

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»

БПИО-2022

15-17 ноября 2022 г.

ФИАН

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

Москва

2022

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-2022), проведенной с 15 по 17 ноября 2022 года в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН (119991, г. Москва, Ленинский пр-т, 53).

Тематика докладов охватывает широкий спектр направлений современной физики: фемто-, нано- и пикосекундная оптика и электроника, физика наносекундного киловольтного и мегавольтного разряда в атмосфере и в вакууме, стационарного разряда с полым катодом, процессов электрического взрыва проводников, процессов плавления, спектроскопии газов и твердых тел высокого разрешения, скользящего разряда по поверхности феррита, физики и химии неустойчивостей горения и взрыва, и др.

В рамках Школы её участниками обсуждались вопросы физики и техники импульсных и стационарных вакуумных и газовых разрядов, полупроводниковых наноструктур, теплофизики плавления сверхтугоплавких веществ, состояния вещества при экстремальных температурах и давлениях, исследования распределения параметров ионизирующего излучения мегавольтного атмосферного разряда по времени и пространству, генерации когерентного рентгеновского излучения при пробое по поверхности феррита, исследования функции распределения электронов по энергиям в разных видах газовых разрядов, различные аспекты физики сцинтилляционных процессов, люминесценции различных наноструктур и наноматериалов, а также различных методов диагностики газовых и вакуумных разрядов с высоким пространственным и временным разрешением.

В школе приняли участие ведущие и молодые ученые из ФИАН им. П. Н. Лебедева, ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, ОИВТ РАН, МГТУ им. Н. Э. Баумана, МПУ, МГУ им. М. В. Ломоносова, МФТИ (НИУ), НИУ «Московский институт электронной техники», ГНЦ ТРИНИТИ, Университета ИТМО, ИФВД РАН, Института кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН и других ведущих отечественных научных центров.

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

Содержание

Расписание школы.....	5
<u>Д.Ф. Аминев, В.С. Кривобок, Е.Е. Онищенко, Д.А. Зазымкина, «Обнаружение и тонкая структура бесфононного перехода $^3T_1(^3H) - ^5E(^5D)$ для иона Fe^{2+} в матрице $ZnSe$».....</u>	9
<u>И.С. Байдин, А.В. Огинов, Е.В. Паркевич, К.В.Шпаков, «Многоканальная система регистрации и локализации СВЧ излучения в начальной стадии высоковольтного импульсного искрового разряда.».....</u>	11
<u>Е.В. Паркевич, К.В. Шпаков, И.С. Байдин, А.А. Родионов, А.И. Хирьянова, Т.Ф. Хирьянов, Я.К. Болотов, М.А.Медведев, В.А. Рябов, Ю.К. Куриленков, А.В. Огинов., «Связь параметров высокоэнергетического излучения со стадией развития атмосферного разряда».....</u>	12
<u>И.А. Будаговский, А.С. Золотько, А.А. Кузнецов, М.П. Смаев, С.А. Швецов, «Восстановление фазового профиля при аберрационном самовоздействии световых пучков в нематических жидких кристаллах с помощью поляризационной микроскопии».....</u>	14
<u>И.А. Будаговский, А.С. Золотько, А.А. Кузнецов, М.П. Смаев, С.А. Швецов, «Оптическая переориентация директора в нематическом жидком кристалле под действием радиально поляризованного пучка».....</u>	16
<u>В. Р. Веснин, А. С. Скрябин, «Исследование процессов создания биосовместимых покрытий на титановых мембранах электрофоретическим осаждением».....</u>	18
<u>А. И. Волкова, В. В. Лагунов, В. Н. Очкин, «Количественные оптические методы при быстрой регистрации спектров поглощения.».....</u>	21
<u>И. Кудряшов, Ф. Гасратов, В. Юровский, В. Латонов, «Интерпретация неоднородности спектра космических лучей в районе 10 ТВ как вклада одного близкого источника».....</u>	25
<u>В.Б. Глухенькая, Н.М. Толкач, М.П. Смаев, П.И. Лазаренко, «Формирование энергонезависимых оптически контрастных RGB-изображений на поверхности тонких пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ в поле непрерывного лазерного излучения».....</u>	28
<u>С. Н. Андреев, А. В. Бернацкий, И. И. Драганов, И. В. Кочетов, В. Н. Очкин, «Влияние паров воды на эмиссионные спектры и характеристики электронов разряда с полым катодом в гелии»...</u>	30
<u>Д.А. Егошин, Д.К. Федорова, А.П. Подлосинская, А.В. Павлов, А.С. Скрябин, В.Д. Телех «Оптимизация разрядных характеристик импульсного плазменного микроускорителя в области малых энергий».....</u>	34
<u>Д.А. Зазымкина, С.И. Ченцов, Д.Ф. Аминев, С.Н. Николаев, В.С. Кривобок, «Новая люминесцентная система в диоксиде титана с бесфононным переходом 1.573 эВ.».....</u>	36
<u>К.С. Кислов, А.А. Нариз, В.С. Лебедев, «Фотопоглощение и диссоциативное возбуждение гетероядерных ионов инертных газов в процессах с перезарядкой».....</u>	38
<u>В.С. Кривобок, А.Д. Кондорский, А. В. Клековкин, Д.А. Пашкеев, Е.А. Екимов, Д.А. Литвинов, И.И. Минаев, Л.Н. Григорьева, С.А. Колосов, М.А. Чернопицкий, «Гибридный фотоприемник среднего ИК-диапазона на основе полупроводниковых квантовых ям».....</u>	42
<u>С.Н. Андреев, А.В. Бернацкий, С.М. Климович, С.Н. Цхай, И.Н. Тиликин, С.Ю. Савинов «Особенности излучения, формируемого импульсным разрядом по поверхности феррита».....</u>	44
<u>Я.С. Лебедева, М.П. Смаев, И.А. Будаговский, М.Е. Федянина, П.И. Лазаренко, «Анализ неоднородности поверхности халькогенидных пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ и Sb_2Se_3, закристаллизованных световым пучком».....</u>	46
<u>Д. А. Литвинов, В. С. Кривобок, Д. А. Пашкеев, А. В. Клековкин, К. А. Савин, И. И. Минаев, С. Н. Николаев, «Получение и ближнепольная микроскопия квантовых точек $InSb/GaSb$».....</u>	48
<u>С.С. Моритака, «Эффекты экситон-фононного взаимодействия в спектрах переходного поглощения J-агрегатов».....</u>	50

