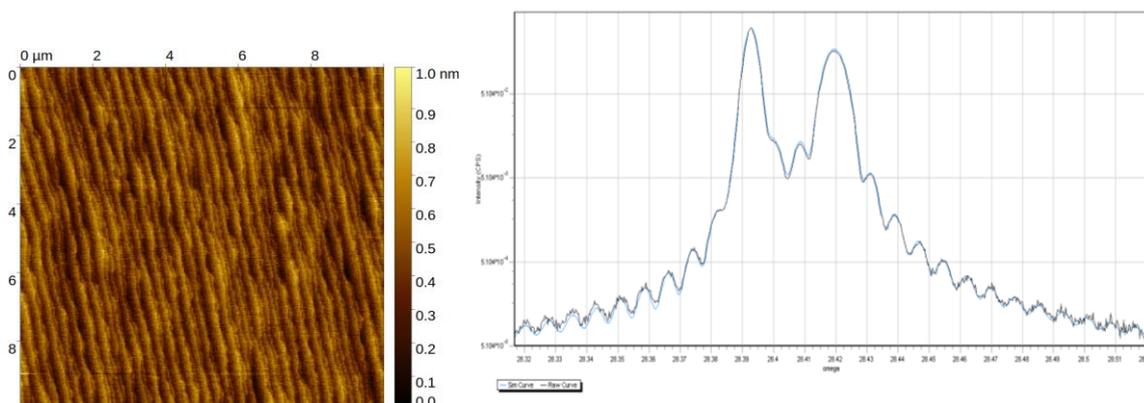


Рис. 1 – Характерная морфология поверхности и рентгеновская кривая качания для буферного слоя InSb

Следующий этап роста ХВп структуры — это рост 70 нм барьерного $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ слоя. Температура так же составляла 370 °С, соотношение потоков V/III составлял ~6,6 (поток Sb – $1,4 \cdot 10^{-6}$ Торр, поток In – $2 \cdot 10^{-7}$ Торр, поток Al – $8 \cdot 10^{-9}$ Торр). На рисунке 2 показано АМС изображение барьерного слоя при $x=0,2$.

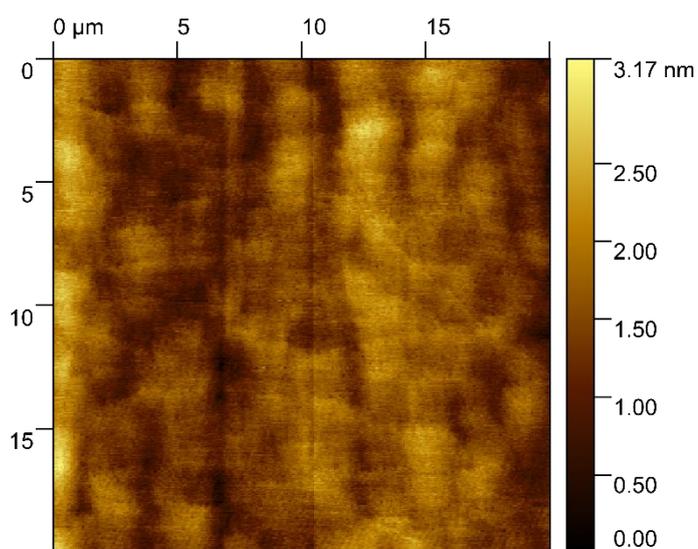


Рис. 2 – АМС изображение барьерного слоя $\text{Al}_{0,2}\text{In}_{0,8}\text{Sb}$

В полученных барьерных слоях, по сравнению с буферными слоями, из-за рассогласования решеток и роста напряжения появляются дефекты в виде полос. Уменьшение содержания Al приводит к минимизации поверхностных дефектов. Наиболее благоприятными условиями для роста слоев InAlSb на подложке InSb является содержание Al в барьерном слое не более 10%. Однако такой барьер является недостаточным для блокирования основных носителей при температуре ~ 100К. По этой причине были подобраны параметры для роста слоя $Al_{0,2}In_{0,8}Sb$. Лучший полученный результат характеризовался средней шероховатостью 327 пм и среднеквадратичной шероховатостью 407 пм.

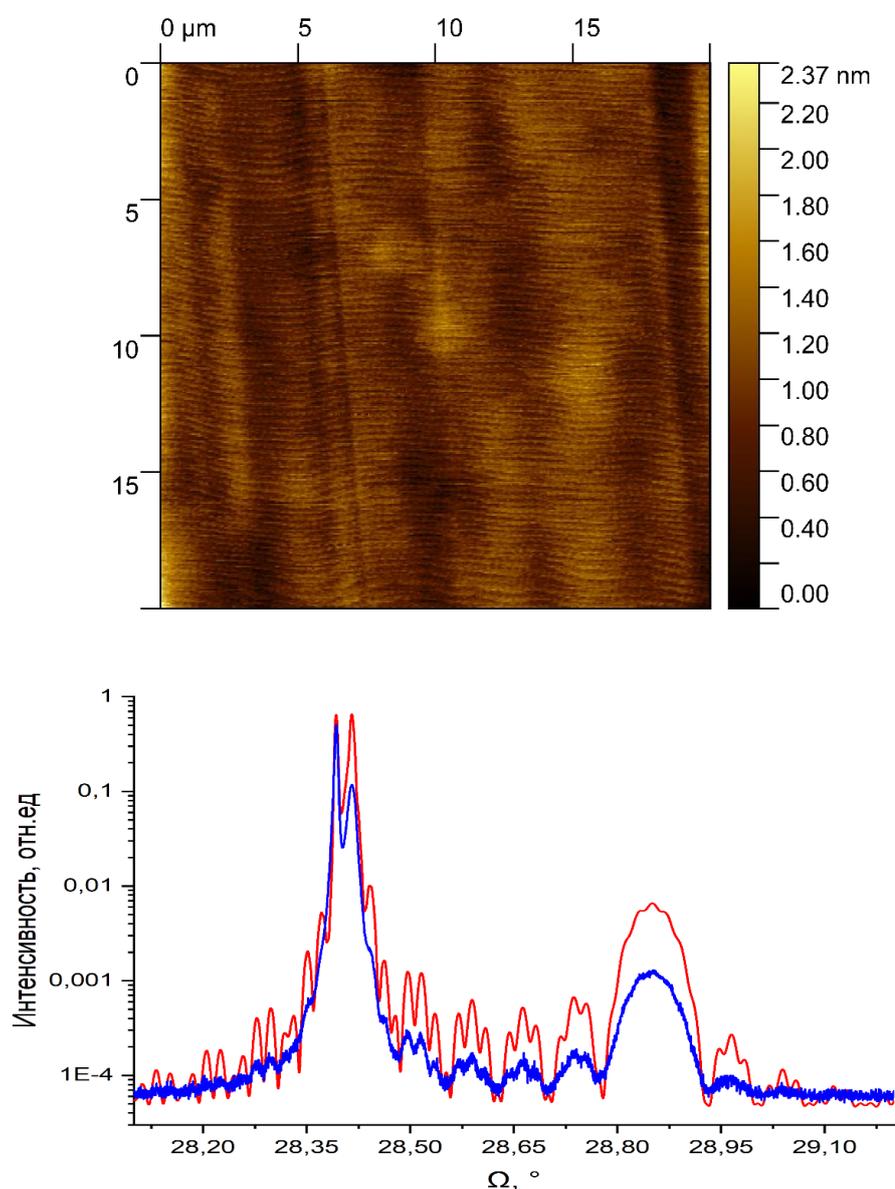


Рис. 3 –АСМ и XRD изображения XBr структуры

Заключительным этапом роста является рост 200 нм закрывающего InSb слоя при температуре 350°C. Соотношение потоков соответствует буферному слою и равняется 5 (поток Sb – $1 \cdot 10^{-6}$ Торр, поток In – $2 \cdot 10^{-7}$ Торр). Ниже на рисунке 3 представлены сканы АСМ и рентгеновская кривая качания для готовой ХВп структуры.

Полученное изображение с помощью АСМ характеризуется средней шероховатостью 187.5 пм, при среднеквадратичной шероховатости 236.5 пм. Данные параметры указывают на вполне приемлемое качество поверхности. В нижней части рисунка 3 продемонстрировано XRD изображение. В свою очередь, экспериментально измеренная кривая качания хорошо воспроизводит расчетную кривую качания, полученную с помощью номинальных ростовых параметров. Видно, что сателлитные пики имеют несколько меньшую интенсивность, но их угловое положение согласуется с расчетным. Уменьшение интенсивности может быть вызвано сглаживанием интерфейса и/или его латеральной неоднородностью.

Таким образом, методом молекулярно-лучевой эпитаксии получена ХВп гетероструктура основе InSb. Совокупность полученных данных демонстрирует приемлемое качество выращенного образца создания фотоприемных устройств среднего ИК диапазона.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №19-79-30086).

Литература

1. Hopkins F.K., Boyd J.T. // *Infrared Phys.* 1984. V. 24. N 4. P. 391–395. DOI: 10.1016/0020-0891(84)90031-9
2. Martyniuk P., Kopytko M., Rogalski A. // *Opto-Electron. Rev.* 2014. V. 22. N 2. P. 127–146. DOI: 10.2478/s11772-014-0187-x
3. Sidor D.E., Savich G.R., Wicks G.W. // *J. Electron. Mater.* 2016. V. 45. N 9. P. 4663–4667. DOI: 10.1007/s11664-016-4451-3

Нефелоксетический эффект для ионов Fe^{2+} в матрицах ZnSe и CdTe.

Д.А. Зазымкина¹, С.И. Ченцов¹, Д.Ф. Аминев¹, В.С. Кривобок^{1,2}

¹Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

Полупроводники группы II-VI с кубической структурой, легированные ионами железа в Fe^{2+} , находят широкое применение при создании перестраиваемых [1] и импульсных [2] лазеров среднего ИК диапазона. Дальнейшее развитие лазерных технологий приводит к совершенствованию имеющихся лазерных систем [3-4] и разработке новых методов достижения лазерной генерации [5]. Для решения данных задач необходимо более детальное понимание механизмов формирования электронного спектра ионов переходных элементов в кристаллических решетках II-VI.

Анализ экспериментальных данных в совокупности с современными *ab-initio* расчетами позволяют установить не только структуру и электронный спектр люминесцентных центров, но и изучить возможные сценарии их образования [6]. Тем не менее, к настоящему моменту возможности данного подхода часто оказываются весьма ограниченными из-за необходимости корректного учета многоэлектронных эффектов. В этом контексте большое внимание уделяется обсуждению многоэлектронных поправок в рамках теории кристаллического поля, в частности, обсуждается роль, так называемого нефелоксетического эффекта [7-8], который можно трактовать как эффективное уменьшение отталкивания между электронами. Иначе говоря, при наличии окружения, возникает поправка, обусловленная многоэлектронными эффектами, физический смысл которой можно качественно описать как делокализацию одноэлектронных орбиталей и взаимодействие электронов центра с окружением.

В случае кубических полупроводников II-VI одной из перспективных систем для исследования нефелоксетического эффекта, являются ионы железа в селениде цинка. Наряду с хорошо известным ZnSe:Fe интерес вызывает близкая по свойствам система – CdTe:Fe, также имеющая кубическую решетку, но характеризующаяся большим значением постоянной решетки.

В данной работе для исследований были отобраны образцы поликристаллического ZnSe, легированные Fe^{2+} методом термодиффузии, которые демонстрировали параметры лазерной генерации, близкие к рекордным [9]. Структурная и оптическая характеристика выбранных образцов ZnSe:Fe описаны в работе [10]. Кристалл CdTe лазерного качества, легированный железом, был выращен в ФИАН.

Методика основана на парофазном переносе примесей в атмосфере He в процессе свободного роста кристалла.

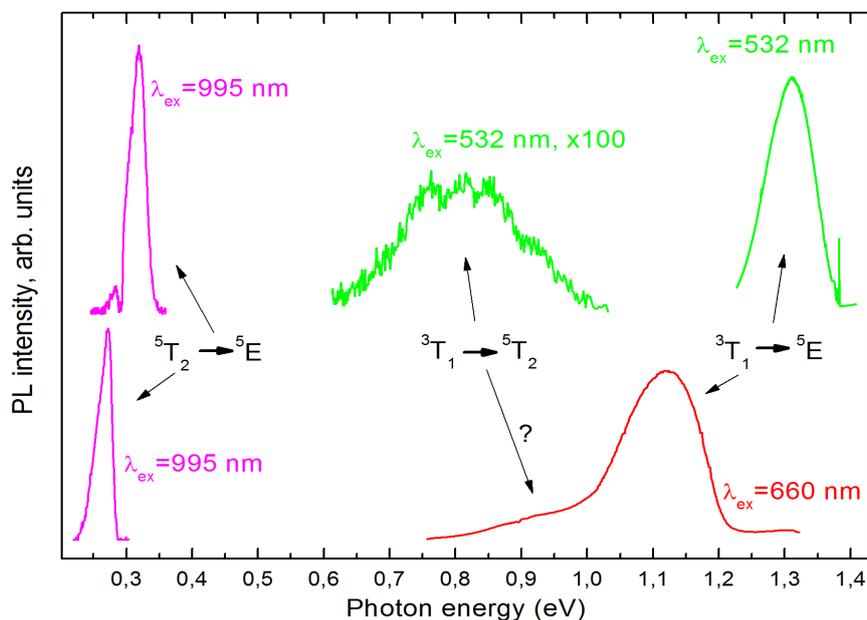


Рис.1. Обзорные спектры низкотемпературной фотолюминесценции для ионов Fe²⁺ в кристаллах ZnSe (сверху) и CdTe (снизу). Температура 7К, используемые длины волн возбуждения приведены на рисунке.

Фрагменты спектров низкотемпературной фотолюминесценции исследуемых образцов, демонстрирующие внутрицентровые переходы Fe²⁺ в CdTe и ZnSe, представлены на рис. 1.

Для кристаллов ZnSe исследованных в данной работе спектр люминесценции, соответствующий переходу $^3T_1 (^3H) \rightarrow ^5T_2 (^5D)$, показан в центре верхней части рис. 1. Как видно из рис. 1, в исследованных кристаллах CdTe:Fe полоса излучения 1,2-0,75 эВ, имеет сложную форму и можно предположить, что она образована наложением 2-х полос – более интенсивной с максимумом 1,1 эВ и менее интенсивной с максимумом около 0,9 эВ. Данное предположение строится на аналогии со спектром излучения Fe²⁺ в ZnSe, см. верхнюю часть рис. 1.

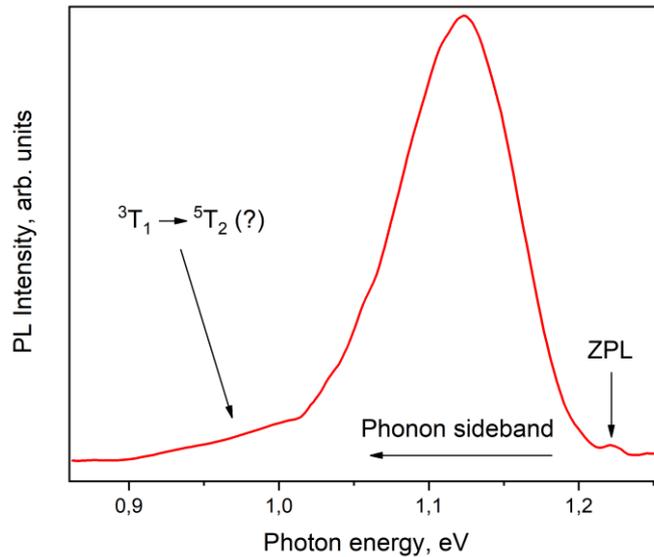


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции CdTe:Fe записанный в условиях импульсного возбуждения при температуре 7К. Задержка относительно конца возбуждающего лазерного импульса составляет 1.4 мс. Бесфононный переход (ZPL) расположен в районе 1.22 эВ.

В спектре на рисунке 2 регистрируется основная полоса с максимумом 1.1 эВ, длинноволновая особенность в районе 0.9 эВ и слабая коротковолновая компонента с максимумом 1.22 эВ. Исходя из сравнительно больших времен затухания, можно утверждать, что все перечисленные компоненты представляют собой внутрицентровую ФЛ, так как обычное примесно-дефектное излучение в полупроводниках с прямым краем фундаментального поглощения характеризуется нано- или микросекундными временами затухания. В случае спектра ФЛ на рис. 2 основным кандидатом на роль бесфононного перехода является, очевидно, узкая компонента в районе 1.22 эВ.

Полученные экспериментальные данные были использованы для моделирования электронного спектра ионов в кристаллических решетках CdTe и ZnSe в рамках теории кристаллического поля. Таким образом были уточнены (1) полуэмпирические параметры Рака для ионов Fe^{2+} как в ZnSe - $B = 600 \text{ см}^{-1}$ и $C = 2733 \text{ см}^{-1}$, так и в CdTe - $B = 500 \text{ см}^{-1}$, $C = 2242 \text{ см}^{-1}$; (2) величина нефелоксетического эффекта $\beta_1 = 0.941$ для ионов Fe^{2+} в ZnSe и $\beta_1 = 0.778$ для Fe^{2+} в CdTe. Обнаруженное заметное возрастание нефелоксетического эффекта в CdTe связано с тем, что в случае ZnSe связь носит более ионный характер, что также выражается в большей величине параметра расщепления кристаллическим полем. Склонность кубической матрицы CdTe к образованию ковалентной связи указывает на то, что для ионов, помещенных в эту матрицу, можно

ожидать более ярких спектральных эффектов, связанных с влиянием многоэлектронных корреляций. Полученные данные, помимо возможности прямого использования для количественного описания спектральных свойств изучаемых центров, могут служить для оценки точности развиваемых в настоящее время высокоточных методов описания электронных свойств ионов переходных металлов, внедренных в кристаллические матрицы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №19-79-30086).

1. A. E. Dormidonov, K. N. Firsov, E. M. Gavrishchuk, et al., *Appl. Phys. B*, 122 (2016)
2. Y. Wang, T. T. Fernandez, N. Coluccelli, et al., *Opt. Express*, 25, 25193 (2017).
3. Mirov, S., Fedorov, V., Moskalev, I., Mirov, M., & Martyshkin, D. (2013). Frontiers of mid-infrared lasers based on transition metal doped II–VI semiconductors. *Journal of Luminescence*, 133, 268–275. doi:10.1016/j.jlumin.2011.09.040
4. J. Cook, M. Chazot, A. Kostogiannes, et al., *Opt. Mater. Express*, 12, 1555 (2022).
5. Y. Luo, M. Yin, L. Chen, et al., *Opt. Mater. Express* 2021, 11, 2744.
6. Mirov, S. B., Moskalev, I. S., Vasilyev, S., Smolski, V., Fedorov, V. V., Martyshkin, D., Gapontsev, V. (2018). Frontiers of Mid-IR Lasers Based on Transition Metal Doped Chalcogenides. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 24(5), 1–29. doi:10.1109/jstqe.2018.2808284
7. Li, K., Lian, H., Van Deun, R., & Brik, M. G. (2019). A far-red-emitting NaMgLaTeO₆:Mn⁴⁺ phosphor with perovskite structure for indoor plant growth. *Dyes and Pigments*, 162, 214–221. doi:10.1016/j.dyepig.2018.09.084
8. Jørgensen, C. K. (2007). The Nephelauxetic Series. *Progress in Inorganic Chemistry*, 73–124. doi:10.1002/9780470166055.ch2
9. S. B. Mirov, V. V. Fedorov, D. Martyshkin, I. S. Moskalev, M. Mirov, and S. Vasilyev, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 21, 1601719 (2015).
10. A. Gladilin, S. Chentsov, O. Uvarov, S. Nikolaev, V. Krivobok, and V. Kalinushkin, *J. Appl. Phys.* 126, 015702 (2019).

Использование цератов щелочноземельных металлов в качестве сцинтилляторов для регистрации ионизирующих излучений.

И. А. Захарчук^{1,2}, А. С. Селюков^{1,2,3,4}, М. И. Данилкин^{2,5}, А. В. Осадченко^{1,2,3,4},
Д. С. Дайбаге^{1,2,4}, С.И. Михалева¹, С.Л. Семенова³, Е.Е. Кувшинова³,
Б. И. Заднепровский², С. А. Амброзевич^{1,2,5}

¹Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана

²Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

³ВИНИТИ РАН

⁴Московский политехнический университет

⁵Московский физико-технический институт

Исследование цератов щелочноземельных металлов ведется в двух наиболее популярных направлениях: в качестве твердых электролитов для аккумуляторов и материала для создания теплоизолирующих покрытий при высокотемпературном экранировании [1]. Люминесценция этих материалов практически не изучена, однако, имеются некоторые данные о спектрах возбуждения и фотолюминесценции церата стронция [2]. В рамках данной работы исследовались спектральные характеристики цератов стронция (Sr_2CeO_4 , SrCeO_3), бария (Ba_2CeO_4 , BaCeO_3) и кальция (Ca_2CeO_4 , CaCeO_3) с целью проверки возможности создания на их основе сцинтилляторов для регистрации ионизирующих излучений. Были получены спектры возбуждения, фотолюминесценции и катодолюминесценции для каждого образца. С целью оценки быстродействия потенциальных сцинтилляторов была изучена кинетика люминесценции образцов, у которых ранее регистрировалась катодолюминесценция (Ca_2CeO_4 , CaCeO_3 и Sr_2CeO_4), при импульсном возбуждении электронным пучком. Возбуждение осуществлялось с помощью импульсного портативного ускорителя РАДАН-ЭКСПЕРТ со средней энергией в импульсе 160 кэВ и длительностью импульса 2 нс. Примерная поглощенная доза за 1 импульс на единицу площади составляла 1 кГр/см². Спектры возбуждения люминесценции, фотолюминесценции и катодолюминесценции регистрировались при помощи спектрометра Ocean Optics Maya 2000Pro. Для регистрации кинетики затухания люминесценции были использованы монохроматор МДР-3, ФЭУ-100 с трансимпедансным усилителем на базе ОУ AD-4817 и осциллограф TDS 3054B Tektronix.

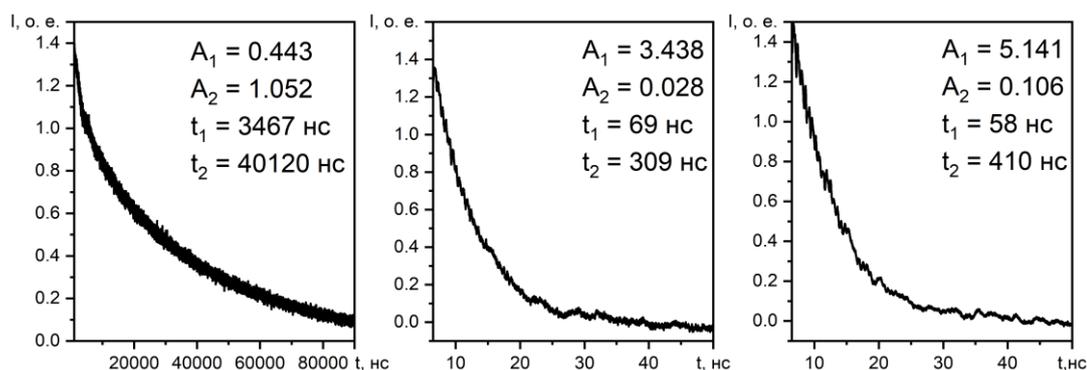


Рис. 2. Кинетика затухания люминесценции для Sr_2CeO_4 (слева), Ca_2CeO_4 (по центру) и CaCeO_3 (справа).

На Рис. 1 представлены кривые затухания люминесценции для трех образцов с характерными временами затухания. Образец с самой высокой интенсивностью фото и катодолуминесценции (Sr_2CeO_4) оказался самым медленным (единицы микросекунд) с точки зрения затухания интенсивности свечения. Однако образцы, обладающие меньшей интенсивностью фотолуминесценции, показали вполне рабочие показатели времен затуханий. Дальнейшая работа будет вестись над модернизацией процесса синтеза с целью получения более быстрых показателей времен затухания люминесценции.

Литература

1. D. Medvedev D., et al., BaCeO_3 : Materials development, properties and application, Progress in materials science. Vol. 60, p. 72-129 (2014).
2. L. Van Pieteron, S. Soverna, A. Meijerink, On the nature of the luminescence of Sr_2CeO_4 , Journal of the Electrochemical Society. Vol. 147 (12), p. 4688 (2000).