<u>А.Д. Морошкина, А.А. Пономарева, В.В. Губернов, В.В., Миславский, «Измерение общей энергии активации метано-воздушных смесей с помощью метода тонко-волоконной пирометрии»</u> ...	52
<u>С. Н. Николаев, Е. А. Екимов, В. А. Сидоров, А. А. Деева, А. А. Ширяев, А. Г. Иванова, М. Д. Кондрин, М. А. Чернопицкий, В. С. Кривобок, «Новая моноклинная фаза EuS_2»</u>	54
<u>Е.В. Паркевич, А.И. Хирьянова, Х.П. Смазнова, С.М. Климович, «Влияние предельного тока разряда на формирование микроструктуры искры»</u>	56
<u>М.В. Белов, Ю. Д. Заварцев, М. В. Завертяев, А. И. Загуменный, В. А. Козлов, С. А. Кутовой, Н. В. Пестовский, С. Ю. Савинов и Д. М. Тажитдинов, «Критерий применимости метода импульсной катодолюминесценции для измерения сцинтилляционных характеристик веществ»</u>	58
<u>А. А. Пручкина, С.И. Ченцов, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, «Особенности электрон-фононного взаимодействия для электронных состояний сформированных сформированных ядрами частичных дислокаций»</u>	60
<u>А.Ю. Пятыхшев, А.И. Водчиц, А.В. Скрабатун, А.В. Ларкина, В.А. Орлович, «Вынужденное комбинационное рассеяние света в поликристаллических смесях $LiOH+Sr(NO_3)_2$ и $LiOH+Na_2SO_4$ при пикосекундном лазерном возбуждении»</u>	63
<u>А.А. Родионов, А.В. Агафонов, В.А. Рябов, К.В. Шпаков, И.С. Байдин, «Исследование пространственной локализации областей генерации рентгеновского и гамма излучения протяженного мегавольтного атмосферного разряда»</u>	64
<u>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 «Временные и энергетические параметры ионизирующего излучения анодной и катодной локализации в мегавольтном атмосферном разряде установки ЭРГ»</u>	66
<u>Савин К. А., «Электрические и фотоэлектрические свойства композита поли(3-гексилтиофена) с наночастицами кремния»</u>	67
<u>М. В. Белов, Ю. Д. Заварцев, М. В. Завертяев, А. И. Загуменный, В. А. Козлов, С. А. Кутовой, Н. В. Пестовский, С. Ю. Савинов и Д. М. Тажитдинов «Зависимость энергии рентгеновского излучения от энергии пучка электронов при бомбардировке электронами металлической мишени»</u>	69
<u>М. У, Д. Би, Т. В. Миронова, М. А. Шевченко, С. Ф. Уманская, Н. В. Чернега, А. Д. Кудрявцева, «Внутрирезонаторное низкочастотное комбинационное рассеяние — модуляция добротности»</u>	71
<u>В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, М.А. Чернопицкий, И.И. Усманов, А.А. Деева, Е.Е. Онищенко, В.С. Бугаев, «Влияние отжига на оптические свойства монослоя WSe_2, полученного механическим слоением с использованием золота»</u>	72
<u>М.Е. Федянина, П.И. Лазаренко, А.О. Якубов, И.В. Сагунова, М.П. Смаев, «Эллипсометрические измерения в халькогенидных тонких пленках на основе материалов квазибинарного разреза Sb_2Te_3-GeTe»</u>	74
<u>А.М. Фролов, М.А. Шейндлин, «Исследование сублимации углерода в окрестности тройной точки»</u>	76
<u>Н.Ю. Фролов, А.Ю. Клоков, А.И. Шарков, Р.А. Хмельницкий, «Гиперзвуковая микроскопия заглубленных графитизированных слоёв в алмазе.»</u>	78
<u>Е.В. Паркевич, А.И. Хирьянова, Х.Т. Смазнова, С.М. Климович «Дифракция лазерного излучения на плазменном микроканале.»</u>	80
<u>С.И. Ченцов, Кривобок В.С., Николаев С. Н., Усманов И. И. «Лазерное воздействие на одиночные люминесцентные центры, сформированные ядрами частичных дислокаций в $CdTe$.»</u>	81

Расписание Школы

15 ноября 2022 года, вторник

08:30 – 18:00 Регистрация участников (Малый зал Главного здания ФИАН)

Лекции ведущих ученых (Малый зал Главного здания ФИАН)

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

09:05 – 10:25 Академик Г.А. Месяц, «О тепловых и убегающих электронах в наносекундном разряде в азоте»

10:30 – 11:50 В.В. Глушков, ИОФАН, «Поверхностная проводимость в коррелированном топологическом изоляторе SrB_6 »

11:55 – 13:15 С.Ю. Савинов, ФИАН, «Физика формирования когерентного рентгеновского излучения в предпробойной стадии поверхностного пробоя феррита»

13:15 – 14:15 Перерыв

Лекции ведущих ученых (Малый зал Главного здания ФИАН)

14:15 – 15:35 С.А. Пикуз, ФИАН, «X-пинч, что нового?»

15:40 – 17:00 Т.А. Шелковенко, ФИАН, «Исследования по физике веществ с высокой плотностью энергии (HEDP) методами проекционной рентгенографии»

Доклады молодых ученых (Малый зал Главного здания ФИАН)

17:05 – 17:25 В. Р. Веснин, А. С. Скрябин, «Исследование процессов создания биосовместимых покрытий на титановых мембранах электрофоретическим осаждением»

17:25 – 17:45 Д. А. Егошин, Д. К. Федорова, А. П. Подлосинская, А. В. Павлов, А. С. Скрябин, В. Д. Телех, «Оптимизация характеристик коаксиального импульсного плазменного микроускорителя в области малых энергий»

17:45 – 18:05 А.М. Фролов, М.А. Шейндлин, «Исследование сублимации углерода в окрестности тройной точки»

18:05 – 18:15 Перерыв

18:15 – 18:35 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 пространственной локализации областей генерации рентгеновского и гамма излучения протяженного мегавольтного атмосферного разряда»

18:35 – 18:55 И.С. Байдин, А.В. Огинов, Е.В. Паркевич, К.В. Шпаков, «*Многоканальная система регистрации и локализации СВЧ излучения в начальной стадии высоковольтного импульсного искрового разряда*»

18:55 – 19:15 Е.В. Паркевич, К.В. Шпаков, И.С. Байдин, А.А. Родионов, А.И. Хирьянова, Т.Ф. Хирьянов, Я.К. Болотов, М.А. Медведев, В.А. Рябов, Ю.К. Куриленков, А.В. Огинов «*Связь параметров высокоэнергетического излучения со стадией развития атмосферного разряда*»

19:15 – 19:35 А.И. Волкова, В.В.Лагунов, В.Н. Очкин, «*Количественные оптические методы при быстрой регистрации спектров поглощения*»