Неадиабатические столкновительные процессы переноса заряда в плазме смесей инертных газов

К. С. Кислов^{1,2}, А. А. Нариц^{1,2}, В. С. Лебедев^{1,2}

¹ Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН

² Московский Физико-Технический Институт (Национальный исследовательский университет)

Проведено теоретическое исследование резонансных неадиабатических процессов столкновения квази-молекулярных гетероядерных ионов инертных газов со

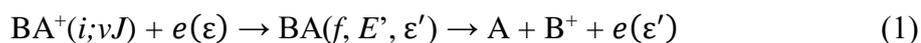
свободными электронами, сопровождающихся переносом заряда. Осуществлены расчеты сечений и констант скоростей всех доступных каналов столкновительного переноса заряда ионов в плазмах смесей Rg/Xe (Rg = Ar, Kr): диссоциативного возбуждения ионов $RgXe^+$, связанно-связанных переходов, свободно-свободных переходов и ассоциации ионов $XeRg^+$ при тройных столкновениях. Проведен сравнительный анализ эффективности исследуемых каналов в условиях, характерных для лабораторной низкотемпературной плазмы смесей инертных газов. Установлен характер зависимостей сечений диссоциативной рекомбинации ионов $RgXe^+$ на уровне $Rg(n)$ от энергии внешнего электрона ε .

Исследование резонансных неадиабатических процессов в плазме смесей инертных газов представляет интерес для различных теоретических задач кинетики и диагностики низкотемпературной плазмы [1], а также для прикладных задач, связанных в том числе с разработкой и оптимизацией эксимерных ламп ВУФ-диапазона [2], массивов микроплазменных ячеек [3], а также источников света, возбужденных ионизирующим излучением [4].

Одними из ключевых неадиабатических процессов в плазме смесей инертных газов являются процессы, сопровождающиеся переносом заряда. В рамках данных процессов заселяются электронные состояния молекулы, распадающейся в пределе диссоциации на атом А и ион B^+ . К данным переходам относятся в первую очередь дипольно разрешенные переходы из основного электронного состояния квази-молекулярного иона BA^+ : $|X 1/2\rangle \rightarrow |C 1/2\rangle$ (переход типа А) и $|X 1/2\rangle \rightarrow |B 1/2\rangle$ (переход типа В). Здесь $X 1/2$ – терм основного состояния иона, а $C 1/2$ и $B 1/2$ – термы с модулем проекции полного момента $\Omega = 1/2$ на ось иона (случай связи "с" по Гунду), соответствующие пределам диссоциации $A+B^+(^2P_{1/2})$ и $A+B^+(^2P_{3/2})$. Согласно численным расчетам, в случае ионов $ArXe^+$ и $KrXe^+$ указанные неадиабатические переходы имеют самые высокие значения модуля матричных элементов дипольных моментов и сил осцилляторов среди всех переходов с участием основного и первых десяти возбужденных термов [5]. Данные переходы, в зависимости от рассматриваемого типа ионов, наиболее сильно наблюдаются при энергиях переходов $1.5 \leq \Delta\varepsilon \leq 6$ эВ, что соответствует типичному диапазону средних энергий электронов 1–10 эВ в плазме смесей инертных газов, используемой в качестве активной среды источников УФ и ИК-излучения.

Одними из ключевых столкновительных каналов, сопровождающихся переносом

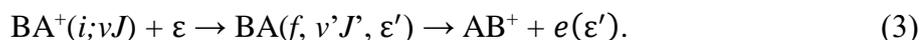
заряда молекулярного иона VA^+ , являются процесс диссоциативного возбуждения



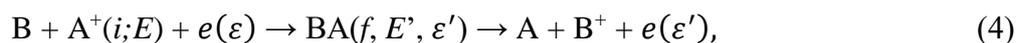
и диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов с заселением ридберговских уровней nl



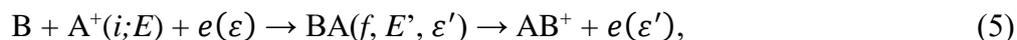
Здесь индекс i обозначает начальное состояние иона VA^+ ($X \ 1/2$), а индекс f – конечное, т.н. перезарядочное состояние ($B \ 1/2$ или $C \ 1/2$), соответствующее на бесконечности системе, состоящей из атома A и атомарного иона B^+ ; vJ – колебательно-вращательное состояние иона в начальном канале реакции, E' – энергия относительного движения ядер в конечном канале. При наличии у терма конечного состояния $U_f(R)$ ямы оказывается доступным также альтернативный канал связанно-связанных переходов:



В качестве альтернативных каналов переноса заряда выступают процессы свободно-свободных переходов



и столкновительной ассоциации молекулярных ионов в перезарядочном состоянии AB^+ :



где E – энергия относительного движения ядер до столкновения. Отличие процессов (4) и (5) от аналогичных процессов (1) и (3) состоит в том, что в случае (4) и (5) квазимолекулярные ионы VA^+ находятся в состоянии непрерывного спектра по ядерному движению в начальном канале реакции.

Задача данной работы состояла в теоретическом исследовании процессов (1-5) в низкотемпературной плазме смесей инертных газов. Для описания данных процессов использовался единый теоретический подход, в рамках которого процессы протекают за счет резонансного неадиабатического обмена энергии свободных электронов с внутренними электронами квази-молекулярного иона VA^+ и описываются как результат перехода между эффективными термами в начальном $U_i(R) + \varepsilon_1$ и конечном $U_f(R) + \varepsilon_2$ каналах реакций вблизи их точки пересечения R_ω : $U_i(R_\omega) + \varepsilon_1 = U_f(R_\omega) + \varepsilon_2$. Здесь ε_1 и ε_2 – начальная и конечная энергии электрона, R – межъядерное расстояние. Ключевая особенность используемого подхода состоит в использовании приближения квази-непрерывного спектра для vJ -состояний и $v'J'$ -состояний молекулярных ионов VA^+ в начальном и конечном каналах реакций (1-3). Это позволило провести расчеты динамических характеристик процессов (1-3) в условиях эффективного возбуждения всего колебательно-вращательного квазиконтинуума ионов VA^+ , а также рассматривать

едиными образом и сравнивать между собой эффективности всех процессов столкновительного возбуждения (1), (3-5).

В данной работе проведено теоретическое исследование неадиабатических столкновительных процессов (1-5) переноса заряда в плазме смесей Rg/Xe (Rg = Ar, Kr) для обоих типов неадиабатических переходов А и В. С этой целью были осуществлены расчеты усредненных по распределению Больцмана сечений и констант скоростей процессов (1-5) при газовой температуре T , которая изменялась в диапазоне $T = 300-1400$ К, и энергии свободных электронов $\varepsilon = 2 - 7$ эВ. Дипольные матричные элементы переходов А и В между термами квази-молекулярных ионов ArXe^+ и KrXe^+ , а также кривые потенциальных энергий для них были взяты из работы [5]. В ней были выполнены *ab initio* расчеты с использованием программного пакета ORCA с помощью метода CASSCF (Complete Active Space Self-Consistent Field) для 11 электронов в 13 орбиталях, дополненного теорией NEVPT2 (n-electron valence state perturbation theory) [6].

Показано, что для большинства рассматриваемых в работе условий эффективность каналов (1), (4), приводящих к образованию системы $\text{Xe} + \text{Rg}^+$, оказывается на порядок выше эффективности аналогичных каналов (3), (5), приводящих к образованию ионов XeRg^+ . При этом для всех исследуемых каналов (1-5) и для обоих типов смесей Rg/Xe (Rg = Ar, Kr) установлено, что максимальная эффективность переходов типа А в несколько раз превосходит максимальную эффективность переходов типа В. Таким образом, для большинства рассматриваемых условий процессы (1), (3-5) приводят к преимущественному образованию атомарных ионов Rg^+ ($^2\text{P}_{1/2}$).

Прямое сравнение вклада процессов (1) и (4) в образование ионов Rg^+ показало, что при низких газовых температурах канал (4) свободно-свободных переходов вносит существенный вклад лишь в ограниченном интервале энергий электрона с $\Delta\varepsilon \cong 0.2$ вблизи порога реакции. Во всем остальном диапазоне энергий ε относительная эффективность канала (4) оказывается крайне низкой ($\sim 10^{-3}$ для Ar/Xe и $\sim 10^{-4}$ для Kr/Xe при $T = 400$ К). Однако относительная эффективность процесса (4) экспоненциально быстро растет с ростом температуры, так что при повышенных значениях T ($T > 700$ К для Ar/Xe и $T > 1000$ К для Kr/Xe) эффективности процессов диссоциативного возбуждения (1) и трехчастичных столкновений (4) становятся сопоставимыми.

Еще одна задача работы состояла в теоретическом исследовании ранее не

изученных процессов (2) диссоциативной рекомбинации ионов $RgXe^+$, сопровождающейся заселением всех nl -подуровней состояний $Rg(n)$. С этой целью выполнены расчеты соответствующих сечений $\sigma_n^{dr}(\epsilon, T)$ для ионов $ArXe^+$ и $KrXe^+$ при $T = 300$ и 500 К без учета и с учетом квантовых дефектов состояний с низкими l . Показано, что по мере смещения в область низких энергий ϵ сечения $\sigma_n^{dr}(\epsilon, T)$ начинают резко убывать из-за появления альтернативного канала связанно-связанных переходов, сопровождающихся распадом молекул $XeRg(n)$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант 19-79-30086).

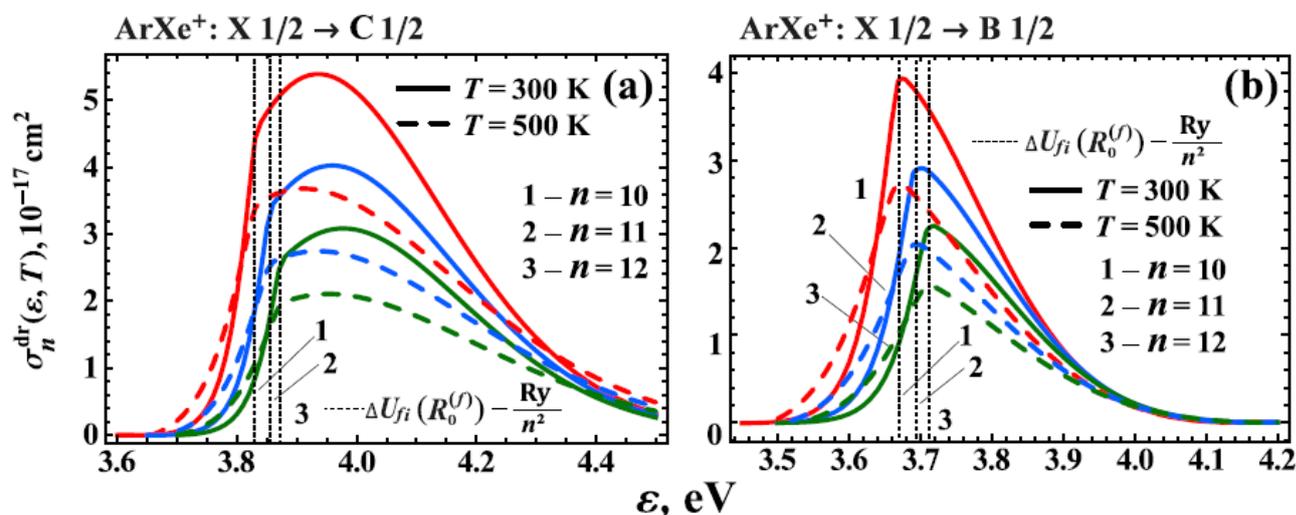


Рис. 1: Сечения диссоциативной рекомбинации $\sigma_n^{dr}(\epsilon, T)$ ионов $ArXe^+$ в процессах, приводящих к заселению всех nl -подуровней состояний $Ar(n)$, $n = 10, 11, 12$ без учета квантовых дефектов состояний с низкими l . Расчеты выполнены для переходов $ArXe^+(X\ 1/2) + e \rightarrow XeAr(C\ 1/2, nl) \rightarrow Xe + Ar(^2P_{1/2}\ nl)$ (a) и $ArXe^+(X\ 1/2) + e \rightarrow XeAr(B\ 1/2, nl) \rightarrow Xe + Ar(^2P_{3/2}\ nl)$ (b) при газовых температурах $T = 300$ К и 500 К.

Литература

1. *J. Loureiro, J. Amorim*, Kinetics and Spectroscopy of Low Temperature Plasmas, Springer (2016).
2. *J.E. Cooley, R. Urdahl, J. Xue, M. Denning, P. Tian, M.J. Kushner* Properties of microplasmas excited by microwaves for VUV photon sources // PSST 2015. V. 24. No. 6. P. 065009.
3. *H. Kim; J. Hopwood*, Scalable microplasma array for argon metastable lasing medium. // J. Appl. Phys. V. 126, P. 163301 (2019).
4. *K. Samarkhanov, M. Khasenov, E. Batyrbekov, I. Kenzhina, Y. Sapatayev, and V. Bochkov*, Sci. Technol. Nucl. Install. V. 2020, 8891891 (2020).
5. *A.A. Наруц, К.С. Кислов*, Электронные термы и силы осцилляторов молекулярных катионов $ArXe^+$ и $KrXe^+$ // КСФ, № 11, с. 15-23 (2022).
6. *C. Kollmar, K. Sivalingam, Y. Guo, F. Neese*, J. Chem. Phys. V. 155, P. 234104 (2021).

Отработка эпитаксиального роста интерфейсов в полупроводниковых сверхрешетках InAs/GaSb.

В.С. Кривобок^{1,2}, С.Н. Николаев¹, Д.А. Пашкеев¹, И.И. Минаев¹, К.А. Савин¹, Г.Н. Ерошенко¹, А.В. Клековкин¹, А.Р. Дубовая^{1,3}

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

² АО «НПО «Орион», Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

В настоящее время фотодетекторы на основе сверхрешеток второго типа (type-II superlattice – T2SL), работающие в среднем ИК диапазоне, являются основными конкурентами для систем на основе твердых растворов кадмий-ртуть-теллур (HgCdTe) и фотодетекторов на полупроводниковых квантовых ямах [1].

Наиболее распространенной парой материалов для реализации T2SL систем – являются InAs и GaSb. Оба этих полупроводниковых материала принадлежат к семейству 6.1 Å. Сверхрешетки InAs/GaSb обладают целым рядом преимуществ, по сравнению с фотодетекторами на полупроводниковых квантовых ямах и детекторами на основе HgCdTe. Так, для системы InAs/GaSb существует возможность подавления Оже-рекомбинации [2,3] и межзонного туннелирования за счет высокой подвижности и большой эффективной массы электронов [4], варьирование длины волны отсечки за счет изменения соотношения толщин слоев InAs и GaSb в сверхрешетках [5], отсутствие ограничений, связанных с правилами отбора для оптических переходов [6].

Важнейшим условием получения высококачественной сверхрешетки с компенсацией напряжений является контроль обоих интерфейсов, а именно InAs-на-GaSb и GaSb-на-InAs. Одним из способов компенсации напряжений служит введение специального переходного слоя InSb ~0.5-1 ML, тем самым формируя «InSb-подобный» интерфейс. Переходной слой InSb ($\Delta a/a \sim +7.8\%$ к GaSb) помогает скомпенсировать напряжения, возникающие в слое InAs, избежав, таким образом, пластической релаксации. Другой подход к формированию «InSb-подобного» интерфейса на границе GaSb/InAs заключается в замещении элементов V группы. В настоящей работе разработан дизайн интерфейсных слоев и продемонстрировано их успешное использование для эпитаксиального роста короткопериодных сверхрешеток второго типа.

В данной работе, для формирования «InSb-подобного» интерфейсов применялся метод замещения элементов V группы, а именно As и Sb. Коррекция время выдержки в

потоке элемента V группы дает возможность формировать управляемый интерфейс.

На интерфейсе InAs-на-GaSb, путем последовательного открытия и закрытия заслонок источников Ga, In, Sb и As был введен интерфейс InAsSb-InSb, который позволяет увеличить критическую толщину короткопериодной сверхрешетки и улучшает качество роста [7]. После выращивания GaSb-буферного слоя на подложке GaSb (100), закрывалась заслонка источника Ga, и открывались заслонки In и As, при этом заслонка Sb оставалась открытой для формирования интерфейсного слоя InAsSb-InSb. Затем заслонка Sb закрывалась и выращивался слой InAs толщиной ~ 100 нм.

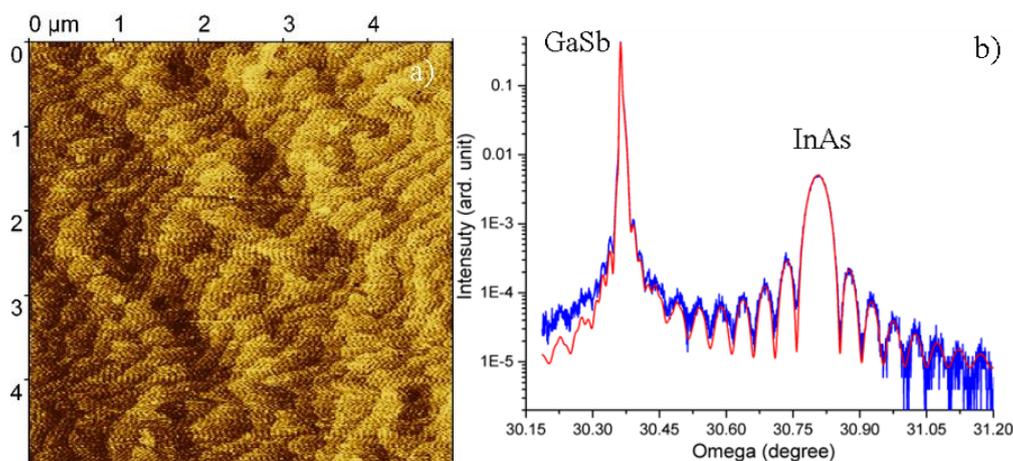


Рис. 1 - Характерные АСМ изображения поверхности - (a); характерная экспериментальная кривая на рефлексе (004) (синяя) и расчетная кривая (красная) - (b).

На рис. 1a приведено изображения поверхности слоя InAs выращенного в оптимальных условиях, среднеквадратичная шероховатость поверхности, выращенного слоя ~ 0,183 нм. Данные рентгеновской дифрактометрии, представленные на рисунке 1b, свидетельствуют о высоком качестве выращенных структур.

Для формирования “InSb-подобного” интерфейса GaSb-на-InAs после выращивания слоя InAs заслонка источника In закрывалась, при этом источник As некоторое время ещё оставался открытым. Затем заслонка источника As закрывалась и одновременно с этим открывалась заслонка источника Sb. Таким образом происходило замещение As на Sb и формирование “InSb-подобного” интерфейса. После чего открывалась заслонка источника Ga для дальнейшего выращивания GaSb слоя. В результате на GaSb-буферном слое, выращенном на подложке GaSb (100), последовательно формировался сначала слой InAs, а затем на этом слое выращивался слой GaSb, т.о. была получена гетероструктура GaSb/InAs/GaSb.

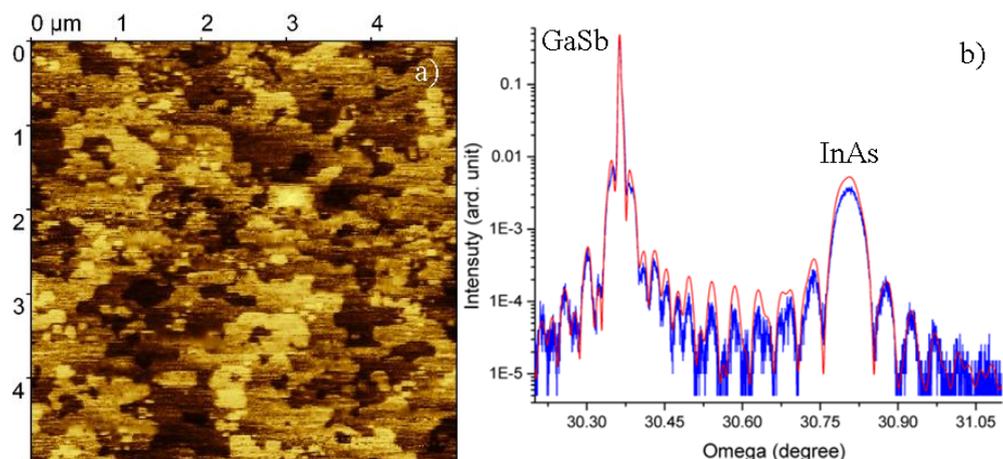


Рис. 2 - АСМ изображения поверхности гетероструктуры GaSb/InAs/GaSb - (a); экспериментальная кривая на рефлексе (004) (синяя) и расчетная кривая (красная) - (b).

На рис. 2а приведено изображения поверхности гетероструктуры выращенной при наиболее оптимальных соотношении потоков Ga/Sb и In/As, и интервале времени, в течении которого слой InAs находится в потоке Sb. Среднеквадратичная шероховатость поверхности выращенной гетероструктуры $\sim 0,139$ нм. Данные рентгеновской дифрактометрии (рисунок 2b) демонстрируют согласие между расчетной и экспериментальной кривыми, что свидетельствуют о высоком качестве всех эпитаксиальных слоев структуры.

После отработки методики формирования “InSb-подобного” интерфейсов на InAs-на-GaSb и GaSb-на-InAs были выращены короткопериодые сверхрешетки InAs/GaSb содержащие 50 и 100 периодов. Каждый период гетероструктуры состоял из чередования слоев GaSb и InAs толщиной 16 и 7 МС, соответственно.

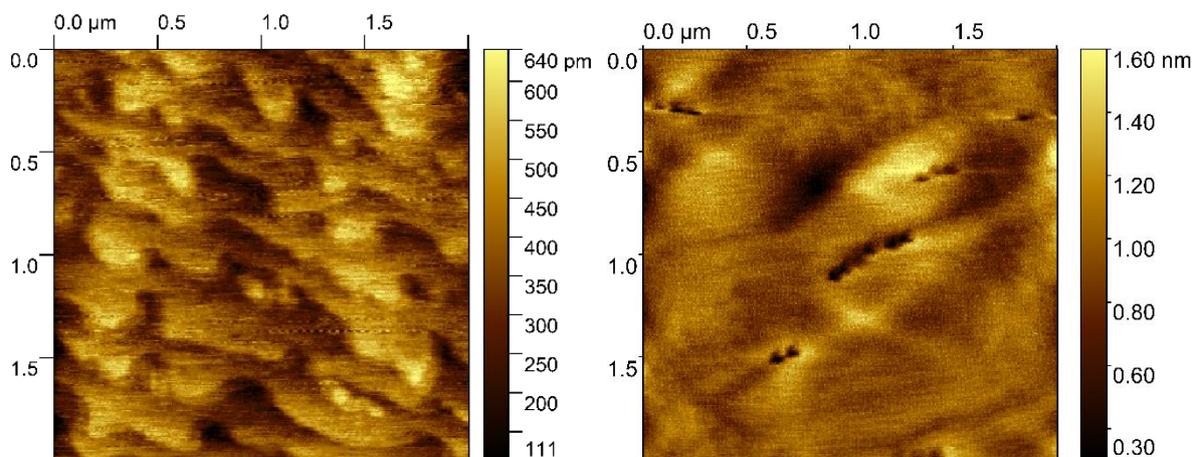


Рис. 3. АСМ изображение 2×2 мкм поверхности верхнего слоя сверхрешетки InAs/GaSb содержащего 50 периодов(a), АСМ изображение 2×2 мкм поверхности верхнего слоя сверхрешетки InAs/GaSb содержащего 100 периодов (b)

Морфология поверхности, выращенных гетероструктур также исследовалась с помощью АСМ. Снимки поверхности образцов, выращенных при оптимизированных параметрах роста, представлены на рис. 3. На основе снимков размером 2×2 мкм² были рассчитаны показатели среднеквадратичной шероховатости поверхностей (RMS). Для сверхрешетки состоящей из 50 периодов RMS составила $\sim 0,722$ нм, при этом видны отдельные террасы роста, свидетельствующие об атомарно-гладкой поверхности. Для сверхрешетки состоящей из 100 периодов RMS составила ~ 1.1 нм. Поверхность не идеально гладкая, имеет особенности рельефа, форма которых напоминает пирамиды с квадратным или прямоугольным основанием также на снимке видны характерные для GaSb атомарные террасы роста.

Основные характеристики сверхрешетки, включая толщины слоев и качество интерфейсов, были исследованы с помощью рентгеноструктурного анализа (рисунок 4). Толщину периода сверхрешетки можно оценить по угловому расстоянию между сателлитами, а соотношение толщин слоев в одном периоде определяется по их точному угловому положению.