19:35 – 19:55 Ф. Гасратов, И. Кудряшов, В. Юровский, В. Латонов, «*Интерпретация неоднородности спектра космических лучей в районе 10 ТВ как вклада одного близкого источника*»

19:55 – 20:15 И. Драганов, «*Влияние паров воды на эмиссионные спектры и характеристики электронов разряда с полым катодом в гелии*»

16 ноября 2022 года, среда

Лекции ведущих ученых (Малый зал Главного здания ФИАН)

09:00 – 10:20 А.И. Савватимский, ФИАН, ОИВТ, «*Физические свойства графита и высокоэнтропийных карбидов - перспективных материалов для применения в ракетно-космической технике ($T = 2000-6000\text{ K}$)*»

10:25 – 11:45 В.В. Губернов, ФИАН, «*Моделирование процессов горения: текущее состояние и новые вызовы*»

11:50 – 13:10 И.Ю. Толстихина, В.П. Шевелько, ФИАН «*Многоэлектронные процессы в физике атомных столкновений*»

13:10 – 14:10 Перерыв

Лекции ведущих ученых (Малый зал Главного здания ФИАН)

14:10 – 15:30 В.С. Лебедев, ФИАН «*Поглощение и рассеяние света плазмонными и плазмон-экситонными наночастицами*»

15:35 – 16:55 Н.В. Чернега, ФИАН «*Нелинейно-оптические свойства систем субмикронных диэлектрических частиц*»

Доклады молодых ученых (Малый зал Главного здания ФИАН)

17:00 – 17:20 С.Ф. Уманская, М.А. Шевченко, А.Д. Кудрявцева, Н.В. Чернега, «*Внутрирезонаторное низкочастотное комбинационное рассеяние — модуляция добротности*»

17:20 – 17:40 А.Н. Маресев, М.А. Шевченко, А.Д. Кудрявцева, Н.В. Чернега, «Комбинационная случайная лазерная генерация в порошке нитрата бария»

17:40 – 18:00 А.А. Матрохин, М.А. Шевченко, А.Д. Кудрявцева, Н.В. Чернега, «Генерация второй гармоники в агрегатах частиц ниобата лития, образующихся при замораживании суспензии»

18:00 – 18:20 К.С. Кислов, А.А. Нариз, В.С. Лебедев, «Фотопоглощение и диссоциативное возбуждение гетероядерных ионов инертных газов в процессах с перезарядкой»

18:20 – 18:40 А.Ю. Пятышев, А.И. Водчиц, А.В. Скрабатун, А.В. Ларкина, В.А. Орлович, «Вынужденное комбинационное рассеяние света в поликристаллических смесях $LiOH+Sr(NO_3)_2$ и $LiOH+Na_2SO_4$ при пикосекундном лазерном возбуждении»

18:40 – 19:00 С.С. Моритака, «Эффекты экситон-фононного взаимодействия в спектрах переходного поглощения J-агрегатов»

19:00 – 19:20 А.Д. Кондорский, А.В. Мекшун, «Усовершенствованный метод связанных диполей для моделирования и проектирования составных наноантенн»

17 ноября 2022 года, четверг

Лекции ведущих ученых (Малый зал Главного здания ФИАН)

09:00 – 10:20 Д.В. Казанцев, ФИАН «Безапертурная ближнепольная оптическая микроскопия ИК диапазона»

10:25 – 11:45 А.А. Гиппиус, ФИАН «ЯМР спектроскопия геликоидальных магнетиков»

11:50 – 13:10 В.В. Белых, ФИАН «Спиновые явления в полупроводниках»

13:10 – 14:10 Перерыв

Лекции ведущих ученых (Малый зал Главного здания ФИАН)

14:10 – 15:30 А.Ю. Кунцевич, ФИАН «Сверхпроводимость в 2D материалах»

15:30 – 16:50 В.С. Багаев, ФИАН «Двумерная электронно-дырочная жидкость в полупроводниковых квантовых ямах»

Доклады молодых ученых (Малый зал Главного здания ФИАН)

15:35 – 15:55 С.И. Ченцов, «Лазерное воздействие на одиночные люминесцентные центры, сформированные ядрами частичных дислокаций в CdTe»

15:55 – 16:15 М.А. Чернопицкий, «Комбинационное рассеяние света с переверотом

спина в объемных кристаллах GaSe»

16:15 – 16:35 С.Н. Николаев, «Новая слоистая фаза EuS_2 »

16:35 – 16:55 А.А. Пручкина, «Особенности электрон-фононного взаимодействия для электронных состояний сформированных сформированных ядрами частичных дислокаций»

16:55 – 17:15 Д.Ф. Аминев, «Обнаружение и тонкая структура бесфононного перехода ${}^3T_1({}^2D) \rightarrow {}^5E({}^2D)$ для иона Fe^{2+} в матрице $ZnSe$ »

17:15 – 17:35 Д.А. Зазымкина «Новая люминесцентная система в диоксиде титана с бесфононным переходом 1.573 эВ»

17:35 – 17:55 К.А. Савин, «Электрические и фотоэлектрические свойства композита поли(3-гексилтиофена) с наночастицами кремния»

Постерная сессия (Малый зал Главного здания ФИАН)

17:55 – 19:00 Постерные доклады

19:00 – 19:10 Закрытие Школы

Обнаружение и тонкая структура бесфононного перехода

${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$ для иона Fe^{2+} в матрице $ZnSe$.

Д.Ф. Аминев¹, В.С. Кривобок^{1,2}, Е.Е. Онищенко¹, Д.А. Зазымкина¹

¹Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

Селенид цинка - самый широко распространенный материал инфракрасной (ИК) оптики среднего ИК диапазона, что делает его перспективной матрицей для создания лазеров в среднем ИК. В последнее десятилетие это направление достигло значительных успехов [1]. На основе $ZnSe$ легированного железом реализованы лазеры в спектральном диапазоне 3.5–5 μm . Для этого диапазона система $ZnSe:Fe$ может стать аналогом широко используемой в лазерах системы $Al_2O_3:Ti$. В настоящее время продолжаются активные исследования $ZnSe:Fe$, в основном направленные на отработку методов легирования. Эти исследования затрудняются тем, что контроль оптически активных центров Fe^{2+} необходимо проводить в среднем ИК диапазоне. Альтернативой, существенно облегчающей работу являются исследования в ближнем ИК диапазоне, где центр Fe^{2+} имеет полосу излучения с максимумом 980 нм [2]. В этом диапазоне можно использовать кремниевые матричные приемники.

При помощи низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) были исследованы образцы поликристаллического $ZnSe$, легированные Fe методом термодиффузии [3].

В спектре ФЛ помимо известной широкой полосы наблюдались узкие линии на вставке рис.1. Набор узких линий с последующей широкой полосой является характерной картиной для люминесценции центров переходных металлов в полупроводниках. Это позволило предположить, что мы наблюдаем бесфононную линию перехода ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$. Однако не смотря на то что широкая линия перехода давно известна и идентифицирована по литературе [2], положение бесфононной линии не упоминается. Нами были проведены дополнительные измерения спектров возбуждения фотолюминесценции для узкой линии и для широкой. Вид спектральной зависимости идентичен, что позволяет утверждать - обе линии относятся к одному центру. Можно утверждать, что нами обнаружены линии бесфононного перехода ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$.