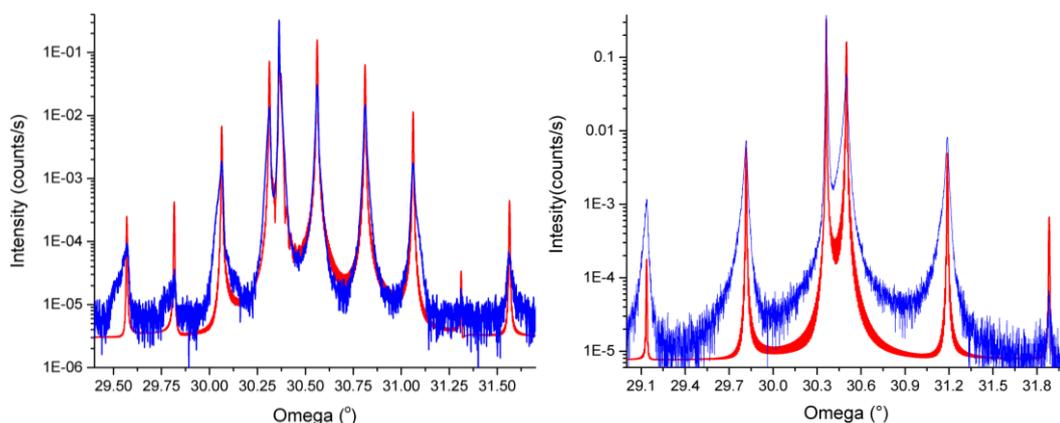


Рис. 4. Кривые дифракционного отражения для образца со сверхрешеткой GaSb/InAs содержащей 50 периодов (а) и 100 периодов (б) от плоскости отражения (004), полученные в режиме $\omega/2\theta$ -сканирования. Экспериментальная (синяя) кривая и совмещенная с ней расчетная кривая (красная).

Наилучшего согласия расчета с результатами экспериментов удалось достичь при следующих толщинах слоев: GaSb $\sim 2,5$ нм, InAs ~ 5 нм. Можно сделать вывод, что образцы характеризуются достаточно совершенной сателлитной структурой с толщинами примерно равными заданным. В целом из рентгеноструктурного анализа следует, что для полученной сверхрешетки характерны выраженная периодичность и

отсутствие заметных изменений состава формирующих ее слоев. Толщины слоев GaSb и InAs, полученные из моделирования в пределах погрешности согласуются с номинальными ростовыми параметрами.

Рассмотренные выше результаты АСМ и рентгеновской дифрактометрии показывают, что используемый в данной работе подход, подразумевающий формирование «InSb-подобных» интерфейсов, позволил реализовать рост 50 и 100 периодов качественной сверхрешетки GaSb/InAs с толщинами слоев 16 и 7 нм, соответственно. Использование данного подхода при выращивании InAs/GaSb сверхрешеток позволяет сохранить приемлемую шероховатость поверхности даже на большом количестве периодов. Таким образом, разработанный метод позволяет осуществлять рост более толстых (300 и более периодов) слоев сверхрешеток InAs/GaSb для использования в фотоприемных устройствах среднего ИК диапазона.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №19-79-30086).

Литература

- [1] Xie L., Wang G., Sun Q. Advances and trends of type-II superlattice infrared detectors //AOPC 2020: Infrared Device and Infrared Technology. – 2020. – Т. 11563. – С. 121-126.
- [2] Grein C. H., Cruz H., Flatte M. E., Ehrenreich H. Theoretical performance of very long wavelength InAs/In_xGa_{1-x}Sb superlattice based infrared detectors //Applied Physics Letters. – 1994. – Т. 65. – №. 20. – С. 2530-2532.
- [3] Rogalski A., Antoszewski J., Faraone L. Third-generation infrared photodetector arrays //Journal of applied physics. – 2009. – Т. 105. – №. 9. – С. 4.
- [4] Rogalski A. Recent progress in infrared detector technologies //Infrared Physics & Technology. – 2011. – Т. 54. – №. 3. – С. 136-154.
- [5] Kinch M. A. Fundamentals of infrared detector materials. – SPIE press, 2007. – Т. 76.
- [6] Литвинов Д. А., Пашкеев Д. А., Григорьева Л. Н. и др. Исследование одноэлектронного спектра GaAs/AlGaAs-гетероструктуры для фотодетекторов среднего ИК диапазона с помощью измерений низкотемпературной люминесценции //Краткие сообщения по физике Физического института им. ПН Лебедева Российской Академии Наук. – 2020. – Т. 47. – №. 4. – С. 9-16.
- [7] Satpati B., Rodriguez J. B., Trampert A., Tournié E., Joullié A., Christol P. Interface analysis of InAs/GaSb superlattice grown by MBE //Journal of Crystal Growth. – 2007. – Т. 301. – С. 889-892.

Спектр коротковолнового излучения разряда по поверхности феррита.

С.Н. Андреев¹, А.В. Бернацкий¹, С.М. Климович^{1,2,*},

А.П. Шевелько¹, С.Н. Цхай¹, С.Ю. Савинов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

email: * s.klimovich@lebedev.ru

Ввиду обширного применения УФ-излучения были предложены различные его источники, в большинстве своём основанные на газоразрядной плазме и взрывающихся проволочках (X-, Z-пинчи). Иным направлением в создании таких источников является разряд по поверхности феррита, исследуемый, в частности, в ФИАН на установках БИН [1, 2] и БАЦ [3-5]. Обнаружилась направленность генерируемого излучения [3], была разработана теория его формирования [3, 6]. При этом остаётся открытым вопрос о виде спектра разряда в области до 1200 Å. Целью данной работы являлось изучение диапазона от 10 до 180 Å.

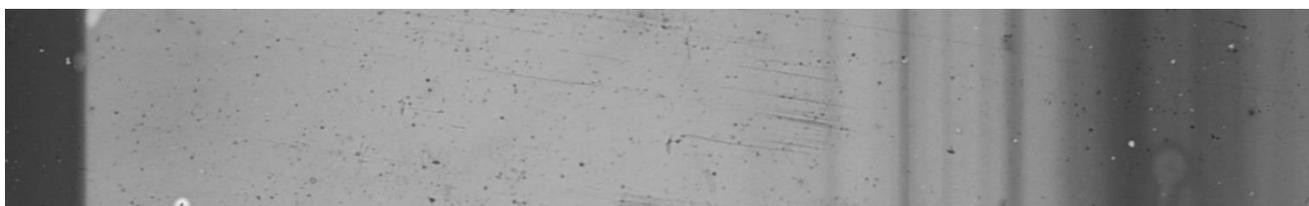


Рис. 1. Спектр разряда, полученный на фотоплёнке УФ-4.

Исследования проводились на установке БАЦ, состоящей из высоковакуумной камеры и импульсного источника высокого (до 300 кВ) напряжения на базе рентгеновского аппарата Арина-9. Источник обеспечивал фронт нарастания на уровне ~1 нс при длительности импульса ~20 нс, ток разряда составлял 1 кА. Давление находилось в диапазоне 10^{-5} - 10^{-4} мбар.

Объектом исследования выступал феррит (Ni-Zn)Fe₂O₄ марки М1000НН в виде прямоугольного параллелепипеда с размерами 50×20×4 мм³. Напротив разряда был размещён оптический спектрометр GIS-1, снабжённый сферической дифракционной решёткой с 600 штр./мм, что позволяло регистрировать спектр в диапазоне от 10 до 180 Å на фотоплёнку УФ-4. Один снимок накапливал излучение тридцати и более разрядов,

что обеспечивало как лучшую контрастность кадра, так и усреднение по импульсам. Пример снимка спектра предоставлен на рисунке 1.

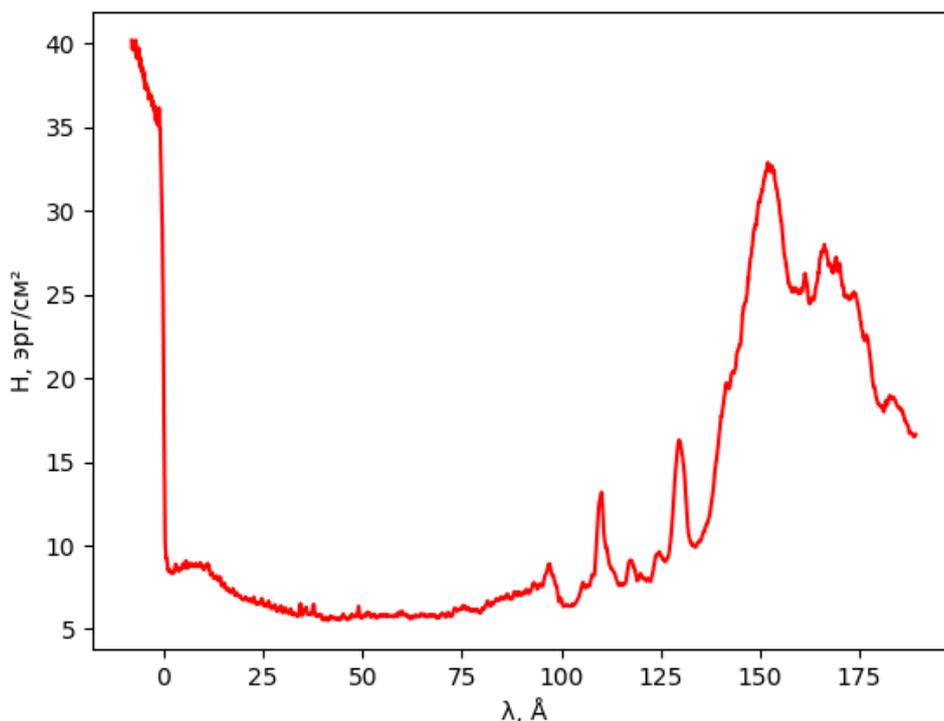


Рис. 2. Пример обработки спектра.

В ходе работы удалось снять искомый спектр (рис. 2) и обнаружить его повторяемость при проведении нескольких измерений. В полученном спектре прослеживаются линии, соответствующие табличным электронным переходам в ионах кислорода, что может быть объяснено как составом феррита, так и адсорбцией молекул кислорода его поверхностью.

Работа выполнена за счёт средств гранта Российского научного фонда (проект №19-79-30086).

Литература

1. I.N. Tilikin, S.N. Tskhai, T.A. Shelkovenko, S.Yu. Savinov, S.A. Pikuz. Generation of intense UV radiation during high-current breakdown over a ferrite surface // Plasma Physics Reports. 2018, V. 44, P. 600-604.
2. I.N. Tilikin, S.N. Tskhai, T.A. Shelkovenko, S.Yu. Savinov, S.A. Pikuz, A.R. Mingaleev. A pulsed, high-intensity source of XUV radiation based on ferrite surface breakdown at high current // IEEE Transactions on Plasma Science. 2018, V.46, No. 11, P. 3982-3985.

3. I.N. Tilikin, S.Yu. Savinov, N.V. Pestovskii, S.A. Pikuz, S.N. Tskhai, T.A. Shelkovenko, G.A. Dushkin. Coherent x-ray radiation induced by high-current breakdown on a ferrite surface // Journal of Physics D: Applied Physics. 2022, V. 55, No. 40, P. 405006.
4. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, G.A. Dushkin, S.N. Tskhai, I.N. Tilikin, S.A. Pikuz, S.Yu. Savinov. Spatial distributions of x-ray radiation during ferrite surface breakdown // Journal of Physics: Conference Series. 2022, V. 2270, 012039 (5pp).
5. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, G.A. Dushkin, S.N. Tskhai, S.A. Pikuz, I.N. Tilikin, T.A. Shelkovenko, S.Yu. Savinov. Spatial Characteristics of Radiation Initiated by a Discharge over the Ferrite Surface // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2021, V. 48, P.321-326.
6. А.А. Петров, С.М. Климович, Н.В. Пестовский, И.Н. Тиликин, С.Ю. Савинов. Формирование волны намагниченности в предпробойной стадии разряда по поверхности феррита // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2023, №11. В печати.

Вращение плоскости поляризации светового пучка при кристаллизации халькогенидных пленок Sb_2Se_3

Я.С. Лебедева¹, М.П. Смаев^{1,2}, И.А. Будаговский², М.Е. Федянина¹, П.И. Лазаренко¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Зеленоград

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

Халькогенидные пленки на основе селенида сурьмы (Sb_2Se_3) являются перспективными материалами из-за способности в результате фазовых превращений изменять свои оптические свойства, такие как показатель преломления и коэффициент экстинкции, что позволяет использовать их для создания различных оптических и электрических устройств с энергонезависимой фазовой памятью. В данной работе рассматривается кристаллизация тонких пленок Sb_2Se_3 , индуцированная непрерывным лазерным излучением.

В качестве экспериментальных образцов использовали стеклянные (Corning Glass) подложки толщиной 0.7 мм, на которые методом магнетронного распыления при постоянном токе осаждали Sb_2Se_3 . Толщины сформированных аморфных пленок Sb_2Se_3 составляли 200 нм. Облучение образцов осуществляли с помощью непрерывного лазерного излучения (532 нм) с гауссовым профилем интенсивности, время экспозиции

100 мс. Образец располагали в фокальной плоскости линзы или при смещении на 10 мм от фокуса в расходящийся пучок. Диаметр пучка $2w_0$ по уровню $1/e^2$ составлял 50 мкм в фокусе линзы и 150 мкм при сдвиге на 10 мм. При записи варьировали направление линейной поляризации светового пучка путем поворота двойного ромба Френеля на 0° , 45° и 90° .

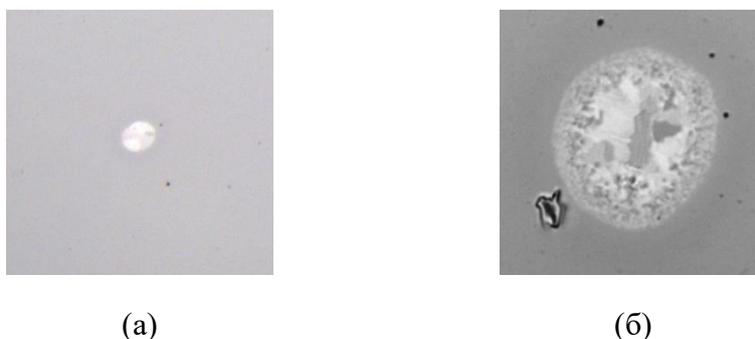


Рис. 1. Оптические изображения модифицированных областей пленки Sb_2Se_3 после воздействия (а) сфокусированным пучком ($2w_0 \approx 50$ мкм, $P = 50$ мВт) и (б) расходящимся пучком ($2w_0 \approx 150$ мкм, $P = 335$ мВт).

Воздействие света приводит к формированию модифицированной области с выраженными кристаллитами (Рис. 1а). Как следует из результатов анализа с помощью поляризационной оптической микроскопии, отдельные кристаллиты характеризуются двулучепреломлением, что соответствует анизотропной орторомбической структуре кристаллического селенида сурьмы. При увеличении размера облучаемой области наблюдается рост кристаллитов Sb_2Se_3 (Рис. 1б). Поворот плоскости поляризации записывающего лазерного пучка приводит к повороту двулучепреломляющих кристаллитов в закристаллизованной области в соответствии с записывающей поляризацией.

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории «Материалы и устройства активной фотоники» при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FSMR-2022-0001).

Влияние прилегающих слоев на формирование периодических структур на поверхности аморфных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ при фемтосекундном лазерном воздействии

Д. О. Кузовков^{1,2}, М.П. Смаев^{1,2}, П.И. Лазаренко¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Зеленоград

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

Халькогенидные полупроводники на основе тройного соединения $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST225) обладают уникальными свойствами, позволяющими осуществлять быстрое и обратимое изменение электрических и оптических характеристик при переключении фазового состояния. При воздействии ультракоротких импульсов на поверхности GST225 могут образовываться лазерно-индуцированные периодические поверхностные структуры (ЛИППС), представляющие собой чередующиеся кристаллические и аморфные линии с периодом, равным длине волны, и ориентированные перпендикулярно поляризации [1]. В данной работе изучается влияние толщины халькогенидных пленок и характеристик прилегающих слоев на режимы формирования ЛИППС.

В качестве подложек для изготовления образцов использовались кремниевые пластины. Часть кремниевых пластин покрывалась проводящим вольфрамовым подслоем толщиной 200 нм. Аморфные слои GST225 толщиной 30 и 130 нм получались методом магнетронного распыления мишени на постоянном токе. Половина образцов была покрыта слоем диоксида кремния толщиной 20 нм для защиты поверхности халькогенидного слоя от окисления в воздушной атмосфере. Лазерно-индуцированные периодические поверхностные структуры формировались с помощью лазерной системы, генерирующей излучение с длиной волны 1030 нм, длительностью импульсов 250 фс при частоте следования 100 кГц.

Было обнаружено, что наличие слоя аморфного SiO_2 , покрывающего слой GST225, практически не влияет на режимы записи ЛИППС. Изменение материала нижележащего слоя также не оказывало существенного влияния на формирование периодических структур на поверхности пленок GST225 с толщиной 130 нм: пороговая плотность потока энергии лазерного излучения, необходимая для формирования ЛИППС, составляла $F_{\text{th}} = 4.1$ мДж/см². Однако в образцах с тонким слоем GST225 (толщина ~30 нм) наличие металлического подслоя приводило к снижению пороговой плотности энергии до $F_{\text{th}} = 2.2$ мДж/см². Такое поведение может быть объяснено тем, что

в последнем случае глубина проникновения лазерного излучения превышала толщину слоя GST225 и, вследствие отражения излучения от металлического подслоя, приводила к дополнительному разогреву халькогенидной пленки, расширяя режимы формирования периодических поверхностных структур.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00977, <https://rscf.ru/project/23-29-00977/>.

1. S. Kozyukhin et al., *Phys. Stat. Sol. B*, **257**, 1900617 (2020).

Наноплазмоника и фотонные кристаллы в задачах лазерной искровой эмиссионной спектроскопии

А.Н. Маресев^{1,2}, М.А.Шевченко¹, М.А. Карпов¹,
А.Д. Кудрявцева¹, С.Ф. Уманская¹, Н.В.Чернега¹

¹ Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

Синтетические опаловые матрицы (СОМ) представляют собой трехмерные фотонные кристаллы. Благодаря простому, дешёвому и отработанному синтезу они используются для создания субмикронных структур, применяющихся в широком диапазоне научных направлений: от биологии до энергетики [1]. Однако в опаловых матрицах содержатся различные примеси, оказывающие специфичное влияние на электрические, оптические, акустические и механические свойства систем на основе СОМ [2]. Поэтому необходим эффективный метод контроля содержания примесных элементов в рассматриваемых структурах.

Одним из таких методов является лазерно-искровая эмиссионная спектрометрия (ЛИЭС). Он может быть достаточно эффективным для исследования элементного состава СОМ как содержащихся примесей, так и соединений, находящихся в порах матрицы. А при согласовании фотонной запрещённой зоны и частоты возбуждающего плазму света чувствительность метода заметно повышается [3].

Кроме того, увеличить чувствительность ЛИЭС можно с помощью металлических наночастиц [4]. Они позволяют модулировать распределение падающего электромагнитного поля, а также в них генерируется локализованный поверхностный плазмонный резонанс. Кроме того, можно значительно улучшить оптический отклик

наноструктур, настроив их геометрию и оптические свойства [5]. Эти физические особенности непосредственно влияют на взаимодействие входящего лазерного электромагнитного поля с облучаемым материалом.

В данной работе исследовалось влияние субмикронных частиц серебра на ЛИЭС СОМ. Для этого снимались спектры ЛИЭС обычных опаловых матриц и спектры матриц с частицами на поверхности. Плазма возбуждалась одной из трёх первых гармоник пикосекундного лазера Nd:YAG ($\lambda = 1064$ нм, $\tau = 30$ пс, $E_{max} = 50$ мДж).

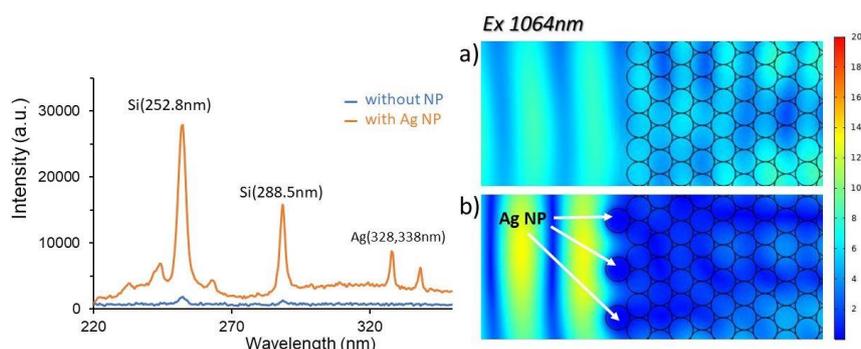


Рис. 3. Слева: спектры ЛИЭС опаловой матрицы без и с нанесением на поверхность частиц серебра для длины волны возбуждения 1064 нм. Справа: результат моделирования распределения электромагнитного поля для чистой опаловой матрицы (a) и с нанесенными на поверхность частицами (b).

В результате экспериментов, нанесение на поверхность СОМ плазмонных частиц позволило значительно повысить интенсивность сигнала ЛИЭС и его стабильность. Максимальное усиление наблюдалось на длине волны возбуждения 1064 нм и составило около 20. В работе были экспериментально определены оптимальные условия усиления интенсивности ЛИЭС и проведено численное моделирование, согласующееся с полученными данными.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект №19-79-30086).

Литература:

1. Fathi, F., Monirinasab, H., Ranjbary, F., & Nejati, K. (2022). Inverse opal photonic crystals: Recent advances in fabrication methods and biological applications. *Journal of Drug Delivery Science and Technology*, 103377.
2. Gruzintsev, A. N., Emel'chenko, G. A., Masalov, V. M., Romanelli, M., Barthou, C., Bénalloul, P., & Maître, A. (2008). Luminescent properties of synthetic opal. *Inorganic materials*, 44, 159-164.

3. Skrabatun, A. V., Umanskaya, S. F., Shevchenko, M. A., Matrokhin, A. A., Maresev, A. N., & Tcherniega, N. V. (2023). Synthetic Opals in Laser-Induced Breakdown Spectroscopy Problems. *Physics of Wave Phenomena*, 31(1), 51-58.
4. Yang, F., Jiang, L., Wang, S., Cao, Z., Liu, L., Wang, M., & Lu, Y. (2017). Emission enhancement of femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy by combining nanoparticle and dual-pulse on crystal SiO₂. *Optics & Laser Technology*, 93, 194-200.
5. J.A. Schuller, E.S. Barnard, W. Cai, Y.C. Jun, J.S. White, M.L. Brongersma, Plasmonics for extreme light concentration and manipulation, *Nat. Mater.* 9 (3) (2010) 193–204.

ВКР в условиях динамической обратной связи.

А.А. Матрохин, М.А. Шевченко, С.Ф. Уманская, Н.В. Чернега, А.Д. Кудрявцева
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

С момента открытия в 1962 г. Вудберри и Нг [1] вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) представляет большой интерес. Популярность этого явления обусловлена его широкой практической применимостью в областях спектроскопии и микроскопии, а также возможностью создания преобразователей на основе данного эффекта. Эффект ВКР также стал популярным инструментом усиления оптических сигналов в области телекоммуникации и визуализации.

Однако задача контролируемого усиления остается актуальной и на сегодняшний день [2 – 4]. В последнее время особое внимание уделяется взаимодействию оптического поля с акустическими волнами, проводятся исследования по повышению эффективности и изменению характеристик ВКР на основе методов, сочетающих в себе использование различных структур и эффектов, таких как фотонные кристаллы, эффекты локального поля и других.

В текущей работе проведено экспериментальное исследование по изучению взаимодействия оптического излучения с ультразвуковыми волнами и влияние этого взаимодействия на процесс ВКР. Данный подход интересен тем, что дает способ управления свойствами распространения света в среде. Акустические волны могут способствовать возникновению локальных возмущений в среде, приводящих к усилению ВКР сигнала на выходе. Дополнительно, такие неоднородности могут играть роль обратной связи в исследуемой системе, механизм подобной распределенной [5] и точечной обратной [6] связи были предложены еще в XX веке. Действительно, эффект возникновения обратной связи данного типа в жидкой среде неразрывно связан с

возникновением пузырьков в поле переменного давления, которое создается акустическими волнами. Таким образом, управляя параметрами акустического поля, можно управлять параметрами обратной связи, возникающей в среде, а значит контролировать процесс изменения параметров ВКР-излучения на выходе из среды.

В результате проведенных исследований были получены спектры рассеяния в различных жидкостях – ацетоне, дистиллированной воде и этаноле – в отсутствии ультразвуковых волн, а также при их наложении. В качестве источников света были использованы лазеры Nd:YAG, пико- и наносекундного диапазонов длительностей с длиной волны 1064 и 532 нм. На основе проделанных измерений были сделаны выводы об эффективности усиления в каждом образце.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №19-79-30086).