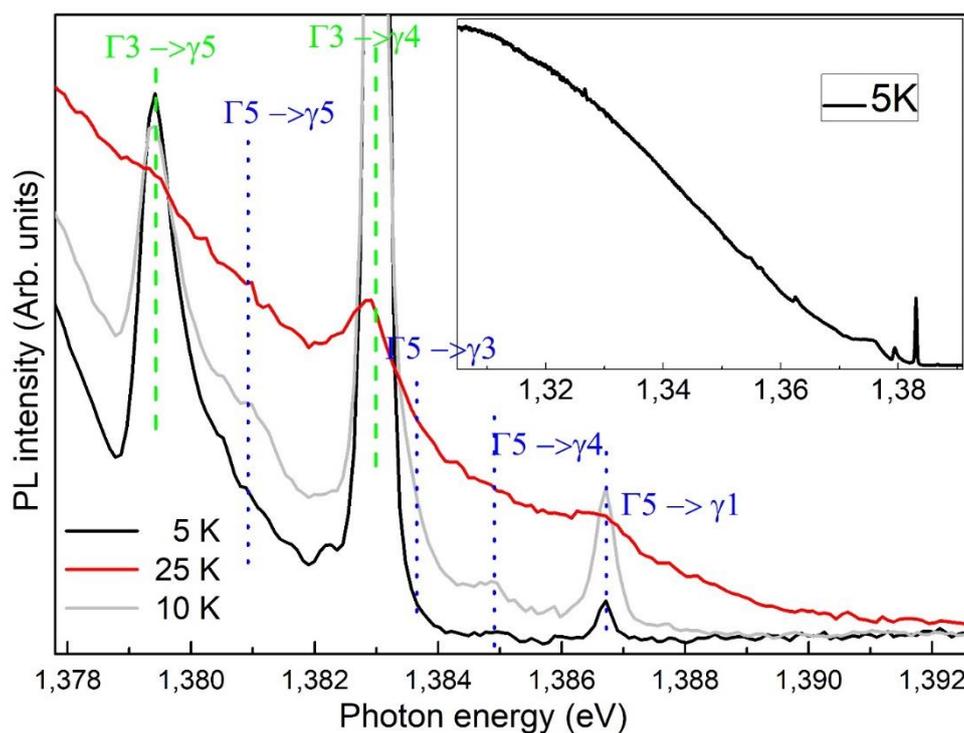


Рис.1. Узкий фрагмент спектра низкотемпературной ФЛ, записанный при температурах 5К – черная кривая, 10К – серая кривая, 25К – красная кривая. На вставке приведен более широкий участок. Уровни терма ${}^3T_1({}^3H)$ обозначены - Г, а уровни терма ${}^5E({}^5D)$ – γ.

Для идентификации линий был проведен расчет в рамках теории кристаллического поля с учетом спин орбитального взаимодействия, что позволило разобраться в тонкой структуре перехода ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$. На спектре мы наблюдаем обе разрешенные в дипольном приближении линии перехода с нижнего уровня $\Gamma_3({}^3T_1({}^3H))$. Также мы наблюдаем 3 линии перехода с уровня $\Gamma_5({}^3T_1({}^3H))$, положение 4-й линии также указано.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта №19-79-30086.

Литература

1. S.B. Mirov, et. al., IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 24, 1601829 (2018).
2. K.P. O'Donnell, K.M. Lee, G.D. Watkins, J. Phys. C: Solid state Phys. 16, 723 (1983)
3. R.I. Avetisov, S.S. Balabanov, K.N. Firsov, et al., J. Crys. Growth 491, 36 (2018).

Многоканальная система регистрации и локализации СВЧ излучения в начальной стадии высоковольтного импульсного искрового разряда.

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

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Радиоизлучение, создаваемое лабораторными и атмосферными разрядами, 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. На сегодняшний день предполагается, что лобовые столкновения многочисленных стримеров противоположных полярностей провоцируют интенсивную генерацию микроволнового излучения в диапазонах частот МГц и ГГц из-за очень быстрых изменений тока. В большинстве исследований в этой области радиоизлучение анализировалось в диапазоне частот порядка 10-100 МГц. Высокочастотное (ВЧ) радиоизлучение (на частотах, превышающих 1 ГГц) изучалось в основном на определенных частотах с использованием узкополосных фильтров (с полосой пропускания около нескольких десятков МГц). Для получения комплексной информации о процессах, протекающих в плазме разряда этого недостаточно, а экспериментальных работ, исследующих эти вопросы в широкой полосе частот нет.

В докладе показываем, что высокочастотное радиоизлучение имеет сложную спектральную и временную структуру и проявляется в виде множества коротких (длительностью менее 1 нс) всплесков, характеризующихся различными частотными составляющими, существующими в субнаносекундных временных интервалах. Поэтому наше исследование направлено на выявление процессов пробоя разряда, которые способны испускать широкополосное радиоизлучение, а также на детальное изучение свойств радиоизлучения.

Мы также представляем результаты радиоинтерферометрических измерений, тем самым мы локализовали зоны разряда, связанные с появлением высокочастотных радиоизлучений. Наше исследование показывает тесную взаимосвязь между радиоизлучением и интенсивным развитием и размножением множества стримеров противоположной полярности в разряде.

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

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. I.S. Baidin, A.A. Rodionov, A.V. Oginov, et al, Bull. Lebedev Phys. Inst. 48, 349–352 (2021).
4. Байдин И.С., Огинов А.В., Паркевич Е.В. Сверхширокополосная антенна для регистрации радиоизлучения в начальной фазе высоковольтного лабораторного атмосферного разряда. ЖТФ Т. 91, Вып.12, с. 1910-1915 (2021)
5. Montanya, Joan, et al, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 136, 94-97 (2015)

Связь параметров высокоэнергетичного излучения со стадией развития атмосферного разряда

Е.В. Паркевич¹, К.В. Шпаков¹, И.С. Байдин¹, А.А. Родионов¹, А.И. Хирьянова¹, Т.Ф. Хирьянов¹, Я.К. Болотов^{1,2}, М.А. Медведев¹, В.А. Рябов¹, Ю.К. Куриленков¹,
А.В. Огинов¹

¹ Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

Происхождение интенсивного рентгеновского излучения при разработке лабораторных и атмосферных разрядов до сих пор мало изучено, но имеет большое значение для развития физики ядерных, астро- и газовых разрядов[1]. Современные исследования связывают источники высокоэнергетического излучения с локальными участками, в которых происходят лобовые столкновения встречных стримеров [2]. Предполагается, что при столкновении встречные стримеры создают область с повышенным электрическим полем, где электроны могут ускоряться до высоких энергий. Теоретические исследования показывают, что лобовое столкновение встречных стримеров происходит за период времени, намного меньший, чем 1 нс, поэтому возникновение значительного рентгеновского излучения маловероятно [3–5]. Напротив, результаты работы [6] указывали на существование волн потенциала или ионизации, распространяющихся по стримерным каналам из зоны столкновения стримеров. Такие волны способны увеличивать проводимость стримерных каналов и создавать электрические поля в встречной области, достаточно большие, чтобы ускорять электроны до релятивистских энергий. Недавно в дополнение к тормозному излучению

высокоэнергетических убегающих электронов [7] был предложен механизм синхротронного излучения в [8]. Согласно этому механизму рентгеновское, гамма- и микроволновое излучения могут генерироваться за счет быстрых электромагнитных поверхностных волн, движущихся с релятивистской скоростью по зигзагообразной траектории разрядного канала. Важно отметить, что оба предложенных механизма требуют протяженных(расширенных) плазменных каналов, которые будут направлять электромагнитные волны. Таким образом, должна существовать определенная корреляция между появлением рентгеновского и микроволнового излучений при развитии разряда, обусловленная интенсивными процессами формирования и столкновения стримеров.

В данной работе исследуется развитие лабораторного разряда, инициируемого в длинном воздушном промежутке микросекундным мегавольтным импульсом.

Для данного разряда была проведена регистрация жесткого рентгеновского излучения и проанализирована его развитие во времени в зависимости от развития разряда.

Было показано, что рентгеновское излучение может возникать в разряде только тогда, когда образуется сложная сеть многочисленных плазменных каналов, охватывающая весь разрядный промежуток.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 20-08-01156).

Литература

1. A. V. Agafonov, A. V. Bagulya, O. D. Dalkarov, M. A. Negodaev, A. V. Oginov, A. S. Rusetskiy, V. A. Ryabov, and K. V. Shpakov, *Phys. Rev. Lett.* 111, 115003 (2013).
2. J. R. Dwyer and M. A. Uman, *Physics Reports* 534, 147 (2014).
3. M. A. Ihaddadene and S. Celestin, *Geophysical Research Letters* 42, 5644 (2015).
4. C. Kohn, O. Chanrion, and T. Neubert, *Geophysical Research Letters* 44, 2604 (2017).
5. L. Babich and E. Bochkov, *Journal of Physics D: Applied Physics* 50, 455202 (2017).
6. V. Cooray, G. Cooray, M. Rubinstein, and F. Rachidi, *Atmosphere* 12, 1101 (2021).
7. R. A. Roussel-Dupre, A. V. Gurevich, T. Tunnell, and G. M. Milikh, *Physical review E* 49, 2257 (1994).
8. N. I. Petrov, *Scientific Reports* 11, 19824 (2021).
9. Parkevich E. V. et al. //Physical Review E. – 2022. – Т. 105. – №. 5. – С. L053201.

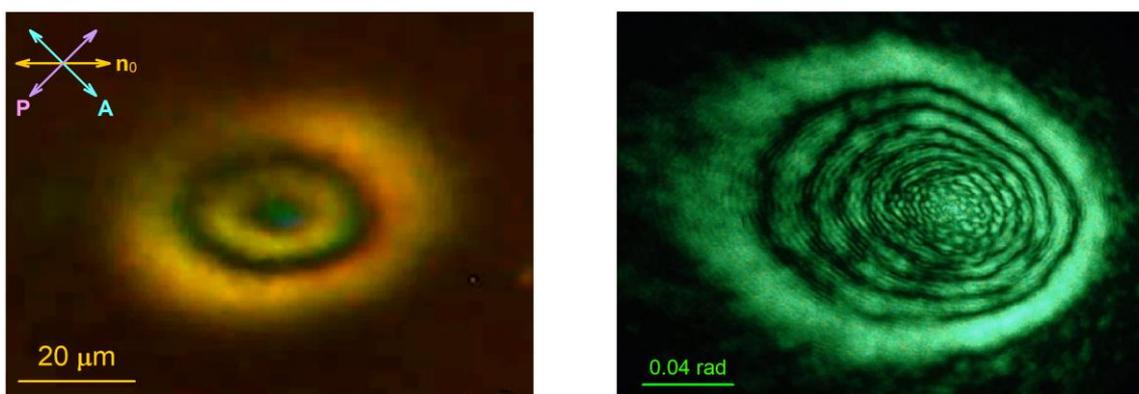
Восстановление фазового профиля при абберационном самовоздействии световых пучков в нематических жидких кристаллах с помощью поляризационной микроскопии