Литература

1. Woodbury, E. J., Ng, W.K. Ruby laser operation in the near IR. Proc. IRE 1962, 50.11, 2347-2348.
2. Zong, C., Premasiri, R., Lin, H. *et al.* Plasmon-enhanced stimulated Raman scattering microscopy with single-molecule detection sensitivity. Nat Commun 2019, 10, 5318.
3. Svidzinsky A., Agarval G., Classen A. *et al.* Enhancing stimulated Raman excitation and two-photon absorption using entangled states of light. Phys. Rev. Research. 2021, 3, 043029.
4. Maksymov, I.S.; Huy Nguyen, B.Q.; Pototsky, A.; Suslov, S. Acoustic, Phononic, Brillouin Light Scattering and Faraday Wave-Based Frequency Combs: Physical Foundations and Applications. Sensors 2022, 22, 3921.
5. Ахманов С.А., Ляхов Г.А. Распределенная обратная связь в лазерах с нестационарной накачкой; возможности безрезонаторной генерации в ультрафиолетовом диапазоне. Письма в ЖЭТФ 1974, 19(7), 470 – 474.
6. Луговой В.Н. Комбинационный Лазер с точечной обратной связью. Письма в ЖЭТФ 1974, 20(9), 625 – 627.

Расчёт электронных термов и спектральных характеристик

валентно-связанного аниона CH_2CN^-

А. В. Мекшун^{1,2}, А.А. Нариц¹

¹Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

В настоящее время в различных областях атомной, молекулярной и химической физики, а также физики плазмы активно исследуются физико-химические свойства молекулярных анионов и процессы их взаимодействия с нейтральными и заряженными частицами и электромагнитными полями. Такие процессы происходят в межзвездной среде [1], слабоионизованной плазме [2], а также в органических тканях живых существ [3].

Молекулярные анионы характеризуются типом связи внешнего электрона с нейтральным остовом. Основное устойчивое состояние аниона как правило является валентным, электрон в котором удерживается валентными связями, а энергия сродства электрона составляет несколько эВ. Наряду с валентно-связанными молекулярными анионами значительный интерес представляют дипольно-связанные анионы (ДСА), которые образуются в случае, когда дипольный момент полярной молекулы превышает критическое значение дипольного момента, $D > D_{\text{cr}}$. Величина $D_{\text{cr}} = 1.625$ Д в модели точечного диполя и $D_{\text{cr}} = 2.5$ Д при учете вращения молекулярного остова [4]. Энергии связи ДСА составляют $E_b \sim 1 - 10$ мэВ, что приводит к диффузному характеру волновой функции ДСА, пространственные размеры которой варьируются от нескольких десятков до сотен боровских радиусов. Отмеченные особенности существенно влияют на динамику элементарных процессов с участием ДСА [5].

Некоторые радикалы способны образовывать как валентно-связанные, так и дипольно-связанные отрицательные ионы [6]. Поскольку ДСА являются слабосвязанной системой, то состояние ДСА является, как правило, квазистационарным в зависимости от конкретных значений колебательно-вращательных квантовых чисел. Это приводит к резонансному характеру процесса порогового фотоотрыва. При этом наблюдаются резонансы формы и резонансы Фешбаха [7]. В межзвездной среде резонансы в спектрах излучения молекулярных анионов могут быть связаны с процессом фотоотрыва электрона с участием их колебательно-вращательных степеней свободы [8]. Конфигурации валентно-связанных анионов (ВСА) и ДСА могут сильно отличаться друг от друга. Благодаря этому процесс фотоотрыва сопровождается возбуждением

различных колебательных мод и для надежного описания экспериментальных данных по фотоотрыву необходимо иметь обширные данные о поверхностях потенциальной энергии анионов.

В данной работе выполнены расчеты основного и первых возбужденных электронных термов аниона CH_2CN^- методом связанных кластеров (CCSD(T)) для широкого диапазона геометрических параметров; уточнены его спектроскопические характеристики. На Рис. 1 представлено схематическое изображение равновесной геометрии аниона CH_2CN^- . Наши расчеты показали, что отклонение системы от плоской геометрии радикала CH_2CN составляет двугранный угол $\gamma = 10^\circ$, что значительно меньше величины, полученной в работе [9]. Значительно меньшей оказывается и величина потенциального барьера между двумя состояниями аниона, полученными отражением в плоскости yz , так называемого инверсионного барьера.

На Рис. 2 представлена зависимость кривой потенциальной энергии CH_2CN^- от угла γ . Наши расчёты показывают, что высота потенциального барьера составляет 24 см^{-1} . Проведенные расчеты также показывают, что адиабатическая энергия связи аниона $E_{\text{aff}} = 1.450 \text{ эВ}$, что находится в согласии с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными. Также выполнен расчет автоионизационных возбужденных электронных состояний изучаемого ВСА. Полученные результаты свидетельствуют о высокой эффективности канала фотоотрыва электрона от валентного аниона, реализующегося через заселение автоионизационных состояний.

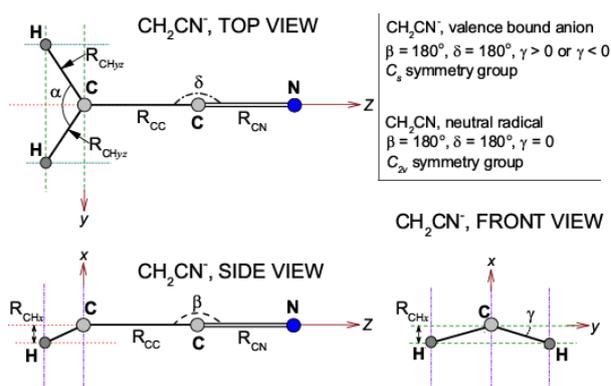


Рис. 1. Структура аниона CH_2CN^-

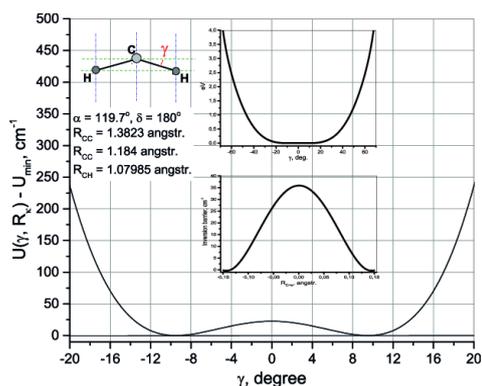


Рис. 2. Энергия основного электронного состояния

Таким образом, в работе проведены расчеты, существенно уточняющие параметры равновесной геометрии, а также энергетические характеристики валентного

аниона CH_2CN^- . Представлены данные по энергии основного и двух первых возбужденных электронных состояний. Полученные результаты важны для экспериментов по исследованию динамики фотоотрыва электрона от аниона CH_2CN^- , а также для интерпретации астрофизических данных.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 19-79-30086).

Литература

1. Millar T. J., Walsh C., Field T. A. Chemical reviews. – 2017. – Т. 117. – №. 3. – С. 1765-1795.
2. Pegg D. J. Reports on Progress in Physics. – 2004. – Т. 67. – №. 6. – С. 857.
3. Wardman P. Environmental Health Perspectives. – 1985. – Т. 64. – С. 309-320.
4. Jordan K. D., Wang F. Annual review of physical chemistry. – 2003. – Т. 54. – №. 1. – С. 367-396.
5. Lebedev V.S., Narits A.A. Chem. Phys. Lett. 2013. V. 582, P. 10-14.
6. Kelley M., Buathong S., Dunning F. B. The Journal of Chemical Physics. – 2017. – Т. 146. – №. 18.
7. Clary D.C. J. Phys. Chem. 1988. V. 92. P. 3173-3181
8. Laws B. A. et al. Journal of the American Chemical Society. – 2021. – Т. 143. – №. 44. – С. 18684-18692.
9. Lyle J. et al. The Journal of Chemical Physics. – 2017. – Т. 147. – №. 23.

Ближнепольная оптическая микроскопия квантовых точек InSb/GaSb полученных методом МЛЭ.

И.И. Минаев, Казанцев Д.В., Клековкин А.В., Кривобок В.С., Николаев С.Н.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, 119991, г. Москва, Ленинский
проспект

Локализация вырожденного электронного газа в In(Ga)Sb квантовых точках (КТ) большого размера (~100-200 нм) размещённых в обедненных слоях GaSb может представлять интерес для нужд наноплазмоники среднего и дальнего ИК диапазонов. В данной работе отработан рост таких квантовых точек методом МЛЭ и проведена визуализация формируемых ими ближних полей ИК диапазона с помощью оптического безапертурного микроскопа.

Рост квантовых точек InSb был осуществлен на установке молекулярно-лучевой эпитаксии Compact-21t фирмы RIBER. Для этого использовались ери-ready подложки GaSb (100). Для эпитаксиального роста заданной системы материалов характерен механизм роста Странского-Крастанова, то есть планарный рост до некой критической толщины (1.5МС) [1] и дальнейший трехмерный рост, в ходе которого и формируются КТ. Скорости роста калибровались по осцилляциям RHEED. Удаление окисла с поверхности подложки производилось при температуре $520\pm 10^\circ\text{C}$, после этого выращивался буферной слой GaSb толщиной 250нм при температуре $500\pm 10^\circ\text{C}$. Температура роста InSb составляла 300°C при потоке In $\sim 1.3\cdot 10^{-7}$ Торр, поток Sb варьировался от $5\cdot 10^{-6}$ до $8\cdot 10^{-7}$ Торр. Время роста КТ составило 60-80 с при скорости роста 0.013 МС/с.

Так как латеральный размер полученных КТ на порядок больше вертикального, данную систему можно локально считать квантовой ямой первого типа. Тем самым заряд должен аккумулироваться между уровнем проводимости GaSb и уровнем вакуума. Наличие смачивающего слоя также ведет к аккумуляции заряда, однако за счет меньшей толщины слоя InSb ($\sim 1.5\text{МС}$), количество заряда будет существенно меньше. Поле, вызванное кулоновским потенциалом, позволяет регистрировать контраст ближнего поля КТ

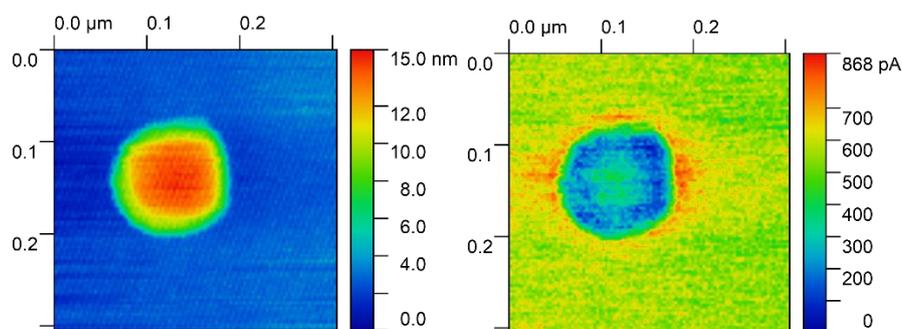


Рис. 1 – Изображение КТ InSb выращенных на GaSb с помощью АСМ и безапертурной ближнепольной микроскопии

Для измерения был использован АSNOM упругого рассеяния света, собранный по традиционной схеме [2]. Прибор изготовлен фирмой NT-MDT, сканирование производится в TappingMode зондом FGM01/Pt, с резонансной частотой кантилевера $\sim 60-80$ кГц. В качестве источника когерентного света, возбуждающего оптические дипольные колебания в сканирующей игле, а также используемого для оптического гомоденирования рассеянного иглой света с помощью схемы Майкельсона,

использовался CO₂ лазер Merit-G производства Laser Access. Собранное излучение детектировалось на КРТ фотоприемнике, который охлаждался до азотной температуры.

Для выделения ближнепольной компоненты оптического сигнала, использовалась микропроцессорная плата аналогового ввода-вывода P25M. Из полученного сигнала с платы выделялась одна из высших гармоник частоты механических колебаний зонда, совершая по 16-64 измерений фототока в пределах каждого периода её колебаний. Одновременно с последовательным измерением величины фототока и выделением в нем определенной гармоники, микропроцессорная плата регулярно изменяет фазу гомодинирующего луча в интерферометре Майкельсона путем перемещения зеркала, в его опорном плече по пилообразному закону. В результате усреднения по всей фазе опорного луча, алгоритм выделения сигнала формирует комплексное число, соответствующее амплитуде-фазе принимаемого сигнала ASNOM, после чего в ходе сканирования формируется 2D карта наряду с обычными сигналами АСМ.

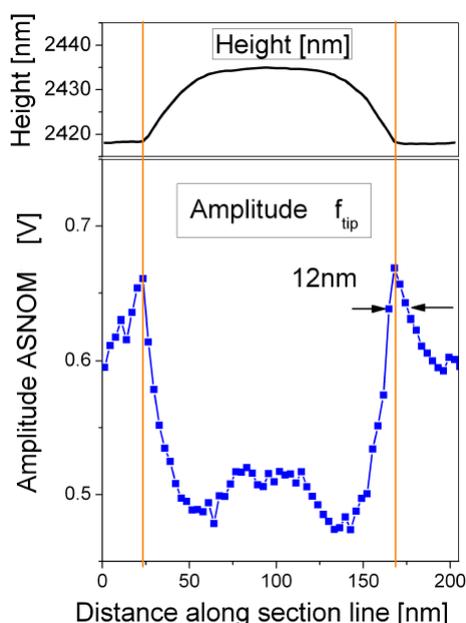


Рис. 2 – Профили сечений изображений топографии и ближнепольного сигнала.

Сигнал с ASNOM представляет из себя ореол повышенной амплитуды по периметру КТ (рис.1). На рис.2 показан топографический профиль КТ и профиль амплитуды ближнепольного сигнала. Наблюдается изменение амплитуды ближнепольного сигнала не зависимо от топографического сигнала. Из рис.2 видно, что данный скачок амплитуды не связан с морфологией КТ и он возникает за 10-15 нм до

изменения топографической амплитуды, что позволяет заключить, что разрешающая способность методики не хуже, чем 10-15 нм.

Данное изменение поляризуемости иглы вблизи КТ вероятно связано присутствием свободных носителей в материале GaSb. Потенциал вызывающий возникновение индуцированного заряда в близости КТ, обусловлен особенностями положения уровня Ферми в InSb и GaSb, то есть уровень проводимости InSb, образующий яму, расположен ниже уровня Ферми в GaSb, что и позволяет аккумулировать заряд. Тем самым резкое изменение амплитуды ближнепольного сигнала связано со сменой материала под зондом: с GaSb на InSb, который наполнен плазмой свободных носителей.

Таким образом, апробирован и отработан рост квантовых точек InSb/GaSb методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Электронная подсистема квантовых точек исследована с помощью безапертурного сканирующего микроскопа ближнего оптического поля (ASNOM), работающего на длине волны 10.7 мкм. На границах квантовых точек обнаружено резкое увеличение сигнала вызванное формированием 2D электронного газа вблизи интерфейса GaSb/InSb. Полученные результаты демонстрируют возможность формирования локализованных плазмонных резонансов ИК диапазона с помощью GaSb/InSb квантовых точек.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №19-79-30086).

Литература

1. B. R. Bennett, et al. Applied physics letters, 68(4) (1996), 505-507.
2. Sabry F. Holographie: Wie die Technologie funktioniert und Anwendungsfälle in der Industrie im wirklichen Leben. – One Billion Knowledgeable, 2022. – Т. 3.

Поляризационные эффекты в ориентированных агрегатах красителей

С. С. Моритака^{1,2}, В. С. Лебедев²

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

²Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Активное развитие современных нанофотоники и оптоэлектроники сопровождается интенсивным поиском новых материалов с уникальными оптическими свойствами [1–2]. Одним из перспективных классов таких материалов являются

упорядоченные молекулярные агрегаты красителей, образующиеся в результате самосборки [3–4]. Среди них особенно широко исследованы J-агрегаты, которые обладают рекордно узкими и интенсивными экситонными спектральными полосами среди органических материалов [5]. К настоящему времени были разработаны методы изготовления плёнок ориентированных агрегатов [6], и полученные образцы демонстрировали сильную поляризационную зависимость оптических спектров [6-7].

Отметим, что наиболее полным образом исследованы агрегаты с одной молекулой в элементарной ячейке [5]. При этом существует ряд молекулярных агрегатов с более сложной структурой ячейки, для которых экспериментально наблюдались более богатые поляризационные оптические спектры [6,8]. Однако, такие агрегаты были исследованы существенно менее подробно. В частности, теоретические модели были разработаны лишь для нескольких вариантов их укладки [5,9,10]. Цель данной работы состоит в том, чтобы установить более общие закономерности в поведении спектров поглощения линейно поляризованного света агрегатами с двумя молекулами в ячейке в зависимости от ориентации составляющих эти агрегаты молекул.

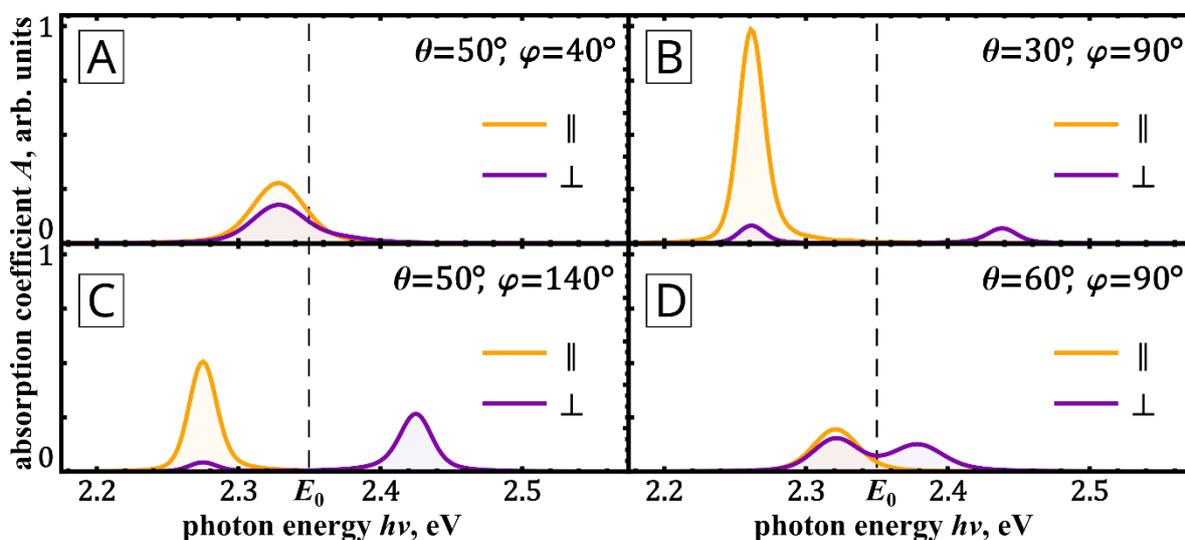


Рис. 1. Расчётные коэффициенты поглощения поляризованного света, A , модельными агрегатами с двумя молекулами в элементарной ячейке. На каждом рисунке приведены используемые значения углов θ и φ , задающих ориентацию молекул внутри непланарной ячейки, прочие параметры модели одинаковы. E_0 – положение середины экситонной зоны. Желтые кривые соответствуют поглощению света, поляризованного параллельно оси агрегата, фиолетовые кривые – перпендикулярно этой оси.

Мы описывали агрегат как линейную цепочку эквидистантных молекул с чередующейся ориентацией. В рамках теории молекулярных экситонов Давыдова [11] свет возбуждает в таких упорядоченных системах делокализованные экситоны Френкеля. Ориентация молекул задавалась с помощью двух углов: θ , угла полярного отклонения молекулы от оси агрегата, и φ , угла относительного азимутального поворота двух молекул в элементарной ячейке. Для ряда значений указанных углов мы провели расчёты спектров поглощения света, поляризованного параллельно \parallel и перпендикулярно \perp оси агрегата. Прочие величины параметров модели выбирались в соответствии с характерными значениями для агрегатов цианиновых красителей. На рисунке 1 приведены результаты некоторых наших расчётов.

Показано, что в зависимости от взаимной ориентации молекул внутри ячейки спектральное поведение коэффициентов поглощения света разных поляризаций, A_{\parallel} и A_{\perp} , сильно различается. Примерами возможных ситуаций являются: единственный пик, проявляющийся в A_{\parallel} и A_{\perp} с разной интенсивностью (Рис. 1А); преобладание одного пика A_{\parallel} при наличии двух слабых пиков A_{\perp} (Рис. 2В); преобладание одного пика из двух как для A_{\parallel} , так для A_{\perp} (Рис. 1С); два пика в A_{\perp} , только один из которых проявляется с близкой интенсивностью в A_{\parallel} (Рис. 1D). Выяснено, что конкретная форма результирующего спектра определяется совместным действием двух факторов: (1) угловой зависимостью закона дисперсии экситонов и (2) угловой зависимостью распределения силы осцилляторов между индивидуальными экситонными переходами. В частности установлено, что угол полярного отклонения θ определяет отношение интегральных величин коэффициентов поглощения света различных поляризаций, а угол азимутальной развертки φ определяет распределение силы осциллятора между полосами поглощения перпендикулярно поляризованного света.

Результаты данной работы обобщают традиционные представления о поляризационных спектрах упорядоченных агрегатов красителей на случай агрегатов с более сложной структурой. Ввиду наличия в спектрах рассматриваемых агрегатов двух полос поглощения света ортогональных поляризаций они могут найти применение при создании поляризационно-чувствительных. При этом, поскольку для упорядоченных агрегатов одних и тех же красителей нередко наблюдаются различные геометрические структуры упаковок молекул в зависимости от способа изготовления [12–13] то достаточно реалистичным выглядит получение заданных спектральных и поляризационных свойств таких органических компонент.

Литература

1. P. Thureja, R. Sokhoyan, C. U. Hail, et al, *Nanophotonics* **11**, 3745–3768 (2022).
2. J. H. Kim, T. Schembri, D. Bialas, et al, *Adv. Mater.* **34**, 2104678 (2022).
3. Б. И. Шапиро, *Успехи Химии* **75**, 484–510 (2006).
4. J. L. Bricks, Y. L. Slominskii, I. D. Panas, and A. P. Demchenko, *Methods Appl. Fluoresc.* **6**, 012001 (2017).
5. T. Kobayashi, J. Du and Y. Kida, *J-Aggregates: Volume 2* (World Scientific Publishing, Singapore, 2012).
6. K. Misawa, H. Ono, K. Minoshima, and T. Kobayashi, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 577–579 (1993).
7. A. V. Sorokin, I. Y. Ropakova, S. Wolter, et al, *J. Phys. Chem. C* **123**, 9428–9444 (2019).
8. S. Özçelik and D. Gülen, *J. Lumin* **128**, 871-873 (2008).
9. T. Kato, F. Sasaki, S. Abe, and S. Kobayashi, *Chem. Phys.* **230**, 209–221 (1998).
10. J. Knoester, *Int. J. Photoenergy* **2006**, 1–10 (2006).
11. А. С. Давыдов, *Теория молекулярных экситонов* (Наука, Москва, 1968).
12. C.-A. Shen, D. Bialas, M. Hecht, et al, *Angew. Chem. Int. Ed.* **60**, 11949–11958 (2021).
13. S. Ma, Y. Liu, J. Zhang, et al, *Phys. Chem. Letters* **11**, 10504–10510 (2020).

Измерение общей энергии активации

метан-водородных смесей

А.Д. Морошкина¹, В.В. Губернов¹, Е.В. Серещенко¹,
В.В. Миславский¹, С.С. Минаев¹, А.А. Пономарева² и В. Быков³

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

² Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия.

³ Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany.

В современном мире загрязнение окружающей среды является огромной проблемой, поэтому рассматриваются другие топлива, например, водород, для снижения выбросов CO₂ при сжигании углеводородов. Поскольку водород крайне взрывоопасен и вызывает трудности при его хранении и транспортировке, шагом на пути к водородной энергетике может стать использование метан-водородо-воздушных

смесей. В данной работе экспериментально исследуется одна из важнейших характеристик H_2/CH_4 смеси – общая энергия активации и ее зависимость от соотношения топлива и окислителя для различных составов топлива с объемным содержанием водорода в смеси a .

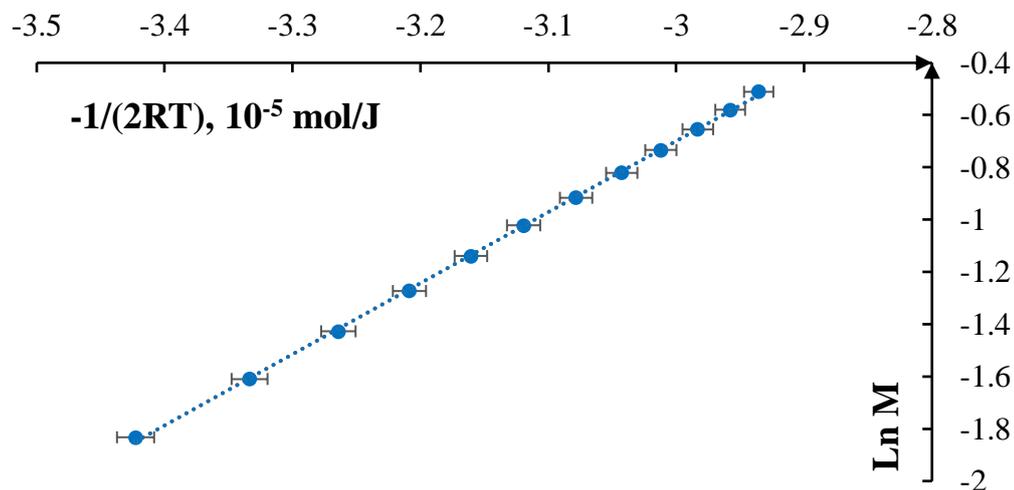


Рис. 1. Зависимость массового расхода от обратной температуры фронта пламени для $\varphi=0.8$ и $a=2$.

Ранее аналогичный эксперимент был проведен нами с метаном в качестве топлива, где было показано, что одностадийная модель может быть использована для описания свойств смеси в соответствии с формулой:

$$\ln M = \ln A - \frac{E_a}{2RT}$$

где M – это массовый расход смеси, A – предэкспоненциальный фактор, T – максимальная температура газа, E_a – общая энергия активации. Экспериментальная установка состоит из плоского пламени, стабилизированного на плоской пористой горелке, поддерживаемой при постоянной температуре с помощью термостата и оснащенной микрометрическими подвижками. Газы подаются через расходомеры (Bronkhorst). Температурные измерения выполнены методом тонко-волоконной пирометрии с помощью инфракрасной камеры (OPTRIS PI) и SiC нити.

Характерная зависимость $\ln M (1/T)$ измерена для $\varphi=0.8$ и показана на Рис. 1, где угол наклона графика позволяет оценить значение E_a . Применяя данную

процедуру к различным φ и a , можно найти зависимость E_a от состава смеси. В рамках экспериментальных погрешностей эта величина оказалась универсальной для различных смесей и равна 256 кДж/моль.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 21-13-00434.

Определение спектрального положения прямого края фундаментального поглощения в дисульфиде европия

С.Н. Николаев, В.С. Кривобок

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Россия, 119991, г. Москва, Ленинский проспект

Слоистые полупроводники из группы дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), представляют большой интерес как для фундаментальных исследований, так и для некоторых новых технологических решений. Возможность управлять шириной и характером запрещённой зоны, подбирая нужную толщину пленки чистого полупроводника, делает эти соединения привлекательными для нового поколения оптоэлектронных устройств. В связи с их уникальными свойствами ведётся поиск других узкозонных слоистых полупроводников. В данной работе речь пойдет о новой слоистой фазе дисульфида европия синтезированной при высоких давлениях. Физико-химические свойства данной фазы описаны в работе [1]. В данной работе представлены экспериментальные данные, позволившие определить положение прямого края фундаментального поглощения в дисульфиде европия.

Для определения спектрального положения прямого края поглощения был проведен комплекс экспериментов направленных на поиск спектральных особенностей в диэлектрической функции пленок EuS_2 . Мы использовали сравнительно толстые (объемные) пленки, так для них доступны более простые методы оценки частотной зависимости показателя преломления. Кроме того, для толстых пленок существенно меньше роль поверхностной безызлучательной рекомбинации носителей. Процедуры получения пленок и их размещения на стандартных подложках Si/SiO_2 описаны в работе [1]. Основной упор был сделан на измерениях спектров микроотражения и низкотемпературной фотолюминесценции. Описание используемого экспериментального стенда представлено в работе [2].

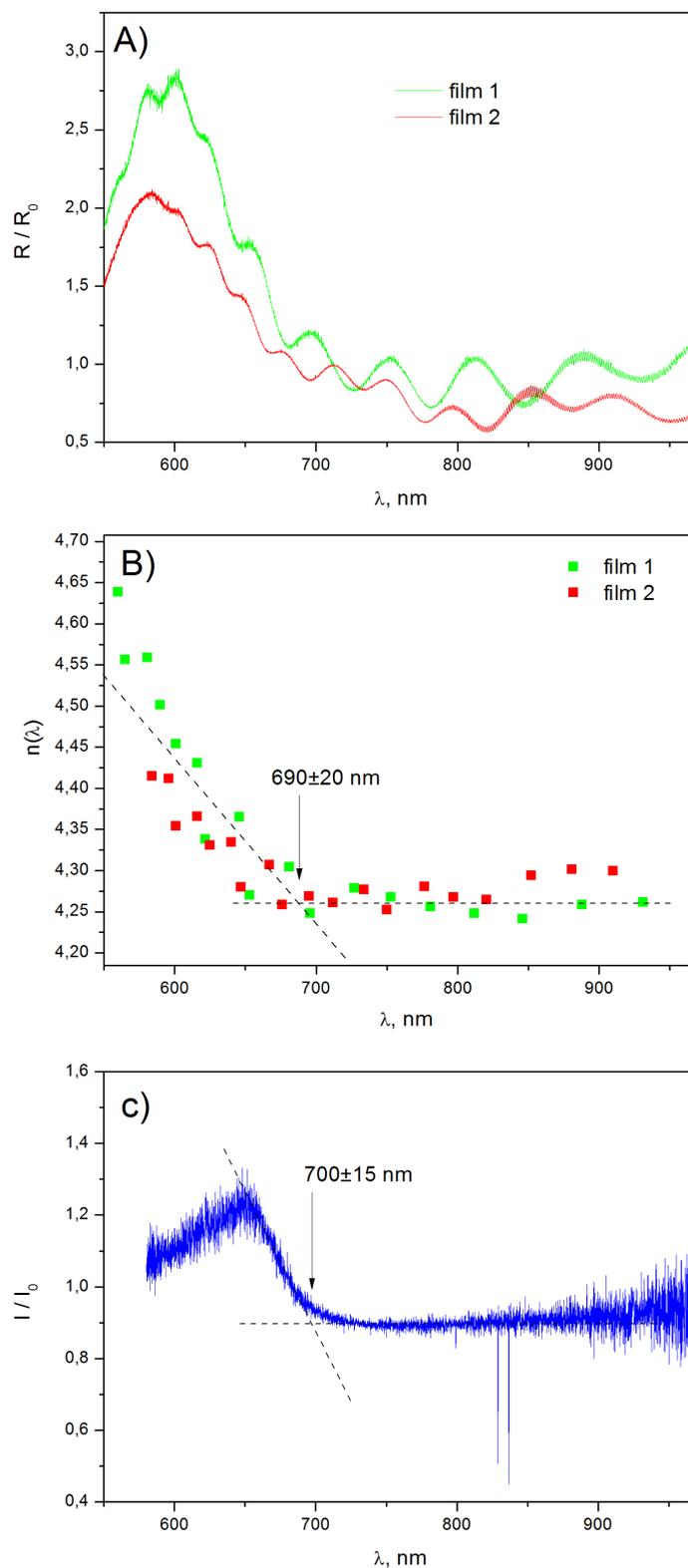


Рис. 1. А) Спектры микроотражения записанные при комнатной температуре для пленки толщиной ~ 1.15 мкм (зеленая кривая) и ~ 1.59 мкм (красная кривая) нормированные на спектр микроотражения подложки. В) Зависимость показателя преломления пленок от длины волны. С) Отношение спектров микрофотолюминесценции в областях с пленкой EuS2 и без нее записанные при температуре 5К.

Рис. 1А иллюстрирует типичные осцилляции коэффициента отражения для пленок EuS_2 толщиной 1.15 и 1.59 мкм. Чтобы исключить артефакты, связанные с подложкой и регистрирующей системой, на рисунке приведены зависимости отношения спектров отражения в области с пленкой EuS_2 и в области без пленки (только подложка). Из представленных кривых следует, что в диапазоне длин волн $\lambda \sim 550\text{-}950$ нм наблюдаются интерференционные минимумы и максимумы постепенно затухающие с уменьшением λ . Таким образом, коэффициент поглощения EuS_2 увеличивается с ростом длины волны, причем заметный рост регистрируется при $\lambda > 700$ нм. В свою очередь, анализ спектрального положения интерференционных минимумов и максимумов позволяет рассчитать оптическую толщину пленок в зависимости от длины волны и, затем, рассчитать показатель преломления. Результаты соответствующих расчетов представлены на рис. 1В. Из этих расчетов следует, что действительная часть показателя преломления слабо меняется в диапазоне 690-950-нм, затем регистрируется постепенный рост. Таким образом, можно утверждать, что в коротковолновой области по отношению к $\lambda = 690$ нм включается резонансная особенность (особенности) характерные для прямого края фундаментального поглощения.

Вывод, сделанный на основе анализа спектров микроотражения, подтверждается измерениями спектров горячей микрофотолюминесценции при температуре 5К, см. рис. 1С. Так как используемая Si/SiO_2 подложка при температуре 5К также люминесцирует, на рис. 1С приведено отношение спектров излучения для двух областей – с пленкой и без нее. Из представленных данных следует, что в области $\sim 700\text{-}950$ нм люминесценция определяется только Si/SiO_2 подложкой, в то время как в районе 550-700 нм регистрируется излучение пленки EuS_2 . Данное излучение следует отнести к горячей люминесценции, так как ширина запрещенной зоны EuS_2 расположена в районе 0.9 эВ [1].

Из представленных на рис. 1 экспериментальных данных следует, что в случае объемных пленок EuS_2 комбинированная плотность состояний содержит особенность ответственную за перегиб в частотной зависимости показателя преломления и пик горячей люминесценции наблюдаемые в районе $\sim 690\text{-}700$ нм (энергия кванта 1.77-1.8 эВ). Данная особенность демонстрирует характерные черты сингулярности плотности состояний типичной для прямого края фундаментального поглощения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 23-22-00444)

Литература

1. E. A. Ekimov, S. N. Nikolaev, A. G. Ivanova, V. A. Sidorov, A. A. Shiryaev, I. I. Usmanov, A. L. Vasiliev, V. V. Artemov, M. V. Kondrin, M. A. Chernopitsskiy, and V. S. Krivobok, CrystEngComm 25, 2966 (2023).
2. S. Nikolaev, M. Chernopitsskiy, V. Bagaev, V. Krivobok, E. Onishchenko, K. Savin, A. Y. Klokov, S. Chentsov, and V. Martovitskiy, J. Lumin. 231, 117812 (2021).

Люминесценция новых координационных соединений европия с 4,4,4-трифтор-1-фенил-1,3-бутандионом.

А.В. Осадченко^{1,2,3}, Д.С. Дайбаге^{1,2,3}, И.А. Захарчук^{1,2}, А.С. Селюков^{1,2,3,4},
С.А. Амброзевич^{1,2}, С.И. Михалева¹, С.Л. Семенова⁴, Е.Е. Кувшинова⁴, А.В. Рыжов²,
Н.В. Певцов², Д.Н. Певцов^{5,6}

¹Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

³Московский политехнический университет

⁴Всероссийский институт научной и технической информации РАН

⁵Московский физико-технический университет

⁶Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН

В последние годы заметно увеличивается спрос на высокоэффективные оптоэлектронные устройства, что отражает рост числа исследований, связанных с изучением новых люминесцентных материалов. Такие вещества могут применяться как в качестве эмиттеров в органических светоизлучающих диодах (ОСИД) [1] так и в качестве активной среды в лазерах на красителях [2]. В этом случае материалы должны обладать высоким значением квантового выхода. Также они могут применяться в качестве люминесцентных биомаркеров в медицине [3]. В настоящей работе представлены результаты исследований новых люминесцентных координационных соединений европия.

Целью работы было исследование влияния введения хлора в координационную сферу комплексов Eu^{3+} с β -дикетонами на люминесцентные свойства данных веществ.

В качестве объектов исследования были рассмотрены следующие вещества:

1	2
$\text{Eu}(\text{Btfa})_2(\text{C}_4\text{H}_5\text{O}_2)$	$\text{EuCl}(\text{Btfa})(\text{C}_4\text{H}_5\text{O}_2)$

Причем Btfa – $\text{C}_{10}\text{H}_7\text{F}_3\text{O}_2$.

Спектры фотолюминесценции исследованных веществ представлены на рис. 1а. Спектры имеют линейчатую структуру, которая полностью соответствует спектру люминесценции иона европия (III) [4]. Были обнаружены следующие переходы ${}^5D_0 - {}^7F_1$, ${}^5D_0 - {}^7F_2$, ${}^5D_0 - {}^7F_3$.

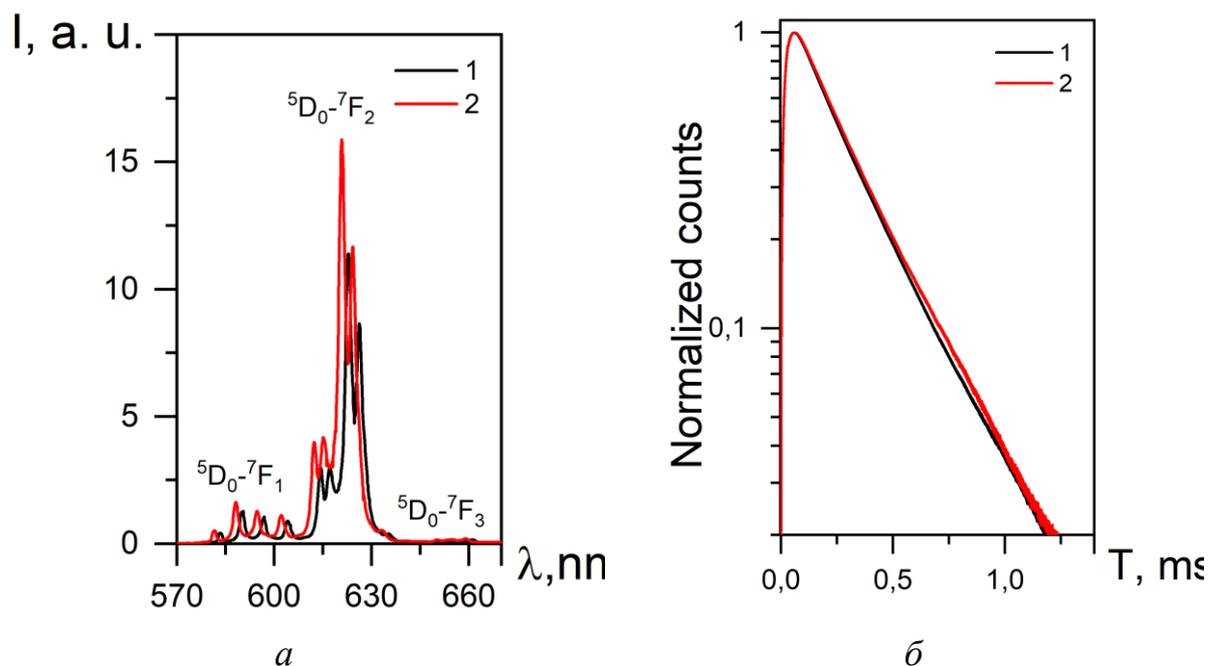


Рис. 1. *а* – спектры фотолюминесценции; *б* – кинетические зависимости фотолюминесценции.

На рис. 1б представлены кинетические зависимости люминесценции исследованных соединений при регистрации на длине волны 615 нм. Эти зависимости для обоих соединений имеют моноэкспоненциальный вид, характерные времена релаксации составляют $\tau_1 = 0,25$ мс, $\tau_2 = 0,26$ мс. Причем аппроксимация экспериментальных зависимостей для исследуемых веществ проводилась при помощи биэкспоненциальной функции, но второе время затухания не учитывается в силу малого статистического веса.

По результатам оптических исследований для представленных соединений европия был рассчитан их квантовый выход люминесценции. С учетом того, что переход ${}^5D_0 - {}^7F_1$ европия (III) является магнитно-дипольным и его характеристики не зависят от типа окружения иона, то в этом случае скорость перехода составляет $A_{MD} = 14,65 \text{ с}^{-1}$. Итоговое выражение для расчета квантового выхода имеет вид:

$$\eta = \frac{A_{rad}}{A_{rad} + A_{nrad}},$$

где $A_{rad} = A_{MD} n^3 \frac{I_{TOT}}{I_{MD}}$ – скорость излучательной релаксации, при этом скорость безызлучательной релаксации A_{nrad} можно найти из выражения $\tau_{obs} = \frac{1}{A_{rad} + A_{nrad}}$.

Таким образом, квантовый выход для исследованных веществ составил $\eta_1 = 27,3\%$, $\eta_2 = 36,3\%$.

Экспериментально было показано, что новые соединения европия обладают квантовым выходом люминесценции $\eta_1 = 27,3\%$, $\eta_2 = 36,3\%$. Было обнаружено, что введение хлора в координационную сферу иона Eu^{3+} улучшает люминесцентные характеристики координационных соединений Eu^{3+} с 4,4,4-трифтор-1-фенил-1,3-бутандионом. Представленные вещества могут использоваться в качестве эмиссионных слоев в органических светоизлучающих диодах.

Литература

1. Law G. L. et al. White OLED with a single-component europium complex //Inorganic chemistry. – 2009. – Т. 48. – №. 22. – С. 10492-10494.
2. Bünzli J. C. G., Piguet C. Taking advantage of luminescent lanthanide ions //Chemical Society Reviews. – 2005. – Т. 34. – №. 12. – С. 1048-1077.
3. Blomberg K., Ulfstedt A. C. Fluorescent europium chelates as target cell markers in the assessment of natural killer cell cytotoxicity //Journal of immunological methods. – 1993. – Т. 160. – №. 1. – С. 27-34.
4. Silva A. I., Lima N. B., Simas A. M., Gonçalves S. M. Europium complexes: Luminescence boost by a single efficient antenna ligand // ACS omega. – 2017. – Т. 2. – №. 10. – С. 6786-6794.

Высокоэффективный метод калибровки системы локализации точечных источников СВЧ излучения.

П.А. Павлова^{1,2}, И.С. Байдин², К.С. Виноградова^{1,2}, А.В. Огинов², Е.В. Паркевич²,
А. А. Тарасенко^{1,2}, А. И. Хирьянова² и К. В. Шпаков²

¹Российский университет дружбы народов

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

Локализация точечных источников СВЧ излучения, создаваемых лабораторными и атмосферными разрядами, является интересным, но до сих пор малоизученным

вопросом. Для данного исследования, ранее мы спроектировали комплекс антенн Вивальди, работающих в полосе от 500 МГц до 6 ГГц.

Согласно современным представлениям, источники интенсивного сверхвысокочастотного излучения (на частотах выше 1 ГГц) при протяженных электрических разрядах связаны с областями лобовых столкновений стримеров противоположных полярностей. Положения источников СВЧ излучения во время калибровочного процесса определялись путем решения задачи локализации. Для выявления одиночного всплеска сигналов нами были разработаны специальные методы, основанные на анализе спектральных и временных характеристик сигналов, записанных в нескольких вариациях.

Первый метод основан на анализе точек, которые начинают превышать уровень шума. Второй метод заключается в поиске общих максимумов на сигналах, коррелирующих между собой на всех антеннах.

В результате нашего исследования, итеративно было установлено, что следуя второму методу, мы получили более точные координаты точечного источника СВЧ излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 23-19-00524).

Литература

1. Parkevich E. V. et al. Natural sources of intense ultra-high-frequency radiation in high-voltage atmospheric discharges //Physical Review E. – 2023. – Т. 108. – №. 2. – С. 025201.
2. Parkevich E. V. et al. Electromagnetic emissions in the MHz and GHz frequency ranges driven by the streamer formation processes //Physical Review E. – 2022. – Т. 106. – №. 4. – С. 045210.
3. Parkevich E. V. et al. Streamer formation processes trigger intense x-ray and high-frequency radio emissions in a high-voltage discharge //Physical Review E. – 2022. – Т. 105. – №. 5. – С. L053201.

Расширенные дифракционные картины в приложении к определению точного местоположения плазменного микрообъекта

Е.В. Паркевич, А.И. Хирьянова

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

Адрес для связи с автором: parkevich@phystech.edu

В работе предложен эффективный метод определения местоположения выходной плоскости плазменного объекта, регистрируемого оптической линзовой системой при наличии эффекта дефокусировки. Метод предполагает одновременное использование двумерных дифракционных карт дифрагированной волны, построенных для ее прямого и обратного направлений распространения относительно выходной плоскости объекта. Расчет дифракционных карт производится с использованием спектральной свертки, описывающей расплывание углового спектра волны в свободном пространстве. Показано, что результирующая дифракционная картина, полученная для обоих случаев распространения волны, представляет собой два разнонаправленных дифракционных конуса с узкой перетяжкой между ними. В области данной перетяжки наблюдается локализация сдвига фазы волны (результирующий минимум для плазменного формирования), а также инверсия областей с усилением и ослаблением интенсивности волны. Область перетяжки совпадает с зоной пространства, занятого плазменным объектом. Знание закономерностей изменения характеристик дифрагированной волны в области перетяжки позволяет определять местоположение выходной плоскости плазменного объекта с микронной точностью даже при использовании одного ракурса лазерного зондирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-79-30086).

Литература

1. E.V. Parkevich¹, A.I. Khirianova, T.F. Khirianov, K.T. Smaznova, D.V. Tolbukhin, Ya.K. Bolotov, and S.A. Ambrozevich. An efficient method for determining the output plane of a small-sized phase object in application to its image processing. *Journal of Russian laser Research*. 2023 (in print).

Применение разряда магнитоплазменного компрессора для моделирования радиационного разрушения тонкопленочных зеркальных покрытий.

Д.С. Пасынкова, А.С. Скрябин, В.Д. Телех, А.В. Павлов

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Тонкопленочные зеркальные покрытия имеют широкое применение в современном научном мире как в сфере диагностики, так и в производственной практике: литография, детектирование космического излучения, обработка материалов вакуумным ультрафиолетовым излучением, исследования внутренней структуры различных материалов и т.д. [1-4]. Их применение основывается на возможности взаимодействия с коротковолновой областью излучения (поглощение большинством существующих материалов ограничивает использование данного типа излучения). Коротковолновый диапазон излучения является высокоэнергетичным, поэтому необходимо исследовать радиационную стойкость тонкопленочных зеркальных покрытий в этом диапазоне.

В данной работе проводится исследование деградации Al/MgF₂ зеркал после воздействия вакуумным ультрафиолетовым излучением. Данные зеркала применяются в космических телескопах («Хаббл», «Т-170М») для диагностики наиболее яркой линии солнечного спектра – длины волны водорода Лаймана H_{α} (121,6 нм). Из существующих источников вакуумного ультрафиолетового излучения (синхротрон, капиллярные источники, лазерно-плазменные источники, источники низкого давления) был выбран магнитоплазменный компрессор (МПК) [5-9] – наиболее оптимальный квазисферический источник широкополосного высокояркостного излучения.

Объекты исследования – три зеркала Al/MgF₂ габаритами 20 × 50 × 10 мм. Образцы располагались на расстоянии 47, 60, 72 мм от источника и облучались МПК эрозионного типа в вакууме. Характеристики разряда: ёмкость конденсаторной батареи – 18 мкФ, подаваемое на неё напряжение – 20 кВ, максимальная сила тока в первом полупериоде – 166 кА, длительностью первого полупериода – 5 мкс. После облучения была измерена отражательная способность образцов (рисунок 1). На образце, наиболее удалённом от МПК, не наблюдалось значительного падения отражательной способности. На двух других образцах максимальное разрушение (падение коэффициента отражения) находилось на расстоянии 15 мм от границы МПК. С удалением от этого места степень деградации покрытия уменьшается.

Исследование выполнено по заданию Минобрнауки России на уникальной научной установке «Пучок-М» МГТУ имени Н.Э. Баумана.

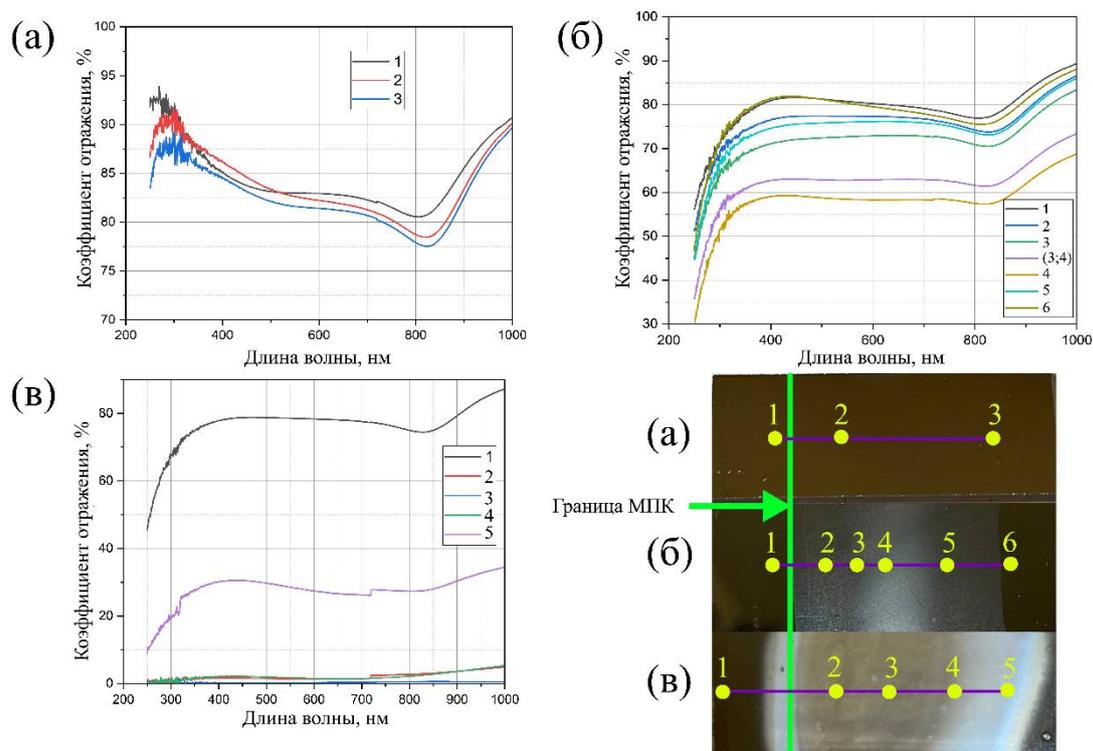


Рис. 1. Отражательная способность после облучения Al/MgF₂ зеркал, расположенных на расстоянии 47 (а), 60 (б), 72 (в) мм от оси МПК.

Литература

1. Гасанов С.К. и др. // Успехи современного естествознания. 2015. № 10. С. 11-14.
2. Боровикова О.В. // Международный научно-исследовательский журнал. 2014. № 30. С. 15-18.
3. Черкашина Н.И. // Инновационные материалы и технологии (XX научные чтения): Материалы Межд. научно-практич. конференции. 2010. С. 246-249.
4. Жупанов В.Г. и др. // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2014. № 5. С. 92-96.
5. Skriabin A.S., Telekh V.D., Pavlov A.V., Pasynkova D.S. et al. // Nanomaterials. 2023. 13(21). P. 1-12.
6. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Symmetry. 2021. V. 13. I. 6. P. 927.
7. Pavlov A.V., Shchepanyuk T.S., Skriabin A.S., Telekh V.D. // Polymers. 2022. V. 14. P. 3940.
8. Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Protasov Yu.S., Shashkovskii S.G. // High Temp. 1989. V. 27. P. 141-155.
9. Kozlov N.P., Protasov Yu.S. // Phys. Lett. A. 1978. V. 67. P. 191-193.

Энергетические параметры фотолюминесценции кислородных вакансий кристалла и керамики Lu_2SiO_5

М. В. Белов¹, Ю. Д. Заварцев², М. В. Завертяев¹, А. И. Загуменный², В. А. Козлов¹,
С. А. Кутовой¹, Н. В. Пестовский¹, С. Ю. Савинов¹

¹Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

²Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН

Кристалл Lu_2SiO_5 (LSO), активированный ионами Ce^{3+} , а также его модификации являются высокоэффективными сцинтилляторами с уникальными параметрами и активно используются во многих приложениях, в частности – в позитронно-эмиссионной томографии [1]. В настоящее время наиболее широко распространены кристаллы LSO:Ce, дополнительно легированные ионами двухвалентного кальция, так как при этом одновременно улучшаются многие ключевые характеристики кристалла: возрастает выход сцинтилляции, уменьшается ее длительность, а также существенно улучшаются параметры роста кристалла, открывая возможность выращивания кристаллов LSO:Ce достаточно больших размеров (десятки см) [2,3].

Интересной и актуальной научной задачей является в настоящее время установление физического механизма, благодаря которому дополнительное легирование кристалла LSO:Ce ионами Ca^{2+} повышает его характеристики. В настоящее время над этой задачей работает ряд научных групп [4,5 и др]. Известно [4,5], что внедрение ионов Ca^{2+} в решетку LSO приводит к замещению ионами Ca^{2+} ионов Lu^{3+} в их кристаллических позициях. Возникающий при этом зарядовый дисбаланс компенсируется за счет формирования рядом с ионом кальция вакансии кислорода, так как в области атома кислорода в кристаллической решетке LSO сконцентрирован отрицательный заряд. Таким образом общепризнано, что при дополнительном легировании кристалла LSO:Ce ионами двухвалентного кальция в кристалле создаются кислородные вакансии. Их роль в улучшении сцинтилляционных свойств LSO в настоящее время активно исследуется [4,5].

Важнейшим параметром широкозонного окисла, который необходим для правильного моделирования физических процессов, является энергетический спектр состояний кислородной вакансии. Ее можно определить по спектрально-кинетическим параметрам люминесценции кислородных вакансий. В работе [6] показано, что люминесценция кристаллического и керамического LSO в области 280-290 нм при комнатной температуре связана с кислородными вакансиями.

В настоящей работе исследуется энергетический спектр кислородных вакансий в кристаллическом и керамическом LSO. Спектр фотолюминесценции (ФЛ) этих материалов приведен на рис. 1. Из него следует, что максимум спектральной плотности энергии ФЛ образца керамики LSO:Ca расположен при энергии кванта света 4,38 эВ, а для кристалла LSO, выращенного из нестехиометрического расплава с недостатком кислорода, это значение равно 4,22 эВ. В работе обсуждаются полученные результаты.

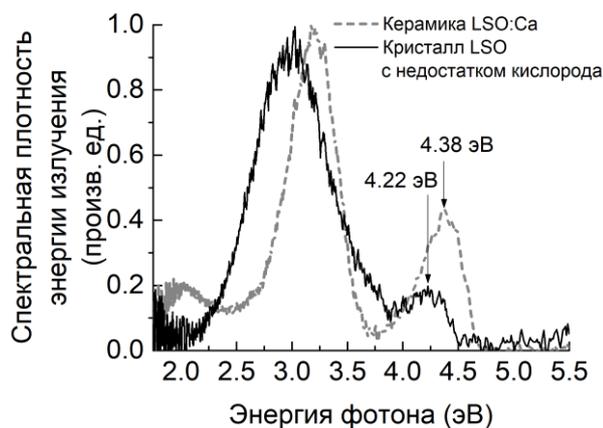


Рис. 1. Спектральная плотность энергии фотолюминесценции кристалла LSO, выращенного из нестехиометрического расплава (сплошная линия) и керамики LSO:Ca (штриховая линия).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-79-30086).

Литература

1. Yu X. et al. Requirements of scintillation crystals with the development of PET scanners //Crystals. – 2022. – Т. 12. – №. 9. – С. 1302.
2. Zavartsev Y. D., Koutovoi S. A., Zagumennyi A. I. Czochralski growth and characterisation of large $\text{Ce}^{3+}:\text{Lu}_2\text{SiO}_5$ single crystals co-doped with Mg^{2+} or Ca^{2+} or Tb^{3+} for scintillators //Journal of Crystal Growth. – 2005. – Т. 275. – №. 1-2. – С. e2167-e2171.
3. Ю. Д. Заварцев, М. В. Завертяев, А. И. Загуменный, А. Ф. Зерроук, В. А. Козлов, С. А. Кутовой, LFS-3 - Новый радиационно-стойкий сцинтиллятор для электромагнитных калориметров //Краткие сообщения по физике Физического института им. П. Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2013. – №. 2. С. 13-20.
4. Wu Y. et al. Revealing the role of calcium codoping on optical and scintillation homogeneity in $\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ single crystals //Journal of Crystal Growth. – 2018. – Т. 498. – С. 362-371.

5. Cai J., Yeung Y. Tuning scintillation properties of Lu_2SiO_5 by Ce and Ca codoping //Physical Review B. – 2023. – Т. 107. – №. 8. – С. 085149.
6. Belov M. V., Koutovoi S. A., Kozlov V. A., Pestovskii N. V., Savinov S. Yu., Zagumennyi A. I., Zavartsev Yu. D., Zavertyaev M. V., Luminescence from oxygen vacancies in Lu_2SiO_5 crystal and ceramics at room temperature //Journal of Luminescence. – 2023. – Т. 263. – С. 120155

Свойства импульсной катодолуминесценции кристалла Sc_2SiO_5

М. В. Белов¹, Ю. Д. Заварцев², М. В. Завертяев¹, А. И. Загуменный², В. А. Козлов¹,
С. А. Кутовой¹, Н. В. Пестовский¹, С. Ю. Савинов¹

¹Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

²Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН

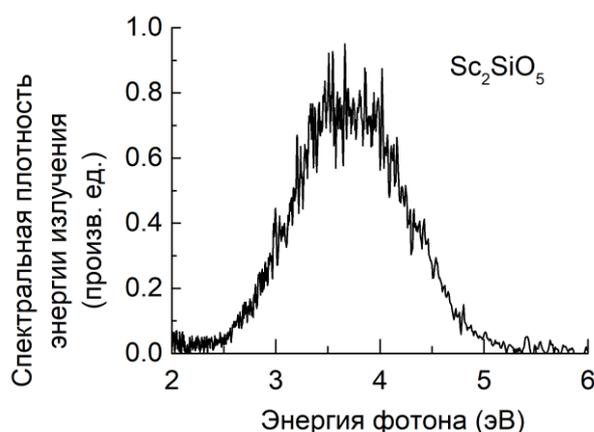


Рис. 1. Спектр ИКЛ кристалла Sc_2SiO_5

Выращивание и люминесценция широкозонного кристалла Sc_2SiO_5 исследовались в работах [1,2]. В этих работах установлено, что исследуемый материал имеет яркую собственную люминесценцию при комнатной температуре. В настоящей работе изучены параметры импульсной катодолуминесценции (ИКЛ) этого соединения при комнатной температуре [3-5]: спектр, кинетика на различных длинах волн, а также нелинейные параметры (в соответствии с методикой, предложенной в работе [5]). Исследованные кристаллы были выращены методом Чохральского из иридиевого тигля. Для роста были использованы исходные реактивы высокой химической чистоты (массовая доля основного вещества – не менее 99,99%).

Возбуждение ИКЛ осуществлялось пучком электронов ускорителя РАДАН-

ЭКСПЕРТ. Средняя кинетическая энергия частиц составляла ~ 130 кэВ [6]. Измерения параметров ИКЛ выполнены по схеме, опубликованной в работе [5]. Для примера на Рис. 1 приведена спектральная плотность энергии ИКЛ исследованного материала. В докладе обсуждаются результаты проведенных измерений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-79-30086).

Литература

1. Ананьева Г. В., Коровкин А. М., Меркулаева О. И. // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. – 1981 - Т. 17 – С. 1037.
2. Иванов В. Ю., Шлыгин Е. С., Пустоваров В. А., Мазуренко В. В., Шульгин Б. В. Собственная люминесценция редкоземельных оксиортосиликатов // Физика твердого тела. – 2008 – Т. 50 - Вып. 9 – СС. 1628-1634.
3. Соломонов В. И., Михайлов С. Г. Импульсная катодолуминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ // Екатеринбург: УРО РАН. - 2003. –184 с.
4. Соломонов В. И., Спирина А. В., Импульсная катодолуминесценция и ее применение. // LAP LAMBERT - 2017 - 181 с.
5. Belov M. V., Koutovoi S. A., Kozlov V. A., Pestovskii N. V., Savinov S. Yu., Zagumennyi A. I., Zavartsev Yu. D., and Zavertyaev M. V., Measurement of non-linearity in the cathodoluminescence yield for non-doped scintillators //Journal of Applied Physics. – 2021. – Т. 130. – №. 23. – С. 233101.
6. Афанасьев В. Н. и др. Параметры электронных пучков, генерируемых ускорителями РАДАН-220 и РАДАН-ЭКСПЕРТ //Приборы и техника эксперимента. – 2005. – №. 5. – С. 88-92.

Исследование жёстких излучений атмосферного мегавольтного разряда установки ЭРГ (ФИАН)

А. А. Родионов, А. В. Агафонов, В. А. Рябов, К. В. Шпаков, И. С. Байдин,
Я. К. Болотов, М. А. Медведев, Е. В. Паркевич, А. Г. Мозговой, А. В. Огинов
Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Импульсный атмосферный пробой ~ 1 м промежутков воздуха, осуществляемый при приложении напряжения амплитудой ~ 1 МВ, в настоящий момент активно

исследуется [1—9], так как его многокомпонентный механизм к настоящему моменту времени до конца не изучен. Таким образом, его установление представляет существенный интерес и, в частности, может быть полезным для понимания процессов в природных молниях [3].

Измерены распределения временных и энергетических параметров рентгеновского излучения наносекундного мегавольтного разряда установки ЭРГ (ФИАН) [1-2, 5-9] в конфигурации “обратно-конический катод с острием – сетчатый анод” по координате вдоль оси разряда с разрешением 12 см. Длина разрядного промежутка ~60 см, максимальное приложенное напряжение – 1 МВ с временем нарастания фронта – 200 нс. Оценки энергии квантов излучения выполнены с использованием свинцовых фильтров ступенчатого ослабления с толщинами до 10 мм. Исследовано ~1200-1400 осевых разрядов. Установлено, что импульсы излучения обладают свойством кластеризации по временной оси и возникают одновременно с особенностями производной приложенного напряжения по времени и высокочастотными токовыми осцилляциями (~1 нс). Наиболее интенсивное и жесткое рентгеновское и гамма-излучение наблюдается в момент достижения приложенным напряжением максимального значения. Энергия излучения из области анода превышает энергию излучения из газового промежутка в 5–8 раз. Также наблюдаются максимумы энергии излучения в области катода. Максимальная энергия кванта излучения не превышает ~400 кэВ. Исследованы амплитудные спектры ионизирующего излучения. Источником наблюдаемого при-анодного излучения может быть торможение релятивистских электронов в материале анода. Тот же механизм также возможен и в области катода, по крайней мере выполняется в полной мере в рамках обозначенных порядков энергий регистрируемых квантов излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №19-79-30086).

Литература

1. Родионов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов Я.К., Медведев М.А., Паркевич Е.В., Мозговой А.Г., Огинов А.В. Исследование областей генерации жестких ионизирующих излучений в атмосферном разряде //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 116. – №. 4. – С. 225-232. DOI: 10.31857/S1234567822160066.
2. Родионов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов Я.К., Медведев М.А., Паркевич Е.В., Мозговой А.Г., Огинов А.В. Временные параметры ионизирующего излучения анодной и катодной локализации в

- мегавольтном атмосферном разряде //Краткие сообщения по физике Физического института им. ПН Лебедева Российской Академии Наук. – 2022. – Т. 49. – №. 7. – С. 38-49. DOI: 10.3103/S1068335622070077.
3. J. R. Dwyer et al., Observation of a gamma-ray flash at ground level in association with a cloud-to-ground lightning return stroke, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2012, Vol. 117, No. A10.
 4. Kochkin P., Köhn C., Ebert U. & Van Deursen L. Analyzing x-ray emissions from meter-scale negative discharges in ambient air //*Plasma Sources Science and Technology*. – 2016. – Т. 25. – №. 4. – С. 044002.
 5. A.V. Agafonov, V. A. Bogachenkov, A. P. Chubenko, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, A. S. Rusetskiy, V. A. Ryabov, A. L. Shepetov, K. V. Shpakov Observation of hard radiations in a laboratory atmospheric high-voltage discharge, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 50 (2017) 165202 (9pp).
 6. A.V. Agafonov, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, V. A. Ryabov and K. V. Shpakov. Anisotropy in hard bremsstrahlung from a high-voltage laboratory simulation of an atmospheric discharge //*Plasma Sources Science and Technology*. – 2019. – Т. 28. – №. 9. – С. 095014.
 7. Parkevich E.V., Shpakov K.V., Baidin I.S., Rodionov A.A., Khirianova A.I., Khirianov T.F. & Oginov A.V. Streamer formation processes trigger intense x-ray and high-frequency radio emissions in a high-voltage discharge //*Physical Review E*. – 2022. – Т. 105. – №. 5. – С. L053201.
 8. Parkevich E.V., Khirianova A.I., Khirianov T.F., Baidin I.S., Shpakov K.V., Rodionov A.A. & Oginov A.V. Electromagnetic emissions in the MHz and GHz frequency ranges driven by the streamer formation processes //*Physical Review E*. – 2022. – Т. 106. – №. 4. – С. 045210.
 9. Rodionov A.A., Oginov A.V., Shpakov K.V. Photomultiplier-Based Scintillation Radiation Detectors of Increased Sensitivity and Time Resolution for Measurements under Conditions of High Electromagnetic Interference //*Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. – 2018. – Т. 82. – №. 4. – С. 404-408.

Особенности комбинационного рассеяния в смесях легкой и тяжелой воды

А.В. Скрабатун^{1,2}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия;

²МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Адрес для связи с автором: skrabatunav@lebedev.ru

Основным фактором, определяющим структуру воды, является как внутримолекулярное, так и межмолекулярное взаимодействие атомов посредством водородных связей [1]. При этом в объеме жидкой и твердой фаз воды за счет водородных связей образуются упорядоченные структуры, в основном в виде тетраэдров, содержащих по пять молекул воды [2]. Одним из эффективных методов анализа молекулярной структуры воды является спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) света. Из-за полярной природы молекул воды и их взаимодействия через водородные связи в жидком состоянии образование микрокластеров и частично упорядоченных пространственных структур приводит к появлению дополнительных полос в низкочастотной области спектров КР. Изменение изотопного состава воды, а также наличие микрокластеров и упорядоченных пространственных структур в ней, приводит к значительным вариациям свойств воды, влияя на жизненные процессы.

Исследования кластерных мод легкой и тяжелой воды в низкочастотной области спектра КР осложнены наличием высокоинтенсивного релаксационного плеча в области частот $\nu = 10\text{-}300 \text{ см}^{-1}$. Согласно одному из методов описания механизма появления дополнительных полос в низкочастотном спектре спонтанного КР проявление этих линий связано с возбуждением трансляционных кластерных мод в области частот $20\text{-}300 \text{ см}^{-1}$ и хаотических медленных сильнозатухающих либраций кластеров молекул на частотах $0\text{-}50 \text{ см}^{-1}$ [3]. Для изучения структуры кластерных мод воды и более точного определения их частот рассчитывают динамическую восприимчивость $\chi''(\nu) \equiv \text{Im}(\chi(\nu))$ в зависимости от интенсивности сигнала КР $I(\nu)$ следующим образом [3]:

$$\chi_i''(\nu) = I_i(\nu)[n_i + 1]^{-1}. \quad (1.1)$$

Здесь n_i — Бозе-фактор, т.е. количество фотонов в состоянии с энергией $\hbar\omega_i$. Согласно распределению Бозе-Эйнштейна n_i можно записать в виде:

Наблюдаемый небольшой сдвиг комбинационной частоты на рис. 1 при увеличении объемного содержания тяжелой воды в смеси с легкой водой можно объяснить проявлением кластеров, содержащих атомы дейтерия. При этом, помимо кластеров, состоящих из молекул легкой и тяжелой воды, в смеси, по-видимому, формируются структуры, состоящие из

гибридных молекул воды HOD.

Трансляционные моды гибридных кластеров молекул воды можно увидеть на кривой 2 на рис. 1. Изменения частотного сдвига наиболее ярко проявляется на компоненте $\nu \approx 160$ cm^{-1} , так как изменения в пределах 3-5% практически незаметны на составляющей $\nu \approx 40$ cm^{-1} с учетом спектрального разрешения ± 3 cm^{-1} . С увеличением концентрации молекул D_2O и HOD увеличивается интегральная интенсивность соответствующих составляющих спектра, так как водородные связи в этих соединениях более прочные и линейные по сравнению со связями в молекулах H_2O [4].

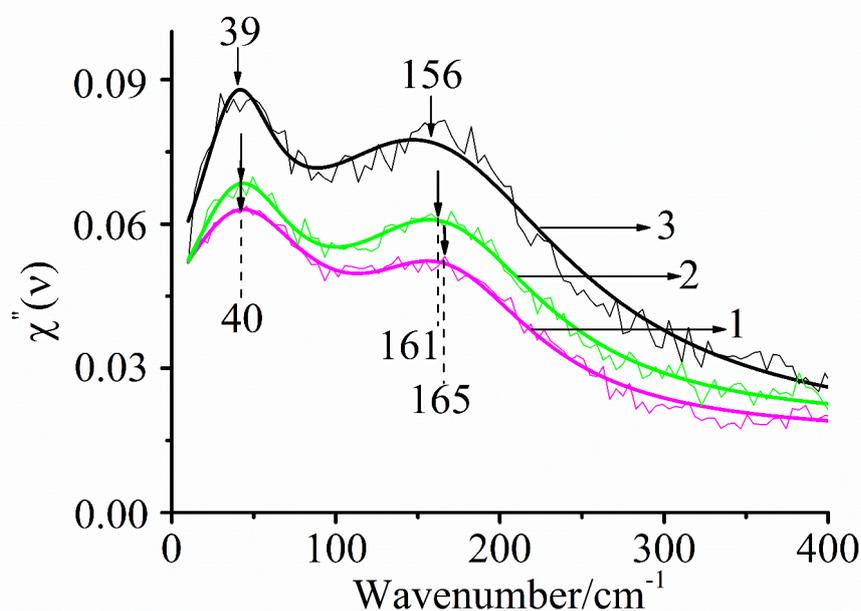


Рис. 1. Динамическая восприимчивость кластеров воды в зависимости от волнового числа. На рисунке цифрами обозначены кривые, характеризующиеся различным изотопным составом воды.

Литература

1. Walrafen G., Blatz L. Weak Raman bands from water // The Journal of Chemical Physics. 1973. V. 59. № 5. P. 2646-2650.
2. Walrafen G.E. Raman spectral studies of water structure // The Journal of Chemical Physics. 1964. V. 40. № 11. P. 3249-3256.
3. Walrafen G.E., Chu Y.C., Piermarini G.J. Low-frequency Raman scattering from water at high pressures and high temperatures // The Journal of Physical Chemistry. 1996. V. 100. № 24. P. 10363-10372.
4. Hu Q., Zhao H., Ouyang S. Understanding water structure from Raman spectra of isotopic

substitution H₂O/D₂O up to 573 K // Physical Chemistry Chemical Physics. 2017. V. 19. № 32. P. 21540-21547.

Влияние распределения интенсивности пучков различной структуры на лазерно-индуцированную кристаллизацию тонких халькогенидных пленок Ge₂Sb₂Te₅

П. А. Смирнов^{1,2}, М.П. Смаев^{1,2}, П.И. Лазаренко¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Зеленоград

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

Фазопеременные материалы широко применяются в сферах электроники и фотоники, благодаря легкости управления их свойствами за счет индуцированных низкоэнергетическими воздействиями фазовых переходов и наличия высокого контраста между параметрами в аморфном и кристаллическом состояниях. Одним из перспективных направлений применения материалов данного класса является создание метаповерхностей, представляющих собой поверхности с перестраиваемыми оптическими характеристиками, которые позволяют локально управлять профилями амплитуды и фазы отраженного или проходящего излучения. Для управления свойствами фазопеременных материалов применяется несколько способов инициации изменения их фазового состояния: электрический, оптический или термический. С позиции изготовления оптических устройств лазерное переключение особо привлекательно, поскольку является быстрым и достаточно простым способом управляемой структурной модификации, позволяющей создавать фазопеременные элементы со сложной топологией.

В данной работе исследовалась кристаллизация тонких пленок фазопеременных материалов с помощью лазерных пучков различной структуры (гауссовы моды ТЕМ₀₀, ТЕМ₀₁, радиально и азимутально поляризованные пучки). В качестве образцов использовали тонкие аморфные пленки состава Ge₂Sb₂Te₅, сформированные методом магнетронного распыления мишени, на стеклянных подложках. В качестве источника излучения использовался непрерывный лазер с длиной волны 532 нм. Для управления свойствами лазерного пучка использовался набор оптических элементов: двойной ромб Френеля, конвертер поляризации (S-plate), четвертьволновая фазовая пластина и поляризатор.

В ходе выполнения исследований были установлены зависимости влияния профиля распределения интенсивности лазерного пучка на сформированные закристаллизованные области с различной пространственной структурой. Исследования модифицированных лазером областей проводились методами оптической микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния света.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00977, <https://rscf.ru/project/23-29-00977/>.

Экспериментальное и численное исследования повреждения конструкционных материалов сильноточным электронным пучком.

А.Р. Смирнова^{1,2,3}, Е.Д. Казаков^{1,2,3}, С.И.Ткаченко^{1,2,3}

¹Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”

²Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН

³Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский институт)

Многие установки, в которых осуществляется удержание высокотемпературной плазмы и плазменно-пучковые эксперименты при высоких плотностях токов, подвержены риску повреждения стенок [1,2]. Значительная часть экспериментов по исследованию стойкости первой стенки в термоядерных установках направлена на изучение взаимодействия материалов с водородной плазмой [3,4]. Однако взаимодействие первой стенки с пучками электронов, даже с энергией до 100 Дж, тоже приводит к ее разрушениям. Так ранее было продемонстрировано, что взаимодействие электронных пучков с энергиями от ста кэВ приводит к специфическому повреждению материалов, которое не наблюдается при других видах взаимодействий [5,6].

В представляемой работе были проведены эксперименты по взаимодействию высокоэнергетичного электронного пучка с образцами из поликристаллического вольфрама (Goodfellow) и коррозионностойкой ферритно-мартенситной стали ЭК-181 и математическое моделирование данных экспериментов.

Эксперименты проводились на сильноточном ускорителе электронов «Кальмар» (ток до 40 кА, напряжение до 350 кВ, длительность импульса порядка 100 нс, энергия электронов в пучке порядка 0,35 МэВ). В экспериментах с помощью ёмкостного делителя напряжения измерялось полное падение напряжения, включая его индуктивную составляющую. Расчёт тока пучка производился по измеренному падению

напряжения на низкоиндуктивном шунте с известным сопротивлением. Было проведено несколько экспериментов с разным количеством «выстрелов» (1, 3, 6 и 10) по указанным материалам [7]. После экспериментов облученные образцы исследовались с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) VERSA (FEI, USA). Изображения получали во вторичных и обратно рассеянных электронах при различных увеличениях.

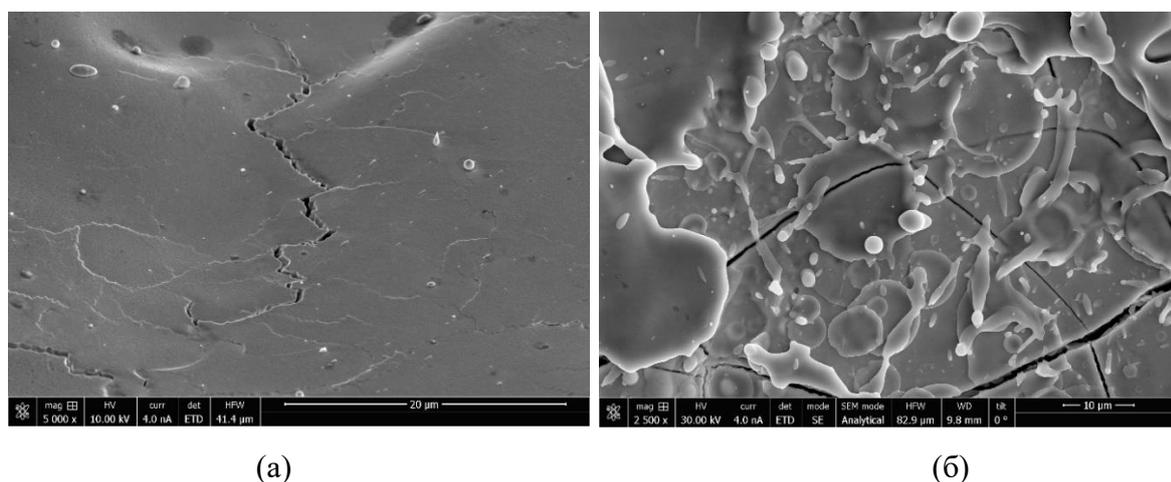


Рис. 1 Микрофотографии мишеней из вольфрама, полученные (а) после 3 воздействий; (б) после 6 воздействий.

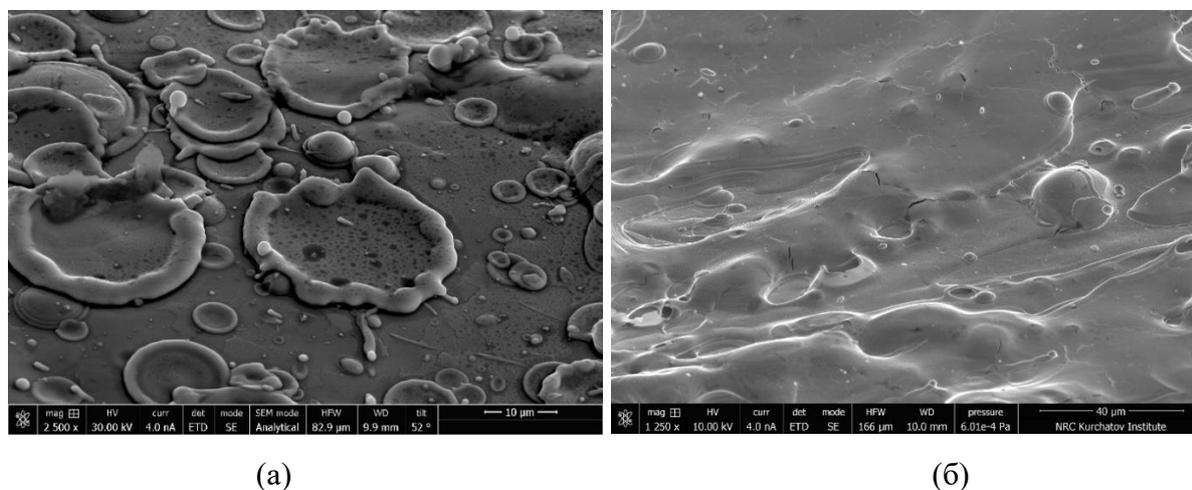


Рис. 2 Микрофотографии мишеней из стали, полученные (а) после 6 воздействий; (б) после 8 воздействий.

В результате экспериментального изучения взаимодействия пучка электронов с образцами было продемонстрировано, что поверхность вольфрама начинает трескаться уже после 3 «выстрелов», и на поверхности мишени наблюдаются следы оплавления и переосаждения (рис.1а). При большем количестве «выстрелов» трещины становятся больше и достигают размеров не менее 1 мкм, а следы оплавления и переосаждения

становятся более заметными (рис.1б). В экспериментах со сталью трещины появлялись только после 8 «выстрелов», были также заметны следы оплавления и переосаждения вещества (рис 2).

Моделирование процессов, происходящих в экспериментах, проводилось в рамках метода Монте-Карло с помощью кода “Каскад”. Код предназначен для расчёта линейных характеристик полей электронов, позитронов и гамма-квантов в общей неоднородной среде и включает в себя два основных метода расчёта полей электронов методом Монте-Карло: модель отрезков [8] и модель катастрофических столкновений [9]. В коде реализованы алгоритмы группировки малых передач энергии для электронов и позитронов и аналоговое моделирование для гамма-квантов в диапазоне энергий $0,01 - 10^5$ МэВ для моделирования пробегов между катастрофическими столкновениями.

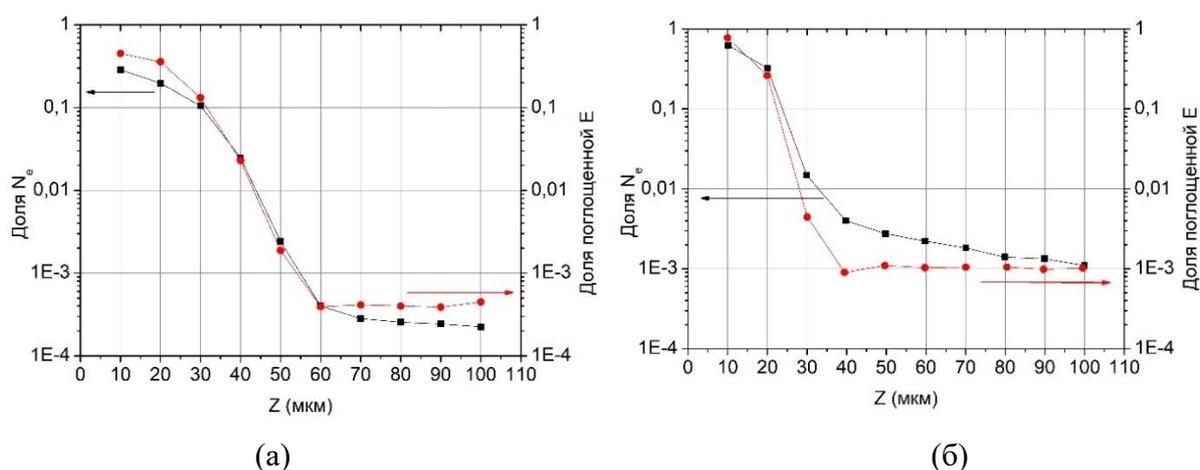


Рис. 3. Зависимости доли электронов, спустившихся за энергетический порог прослеживания (Доля N_e), и доли поглощенной энергии (Доля поглощённой E) от глубины мишени (Z). Первые 100 мкм мишени. (а) – сталь ЭК-181; (б) – вольфрам.

В результате моделирования было продемонстрировано, что основное поглощение энергии происходит в верхних 100 мкм мишени. При расчёте энерговклада в приповерхностной области показано, что для вольфрамовой мишени около 99% энергии пучка поглощаются в первых 30 мкм мишени, а для стальной около 95% поглощается в первых 40 мкм (рис. 3). Исходя из этих расчетов получена оценка удельного энерговклада, произведенного в образцы пучком электронов при его воздействии на мишени из вольфрама – $2 \cdot 10^6$ Дж/кг, стали – $3 \cdot 10^6$ Дж/кг.

Экспериментальное исследование выполнено в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

Математическое моделирование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-21-00248).

Литература

1. Будаев В.П.// ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 4, с. 5-33. DOI: 10.21517/0202-3822-2015-38-4-5-33.
2. Martynenko Y.V., Budaev V.P., Grashin, S.A. Shestakov E.A. 2017 Bulletin of the Lebedev Physics Institute 44(6), p. 182-186. DOI: 10.3103/S1068335617060070.
3. Посакалов А.Г., Климов Н.С., Гаспарян Ю.М., Огородникова О.В., Ефимов В.С. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. № 1. С. 23-28. DOI: 10.21517/0202-3822-2017-41-1-23-28.
4. Голубева А.В., Коваленко Д.В., Лиджигорьяев С.Д., Барсук В.А., Бобырь Н.П., Медников А.А., Климов Н.С., Хуанг К., Терентьев Д., Ашикава Н., Чернов В.М. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2022. № 1. С. 30-40. DOI: 10.31857/S102809602201006X.
5. Аккерман А.Ф., Бушман А.В., Демидов Б.А., Ивкин М.В., Ни А.Л., Петров В.А., Рудаков Л.И., Фортов В.Е. Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1986. Т. 91. № 3. С. 1762.
6. Демидов Б.А. Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 7. С. 670-678.
7. Bobyr N.P., Kazakov E.D., Krutikov D.I., Kurilo A.A., Orlov M.Y., Spitsyn A.V., Strizhakov M.G. Study of properties of structural materials of powerful pulsed plasma facilities under extreme loads Physics of Atomic Nuclei. 2021. Т. 84. № 10. С. 1672-1675.
8. Berger M. J. Methods in Computational Physics. – 1963. – Т. 135.
9. Аккерман А. Ф., Никитушев Ю. М., Ботвин В. А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе //АлмаАта: Наука. – 1972. – С. 166. P. Biagioni, J.-S. Huang, B. Hecht, Rep. Prog. Phys. **75**, 024402 (2012).

Взрывающиеся фольги с искусственной структурой как источник ультрафиолетового излучения.

И.Н. Тиликин, Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, А.В. Огинов,

А.Р. Мингалеев, В.М. Романова, А.Е. Тер-Оганесян.

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

В данной работе представлены результаты исследования излучения, возникающего при электрическом взрыве фольги Al толщиной 4 мкм с искусственной периодической структурой из периодических отверстий с шагом 50-400 мкм, созданной

методом лазерной гравировки. Эксперименты проводились на импульсном сильноточном генераторе KING (220 кА, 40 кВ, 300 нс).

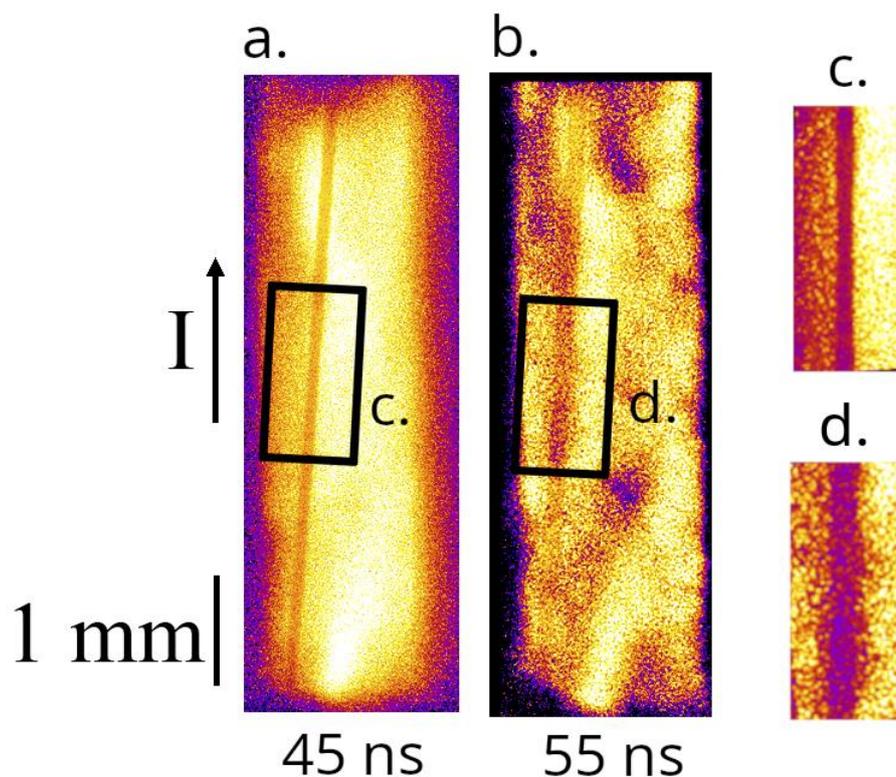


Рис. 1. УФ-изображение взорванной Cu проволочки диаметром 70 мкм, зарегистрированной с помощью МКП-камеры с подсветкой от излучения взрывающейся Al-фольги толщиной 4 мкм с периодическими отверстиями диаметром 400 мкм. Увеличенные и контрастные изображения отдельных фрагментов (с - для изображения а, d - для b). Направление тока через фольгу показано стрелками. Моменты начала кадра указаны внизу.

Изображения взорванных фольг регистрировались с помощью камер-обскура с отверстием 200 мкм на четырехкадровой МКП-камере с временным разрешением 5 нс. В экспериментах по электрическому взрыву тонких фольг было показано, что нанесение на фольгу искусственной периодической структуры приводит к гораздо более равномерному излучению в УФ-диапазоне спектра по всей длине и ширине фольги.

Экспериментальные работы по взрыву тонких Al-фольг демонстрируют возможность использования излучения с поверхности фольги в качестве источника излучения[1]. Такой источник имеет равномерное излучение от фольги в УФ-диапазоне по длине и ширине фольги в течение времени от 20 до 70 нс[2]. Источник излучения имеет достаточно большие размеры: 4x20 мм[2].

В качестве применения было показано[2,3] использование взрывающихся фольг

в качестве источника для подсветки при визуализации тест-объектов. Для создания равномерного излучения фольги в УФ-диапазоне необходима гравировка или перфорация фольги. Интенсивность излучения достаточна для использования времяразрешающей регистрирующей аппаратуры. Описанный метод использования четырехкадровой МКП-камеры с камерами-обскура позволяет получать времяразрешенные (с кадром 5 нс) задержанные изображения тест-объекта. Показано, что УФ-излучение может быть использовано для получения изображений тест-объекта или плазменных объектов, например, взрывающихся проволочек, которые могут быть помещены на пути обратного тока(см.рис.1). Такое применение УФ-излучения взорванной фольги будет особенно актуально для изображения объектов плазмы низкой плотности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-79-30086-П).

Литература

1. T. A. Shelkovenko, I. N. Tilikin, A. V. Oginov, A. R. Mingaleev, V. M. Romanova, S. A. Pikuz; Methods of controlled formation of instabilities during the electrical explosion of thin foils. Matter Radiat. Extremes 1 September 2023; 8 (5): 055601.
<https://doi.org/10.1063/5.0146820>
2. I. N. Tilikin, T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, A. V. Oginov, A. R. Mingaleev, V. M. Romanova, A. E. Ter-Oganesyan; Exploding foils with artificial structure as a source of ultraviolet radiation. J. Appl. Phys. 21 July 2023; 134 (3): 033302.
<https://doi.org/10.1063/5.0153853>
3. Aili McConnon; Stabilizing exploding aluminum foils to create ultraviolet radiation. Scilight 21 July 2023; 2023 (29): 291106. <https://doi.org/10.1063/10.0020286>

Случайная лазерная генерация в суспензиях оксида цинка при фазовом переходе

С.Ф. Уманская, М.А. Шевченко, Н.В. Чернега
Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН

При переходе от жидкой к твердой фазе водной суспензии наночастиц происходит увеличение концентрации частиц на поверхности льда, т.е. уменьшение длины свободного пробега между частицами, которое может привести к возникновению случайной лазерной генерации или уменьшению порога ее возникновения.

В данной работе продемонстрировано уменьшение порога случайной лазерной генерации в результате замораживания суспензии наночастиц оксида цинка (ZnO).

Эффект случайной генерации в наноразмерных системах благодаря ряду свойств выходящего излучения перспективен для потенциального применения, например, для задач биосенсорики и области оптической обработки информации [1], [2]. В случайных лазерах отсутствует резонатор, и оптическая обратная связь обеспечивается за счет многократного упругого рассеяния на неоднородностях среды, причем усиление обеспечивают либо сами рассеиватели, либо окружающая среда. Накачка случайных лазеров производится обычными лазерными источниками. Свойства случайных лазеров определяются длиной свободного пробега фотона, что приводит к их классификации на два типа: работающие в локализованном и диффузионном режимах [3]. Более подробно о случайной лазерной генерации в неоднородных средах описано в [4], [5].

Оксид цинка (ZnO) представляет собой широкозонный (3,37 эВ при комнатной температуре) полупроводниковый материал с большой энергией связи экситона (60 мэВ) [6]. Большая ширина запрещенной зоны способствует эффективной экситонной люминесценции в ближнем ультрафиолетовом (УФ) диапазоне даже при комнатной температуре. Случайные лазеры на наночастицах ZnO успешно реализованы как в локализованном, так и в диффузионном режимах [7], [8]. В частности, большой интерес в таких исследованиях представляет процесс ап-конверсии, при котором несколько фотонов низкой энергии преобразуются в фотон более высокой энергии.

Как уже отмечалось, важным параметром, определяющим свойства случайных лазеров, является длина свободного пробега фотона. Имея возможность управлять этим параметром, можно менять режим случайной лазерной генерации, что открывает еще больше возможностей для применений данного эффекта. В настоящей работе предлагается использовать эффект увеличения концентрации частиц на границе раздела фаз при замораживании суспензии для управления случайной лазерной генерацией. При замерзании суспензии, содержащиеся в ней частицы, вытесняются, образуя плотноупакованный слой на границе замерзания [9], [10], этот эффект активно используется в синтезировании различных пористых структур методом Freeze-casting (или ice-templating). Поведение частиц и образовавшаяся структура зависят от множества факторов: от скорости фронта замерзания, размера и плотности частиц, вязкости жидкости, концентрации частиц, внешнего воздействия на систему и других параметров. При уплотнении частиц на границе замерзания, уменьшается длина

свободного пробега между ними по сравнению с жидкой суспензией, что может привести к случайной лазерной генерации при оптической накачке. В нашей недавней работе была продемонстрирована генерация второй гармоники при замораживании суспензии частиц ниобата лития [11].

В данной работе реализовано управление случайной лазерной генерацией путем замораживания люминесцирующих наночастиц ZnO, в результате которого происходит увеличение концентрации частиц на поверхности раздела фаз. Изучено влияние концентрации частиц в суспензии на характеристики случайного лазерного излучения, возникающего при замораживании.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект №19-79-30086).

Литература

1. D. S. Wiersma, “The physics and applications of random lasers,” *Nat. Phys.*, vol. 4, p. 359–367, 2008, [Online]. Available: www.nature.com/naturephysics
2. B. Redding, M. A. Choma, and H. Cao, “Speckle-free laser imaging using random laser illumination,” *Nat. Photonics*, 2012, doi: 10.1038/nphoton.2012.90.
3. R. Sapienza, “Determining random lasing action,” *Nature Reviews Physics*, vol. 1, no. 11. Springer Nature, pp. 690–695, Nov. 01, 2019. doi: 10.1038/s42254-019-0113-8.
4. N. A. I. M. Kamil *et al.*, “Principles and characteristics of random lasers and their applications in medical, bioimaging and biosensing,” in *AIP Conference Proceedings*, American Institute of Physics Inc., Jan. 2020. doi: 10.1063/1.5142109.
5. H. Cao, “TOPICAL REVIEW Lasing in random media,” 2003.
6. P. A. Rodnyi and I. V. Khodyuk, “Optical and luminescence properties of zinc oxide (Review),” *Opt. Spectrosc. (English Transl. Opt. i Spektrosk.*, 2011, doi: 10.1134/S0030400X11120216.
7. L. Fedorenko *et al.*, “Exciton-Assisted UV Stimulated Emission with Incoherent Feedback in Polydisperse Crystalline ZnO Powder,” *Coatings*, vol. 12, no. 11, Nov. 2022, doi: 10.3390/coatings12111705.
8. H. Cao *et al.*, “Random lasers with coherent feedback,” *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 1. pp. 111–119, Jan. 2003. doi: 10.1109/JSTQE.2002.807975.
9. J. You *et al.*, “Dynamic particle packing in freezing colloidal suspensions,” *Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.*, vol. 531, pp. 93–98, Oct. 2017, doi: 10.1016/j.colsurfa.2017.07.073.

10. G. Shao, D. A. H. Hanaor, X. Shen, and A. Gurlo, “Freeze Casting: From Low-Dimensional Building Blocks to Aligned Porous Structures—A Review of Novel Materials, Methods, and Applications,” *Adv. Mater.*, vol. 32, no. 17, 2020, doi: 10.1002/adma.201907176.
11. A. A. Matrokhin, M. A. Shevchenko, S. F. Umanskaya, M. V. Tareeva, A. D. Kudryavtseva, and N. V. Tcherniega, “Second-Harmonic Generation in Aggregates of Lithium Niobate Particles Formed upon Suspension Freezing,” *Photonics*, vol. 9, no. 10, p. 705, Sep. 2022, doi: 10.3390/photonics9100705.

Гиперзвуковая микроскопия заглублённых графитизированных слоёв в алмазе

***Н.Ю. Фролов, А.Ю. Клоков, А.И. Шарков, Р.А. Хмельницкий**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Россия, 119991, г. Москва, Ленинский проспект, дом 53,

* Адрес для связи с автором: frolil199999@gmail.com

Ряд уникальных свойств алмаза (в частности, его высокие теплопроводность и скорость звука) делают его перспективным материалом для создания нового поколения микро- и нано- электромеханических систем, электронных устройств, а также акустоэлектронных устройств гигагерцового диапазона. Одним из возможных элементов этих устройств являются графитизированные слои, получаемые в результате отжига аморфизованных в ходе ионной имплантации слоёв [1]. Глубина залегания таких слоёв, в зависимости от имплантируемого иона и его энергии, могут достигать нескольких микрон, а толщина – от десятков до сотен нанометров. Работа посвящена исследованию акустических и структурных свойств (глубина залегания и толщина) таких слоёв методом гиперзвуковой микроскопии, основанной на фемтосекундном оптическом возбуждении и оптической регистрацией распространения упругих импульсов в образце [2].

Объект исследования, представленного в данной работе – пластина алмаза с встроенными графитизированными слоями, покрытая термически напылённой алюминиевой плёнкой и метод исследования на основе методики оптического возбуждения и зондирования были аналогичны описанным в [3]. Подгонка экспериментальных откликов рассчитанными по модели, описанной в [4], позволяет оценивать такие акустические параметры структур, как скорость звука, толщина и глубина залегания встроенных слоёв.

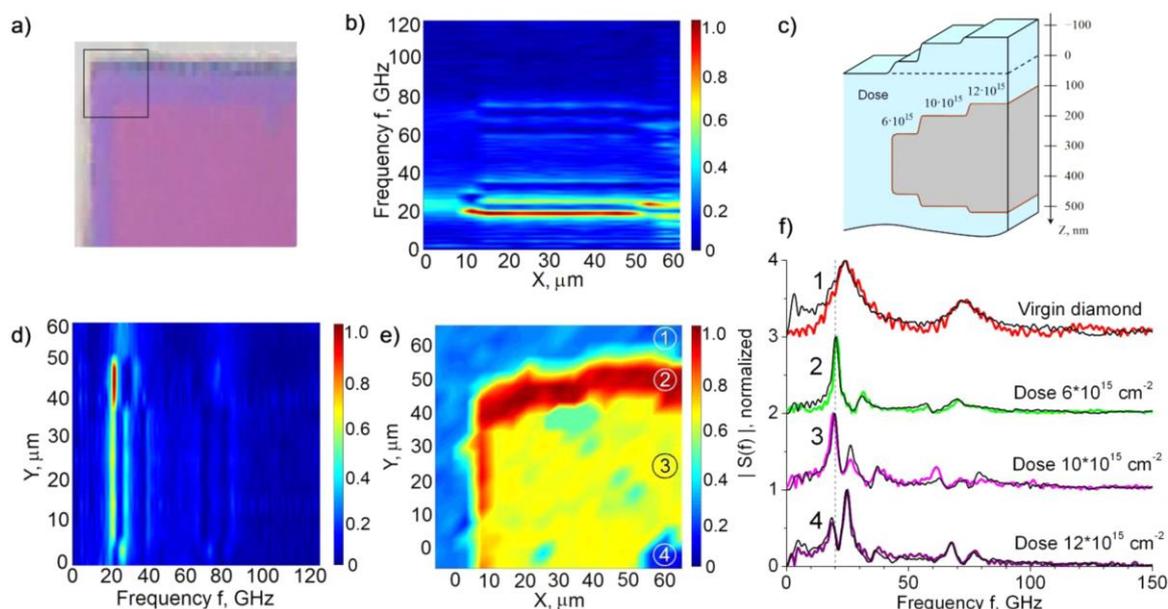


Рис. 1. а) – оптическое изображение границы области имплантации с дозой $12 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Черным квадратом отмечена область сканирования; б) – Фурье-спектр временного отклика в зависимости от координаты вдоль горизонтальной линии $Y=0$ на Рис. е; с) – схематическое изображение внутренней структуры образца; д) – Фурье-спектр временного отклика в зависимости от координаты вдоль вертикальной линии $X=60$ мкм на Рис. е; е) – картина спектрального распределения на частоте 20 ГГц, полученная при сканировании области образца, изображенной на Рис. а. Цифрами обозначены точки, спектры откликов которых показаны цветными линиями на Рис. ф.

Регистрируемые отклики являются результатом наложения быстропеременной (с периодом в десятки пикосекунд) составляющей, вызванной приходом упругих волн на фоне медленно меняющегося фона, вызванного разогревом (со временем спада в сотни пикосекунд). Спектр быстропеременной части откликов показывает наличие выраженных пиков, специфичных для каждой области имплантации.

Картографирование спектров вдоль линии либо по пространству позволяет отчётливо выявлять области различного строения, реализуя, таким образом, гиперзвуковую микроскопию структур. На Рис. 1 показано картографирование области с дозой $12 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Эта доза была достигнута в результате нескольких последовательных процессов облучения. Из-за смещения маски, граница области представляет собой ступенчатую структуру, что и выявляется на спектрах откликов, регистрируемых в ходе эксперимента.

Авторы благодарны В.А. Дравину за проведение ионной имплантации алмазных пластин. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ № 075-15-2021-598 в ФИАН.

Литература

1. A.A. Gippius, R.A. Khmel'nitsky et al., *Diamond and Related Materials*, 8, 1631-1634 (1999).
2. A.Yu. Klokov et al., *Nano Lett.* **22**, 2070-2076 (2022).
3. А.И. Шарков, А.Ю. Клоков, Р.А. Хмельницкий, 12-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения», Сборник трудов М.: НИЯУ МИФИ, 2021, с. 121–122.
4. A.Yu. Klokov et al., *Journal of Applied Physics* **127**, 154304 (2020).

Оптимизация детекторов для монолитных ПЭТ при помощи нейронных сетей.

В. С. Цхай

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

В данной работе при помощи моделей Монте-Карло и нейронных сетей оценивается пространственное разрешение различных конфигураций монолитных детекторов для позитронно-эмиссионных томографов (ПЭТ). При помощи искусственных нейронных сетей (ИНС) Было получено пространственное разрешение в плоскости в 0.89 мм и 1.19 мм по глубине, что существенно превосходит аналитические методы.

Современные коммерческие ПЭТ в качестве детекторов гамма-квантов используют массивы из большого числа сцинтилляционных кристаллов небольшого (2x2x20 мм) размера, соединенных с многоканальными фотоумножителями (ФЭУ), где, как правило, каждому кристаллу соответствует отдельный канал фотоумножителя. Точность восстановления точки взаимодействия в такой компоновке соответствует размерам кристалла. Альтернативой такому подходу является использование монолитных детекторов. Монолитный детектор представляет собой большую кристаллическую пластину с многоканальными ФЭУ. Такой детектор позволяет восстановить точку взаимодействия по распределению сигналов по каналам ФЭУ при

помощи взвешенного среднего. Также, форма этого распределения позволяет восстанавливать координату глубины взаимодействия внутри кристалла, что невозможно в стандартной компоновке. Многоканальная природа детектора позволяет внедрять различные методы математической обработки, существенно повышающие точность восстановления координаты. В нашей работе мы используем ИНС, которые стабильно показывают лучшие результаты, чем аналитические методы.

Одним из преимуществ монолитных детекторов является простота их конструкции, так как производство одного большого кристалла позволяет избежать затрат на обработку большого числа мелких элементов, которые также требуют индивидуальной калибровки.

На данный момент монолитные детекторы используются в основном в экспериментальных установках для исследований мелких животных[1] и позитронно-эмиссионной маммографии[2]. Конечное разрешение существующих экспериментальных образцов сравнимо с коммерческими, в то время как число детектирующих элементов в них существенно меньше.

В наших работах мы, при помощи моделирования на основе библиотеки GEANT4 ищем оптимальные конфигурации монолитных детекторов. В данной работе мы сравниваем 4 варианта детектора отличающихся толщиной и методом обработки поверхности сцинтилляционного кристалла LSO(Y)[3]. Все кристаллы представлял собой прямоугольные пластины с лицевой стороной 57.6×57.6 мм² и были покрыты тефлоновой пленкой (за исключением грани, примыкающей к фотоумножителю). Кристаллы отличались толщиной (6 и 12 мм) и методом обработки поверхности (полированная и грубо обработанная). В качестве фотоумножителем использовался Sensl ARRAYC-60035-64P-PCB, который был присоединен к 57.6×57.6 мм² торцу кристалла через слой оптической смазки DOW CORNING Q2-3067. Свойства материалов и устройств моделировались при помощи эмпирических таблиц и характеристик от производителя.

В качестве источника использовался точечный изотропный гамма-квантов энергией 511 КэВ, удаленный от лицевой стороны детектора на 35 см.

Для оценки пространственного разрешения пластины использовались ИНС. ИНС представляют собой линейные комбинации однотипных функций с набором коэффициентов. Важнейшее свойство ИНС – способность аппроксимировать любые функции любого числа переменных с любой точностью. Это свойство доказывается теоремой об универсальной аппроксимации Дж. Цыбенко[4]. В данном случае ИНС

используется для аппроксимации функции распределения сигналов по каналам ФЭУ в зависимости от точки взаимодействия гамма-кванта в кристалле. В данной работе используется простая ИНС прямой связи с варьируемым числом слоев. Для обучения использовался метод обратного распространения ошибок[5]. ИНС была разработана внутри института.

Для обучения ИНС, для каждого варианта детектора было сгенерировано 2200000 налетающих гамма-квантов. Из этого числа 1100000 событий представляли собой события, где первое и единственное взаимодействие гамма-кванта с пластиной было фотоэффектом. Оставшиеся 1100000 событий состояли из многократных взаимодействий с полным энергосделением от каждого гамма-кванта в пластине. Во втором случае, координатой взаимодействия считалась первая точка взаимодействия гамма-кванта. Для каждого из событий записывалась точная координата всех произошедших взаимодействий в пластине, и сигналы со всех каналов ФЭУ. Впоследствии по 2000000 событий из обоих наборов событий использовались для обучения ИНС. Оставшиеся 200000 использовались для оценки точности, с которой сеть восстанавливала координату.

Далее, ИНС позволяет нам оценить разрешающую способность пластин. Лучший результат был достигнут при использовании 6 мм грубо обработанной пластины, с разрешением в плоскости 0.57 мм и 0.89 по глубине. Для 12 мм пластины лучший результат был получен у варианта с полированной поверхностью, с 0.8 мм разрешением в плоскости и 1.1 мм разрешением по глубине.

Литература

1. Sánchez F., Orero A., Soriano A., Correcher C., Conde P., González A., et al. *Med. Phys.* 40, 051906 (2013).
2. Soriano A., González A., Orero A., Moliner L., Carles M., Sánchez F., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 648:S75–8 (2011).
3. Zavartsev Yu. D., Zavertyaev M. V., Zagumennyi A. I., Zerrouk A. F., Kozlov V. A., Kutovoi S. A. *Bulletin of the Lebedev Physics Institute.* 40:34–8 (2013).
4. Cybenko, G. *Mathematics of Control, Signals, and Systems.* 2 (4): 303–314. (1989)
5. Rumelhart, Hinton, Williams. *Nature.* 323 (6088): 533–536 (1986).

In-situ наблюдение перестройки частичных дислокаций в CdTe под воздействием лазерных импульсов

С.И. Ченцов, Кривобок В.С., Николаев С. Н., Клоков А. Ю., Усманов И. И.

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Дислокации — линейные одномерные кристаллографические дефекты — существенно влияют на механические и электронные свойства объемных полупроводников и полупроводниковых гетероструктур. В некоторых случаях электрические свойства полупроводниковых материалов можно полностью контролировать с помощью протяженных дефектов. Такие явления, как скольжение дислокаций и реконструкция их внутренней структуры под действием сфокусированного электронного пучка хорошо известны. Наряду с фундаментальными исследованиями механизмов движения дислокаций эта группа явлений может представлять интерес для некоторых приложений, поскольку создает предпосылки для локальной управляемой обработки дислокаций в полупроводниковых материалах. В данной статье на примере кристаллического теллурида кадмия (CdTe) обсуждаются упомянутые выше явления, наблюдавшиеся в полностью оптическом эксперименте при гелиевых температурах.

В работе исследовались релаксированные плёнки CdTe/GaAs толщиной 5.5 мкм, полученные с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии и применяемые в качестве подложек для HgCdTe. Рост производился в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН. В пленках присутствовали частичные дислокации, плотность которых составляла 10^6 - 10^7 см⁻¹.

Измерение спектров микрофотолюминесценции (МФЛ) проводились в геометрии «на отражение» при температуре 5 К. Пространственное разрешение составляло ~ 2 мкм. Помещённые в гелиевый криостат образцы возбуждались излучением стационарного лазера, с длиной волны 405 нм. В качестве детектора излучения использовался охлаждаемый жидким азотом многоканальный, изготовленный на основе прибора с зарядовой связью, приемник. Для лазерного воздействия в схему встраивался зелёный импульсный лазер с длиной волны 532 нм (длительность импульса 0.5 нс). Излучение заводилось с помощью откидного зеркала в криостат, фокусировалось на образец и воздействовало на него. Затем зеркало откидывалось и проводились измерения спектров МФЛ. Диаметр пятна воздействующего лазера на образце составлял ~40 мкм. Данная постановка низкотемпературного эксперимента позволяла в одном цикле измерений анализировать области, подвергшиеся лазерному воздействию разной интенсивности.

На основе описанных измерений низкотемпературной (5 К) МФЛ исследованы изменения дислокационной системы релаксированной пленки CdTe под действием лазерных импульсов длительностью 0.5 нс. Энергия импульса выбиралась таким образом, чтобы избежать видимых возмущений на поверхности образца. Заметного влияния на невозмущенную решетку не наблюдалось, что подтверждалось сохранением структуры спектров излучения вблизи дна экситонной зоны CdTe. С увеличением числа воздействующих импульсов наблюдались локальные (пороговые) изменения как в пространственном распределении, так и в спектрах дислокационной МФЛ. Эти изменения однозначно указывали на постепенную перестройку центров люминесценции, образованных ядрами частичных дислокаций. Природа этой перестройки согласуется с существующими представлениями о пайерлсовском механизме скольжения дислокаций. Локальные изменения дислокационной МФЛ были обнаружены на расстояниях от центра пятна, в несколько раз превышающих его радиус, что свидетельствует о доминирующей роли волн упругой деформации в перестройке дислокационной подсистемы. Полученные результаты демонстрируют возможность локальной лазерной обработки структурных дефектов в CdTe, при которой свойства ненарушенной решетки остаются неизменными.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №19-79-30086).

Фотолюминесценция оксифторидных стекол, допированных серебряными нанокластерами и ионами диспрозия

М.В. Шестаков

Российский государственный аграрный университет-Московская сельскохозяйственная академия им. К.А. Тимирязева, г. Москва

Адрес для связи с автором: mvshestakov@rgau-msha.ru

Оксифторидные стекла являются перспективными матрицами для растворения нанокластеров серебра и ионов лантанидов благодаря низкой энергии фононов и высокой прозрачности в областях ультрафиолетового и видимого света [1]. В связи с этим становится возможным возбуждение указанных центров фотолюминесценции обычными светодиодами с длиной волны излучения около 365 нм, что предоставляет широкие возможности для создания источников света для уличного освещения.

Стекла состава $53(\text{SiO}_2):47.0(\text{PbF}_2)$ были синтезированы методом охлаждения из расплава оксидов и фторидов при температуре 1000 °С, полностью описанного в работах

[2,3]. Серебро было добавлено перед плавкой в платиновом тигле к исходной шихте в виде нитрата серебра в количестве 1 вес. %. Масса шихты составляла 5 г. Полученные расплавы были вылиты для остывания в алюминиевую форму или оставлены в платиновом тигле. Спектры эмиссии и возбуждения фотолюминесценции были записаны на лабораторном спектрометре с использованием ксеноновой лампы в роли источника света.

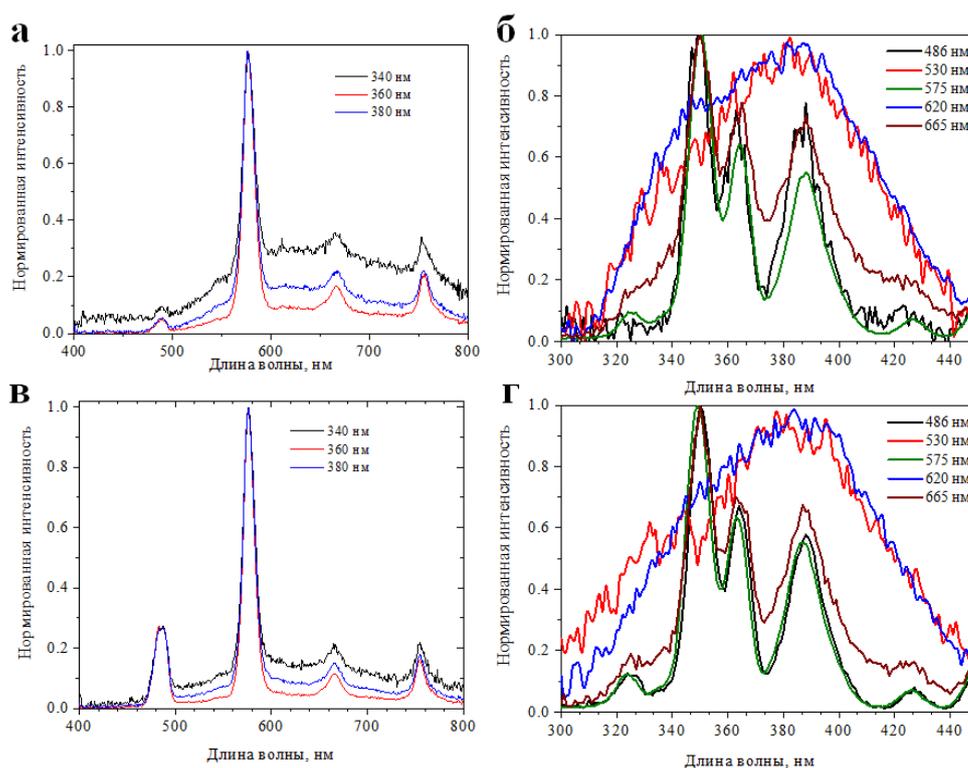


Рис. 1 Спектры эмиссии и возбуждения фотолюминесценции стекол, допированных серебряными нанокластерами и ионами диспрозия при охлаждении в алюминиевой форме (а, б) и платиновом тигле (в, г)

На рис. 1 (а, б) приведены спектры эмиссии и возбуждения стекол, допированных серебряными нанокластерами и ионами диспрозия при охлаждении в алюминиевой форме. Ранее было методами просвечивающей электронной микроскопии, электронного парамагнитного резонанса и квантово-химических расчётов спектров поглощения с использованием методов теории функционала плотности было подтверждено, что при допировании оксифторидных стекол серебром наблюдается его растворение во фторидной матрице в виде ромбических нанокластеров состава Ag_4^{2+} , излучающих фотолюминесценцию в виде широкой полосы в диапазоне длин волн от 400 до 900 нм [3]. В наблюдаемых спектрах присутствуют широкая полоса фотолюминесценции, характерная для нанокластеров серебра, и относительно узкие пики, связанные с

электронным $f-f$ переходам в ионах диспрозия [4]. Наблюдаемые спектры возбуждения фотолюминесценции на 530 и 620 нм являются типичными для нанокластеров серебра, а на 486, 575 и 665 нм являются типичными для перехода ионов диспрозия из основного состояния в возбуждённые [3-5]. Спектры эмиссии и возбуждения стекол, остывавших в платиновом тигле, показаны на рис. 1 (в, г). В целом спектры фотолюминесценции и возбуждения обоих стекол очень схожи. Основное различие состоит в том, что фотолюминесценция нанокластеров серебра становится значительно менее интенсивной при охлаждении в платиновом тигле и происходит усиление пиков фотолюминесценции ионов диспрозия. По всей видимости, при охлаждении стекла в тигле происходит интенсивное образование наночастиц серебра в оксифторидной матрице, которые могут усиливать фотолюминесценцию ионов диспрозия.

Полученные спектры фотолюминесценции были использованы для расчётов координат цвета и цветовой температуры [6, 7]. Расчёты показали, что цветность стекол практически не зависит от длины волны возбуждения. Координаты цветности двух стекол равны (~ 0.51 ; ~ 0.46) и (~ 0.45 , ~ 0.45) в диапазоне длин волн от 340 до 380 нм, а цветовые температуры составляют 2458 (оранжевый цвет) и 3129 (жёлто-белый цвет) К, соответственно. Таким образом, синтезированные стекла могут быть перспективны для использования в роли источников света для уличного освещения.

Литература

1. Kuznetsov A.S. UV-driven efficient white light generation by Ag nanoclusters dispersed in glass host / A.S. Kuznetsov, V.K. Tikhomirov, M.V. Shestakov, V.V. Moshchalkov // *Nanoscale*. – 2013. – №5. – С. 10065-10075.
2. Shestakov M.V. Lead silicate glass $\text{SiO}_2\text{-PbF}_2$ doped with luminescent Ag nanoclusters of a fixed site / M.V. Shestakov, X. Chen, W. Baekelant, A.S. Kuznetsov, V.K. Tikhomirov, J. Hofkens, V. V. Moshchalkov // *RSC adv.* – 2014. – №4. – С. 20699-20703.
3. Chen X. White Photoluminescence in Dy-Doped Oxyfluoride Glasses / A.V. Khamenok, Sh. G. Khusainov, M.V. Shestakov, V.V. Moshchalkov // *Optics*. – 2023.- №4 – С. 66 – 73.
4. Vijayakumar R. Silver (Ag) nanoparticles enhanced luminescence properties of Dy^{3+} ions in borotellurite glasses for white light applications / R. Vijayakumar, R. Nagaraj, P. Suthanthirakumar, P. Karthikeyan, K.Marimuthu // *Spectrochim. Acta A. Mol. Biomol. Spectrosc.* – 2018. – №204. – С. 537-547.
5. Shasmala N. Enhancement of photoluminescence in white light emitting glasses by localized surface plasmons of Ag and Au nanoparticles / N. Shasmala, B. Karmakara // *Chem. Phys. Lett.*

– 2020. – №754. – №. 137713.

6. Hua C. Dy³⁺ Doped Tellurite Glasses Containing Silver Nanoparticles for Lighting Devices. / C. Hua, L. Shen, E.Y.B. Pun, D. Li, H. Lin // Opt. Mater. – 2018. - №78. – С. 72–81.

7. Li C. Accurate method for computing correlated color temperature / C. Li, G. Cui, M. Melgosa, X. Ruan, Y. Zhang, L. Ma, K. Xiao, M.R. Luo // Opt. Express. – 2016. - №24 – С. 14066 - 14078.

Изучение спектра и потока альфа-частиц из борной мишени, облученной протонами, с помощью трековых детекторов CR-39 и компьютерной обработки

И.Н. Завестовская, А.С. Русецкий, А.В. Огинов, В.А. Рябов,

В.В. Кочеров, А.Е. Шемяков, К.В. Шпаков

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Адрес для переписки с авторами: shpakovkv@lebedev.ru

Лучевая терапия является одним из основных современных методов лечения злокачественных опухолей. В качестве источника ИИ при проведении лучевой терапии используют гамма-, электронное, нейтронное и протонное излучение. Каждая методика имеет свои плюсы и минусы. Преимущества протонной терапии в высокой точности позиционирования как по ширине, так и по глубине, низкий уровень повреждений окружающих тканей, простота контроля пучка заряженных частиц, и как итог – низкий уровень побочных эффектов. Основной недостаток – высокая стоимость и малое количество центров протонной терапии.

Метод бор протон-захватной терапии должен увеличить энерговыход процесса облучения в разрушение клеток опухоли, без увеличения повреждений окружающих здоровых тканей. Метод основан на реакции бор-протонного синтеза, открытой в 1930-х годах [1]:



В результате реакции образуются три альфа-частицы с суммарной энергией 8,7 МэВ. Альфа-частицы способны оказывать намного более сильное терапевтическое воздействие на пораженные ткани по сравнению с протонами пучка.

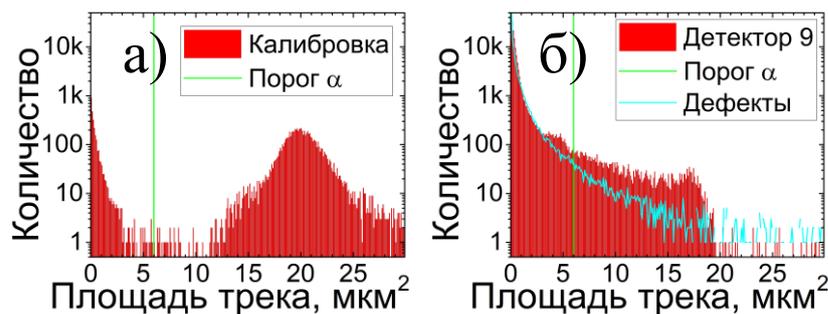


Рис. 1. Гистограммы площадей треков на детекторах CR-39, а) облучение альфа-частицами от источника ^{241}Am , б) экспозиция 3 мин с борной мишенью, облученной протонами.

В рамках данной работы проведено исследование энергетического спектра альфа-частиц, вылетающих из борной мишени, согласно реакции (1), при облучении на пучке инжектора протонного синхротрона комплекса протонной терапии «Прометеус». Заряженные частицы вблизи мишени регистрировались с помощью трековых детекторов CR-39. С помощью радиоактивного источника ^{241}Am была проведена калибровка детекторов. Фрагменты поверхности детекторов сфотографированы на инспекционном микроскопе Nikon Eclipse L200N. Разработан программный алгоритм подготовки микрофотографий к анализу треков. Все ключевые параметры неровностей поверхности детекторов проанализированы и записаны в табличном виде с помощью специально разработанного алгоритма на языке Python с использованием инструментов программного пакета с открытым исходным кодом ImageJ2. Получены гистограммы площадей треков (см. Рис.1). Обнаружено значительное количество дефектов поверхности в т.ч. с площадями сравнимыми с треками альфа-частиц. Основные результаты измерений выхода ядерной реакции (1) приведены в [2]. Обнаружено, что альфа-частицы имеют треки с площадями больше 6 мкм^2 , а протоны – меньше 6 мкм^2 .

Обнаружено, что основная часть альфа-частиц, вылетевших из борной мишени, имеет энергию от 3 до 5,5 МэВ. Выявлены ионизационные потери при вылете из глубины мишени, что приводит к уменьшению энергии альфа-частиц относительно расчетов, приведенных в работе [3].

Проанализированы дополнительные параметры треков и дефектов поверхности детекторов. Предложен метод сепарирования треков и дефектов поверхности по этим параметрам с помощью алгоритмов машинного обучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Соглашения № 075-15-2021-1347.

Литература

1. M. L. E. Oliphant and E. Rutherford, Experiments on the transmutation of elements by protons, Proc. R. Soc. A 141, 259 (1933).
2. I. N. Zvestovskaya, A. S. Rusetskii, A. V. Oginov et al, Bulletin of the Lebedev Physics Institute, Vol. 50 No. 7, 279–284, (2023) DOI: 10.3103/S1068335623070102
3. A.V. Bagulya, V.M. Grichine, I.N. Zvestovskaya, V.A. Ryabov, Geant4 simulation of the $p+^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$ reaction, Bulletin of the Lebedev Physics Institute, Vol. 50 No. 4, 138 – 143, (2023) DOI: 10.3103/S1068335623040036