И.А. Будаговский¹, А.С. Золотко¹, А.А. Кузнецов¹, М.П. Смаев¹, С.А. Швецов^{1,2}

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

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Абберационное самовоздействие является удобным и информативным способом исследования нелинейно-оптических эффектов в нематических жидких кристаллах. Несмотря на универсальность метода, он имеет ряд ограничений, связанных с особенностями визуализации приобретенного фазового набега, в частности, метод абберационного самовоздействия не позволяет детально определить область деформации. Этот недостаток можно восполнить, наблюдая одновременно с воздействием света микроскопическую картину в скрещенных поляризаторах (поляризационная оптическая микроскопия). Такая методика имеет ряд особенностей, обусловленных различной геометрией распространения света для каждого из способов, которые необходимо учитывать при определении фазового профиля светового пучка, распространяющегося через область деформации. В работе рассматривается восстановление фазового набега для наклонно падающего воздействующего пучка с помощью профиля фазового набега, определенного по микроскопической картине.



а

б

Рис. 1. (а) Микроскопическая картина и (б) соответствующая абберационная картина при наклонном падении ($\alpha=45^\circ$) светового пучка ($P = 35$ мВт, $\lambda = 532$ нм) на ЖКМ-1277.

Число колец фазовой картины позволяет оценивать влияние поворота директора на фазовый набег при нормальной геометрии распространения света (рис. 1а), а соответствующее число абберационных колец будет отражать максимальный фазовый набег для наклонной геометрии (рис. 1б). Имея экспериментальную зависимость соотношения величин фазовых набегов можно восстановить значение фазового набега для светового пучка по фазовому профилю для каждой отдельной точки в области деформации, то есть, получить детальный фазовый профиль для воздействующего пучка.

Соотношение набегов получали двумя способами: по динамике развития деформации после начала облучения и по стационарной картине при плавном увеличении мощности пучка. Оба способа дают сходные соотношения и хорошо описываются численной моделью деформации директора при использовании разных типов приближения продольного распределения директора – синусоидального или однородного (рис. 2).

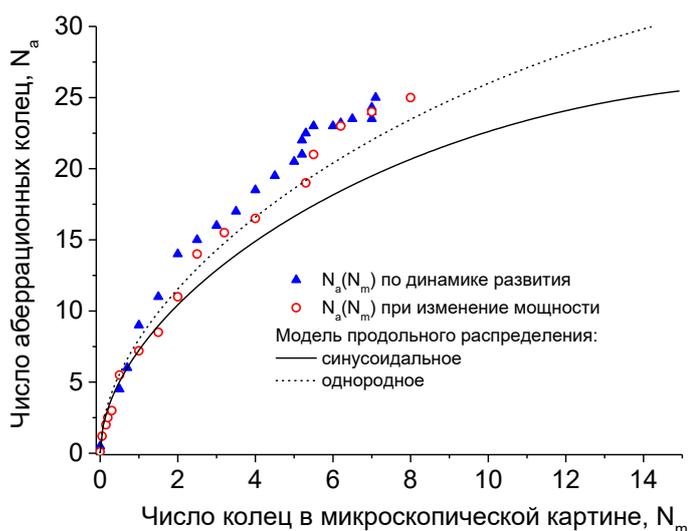


Рис. 2. Соотношения числа колец абберационной N_a и микроскопической N_m картин, определённые по зависимостям N_a и N_m от времени или от мощности. Линии соответствуют теоретической зависимости при использовании синусоидального (сплошная) либо однородного (пунктир) приближений продольного распределения поля директора.

Используя смоделированную зависимость соотношения фазовых набегов можно получить искомое распределение фазового профиля для воздействующего светового пучка (рис. 3).

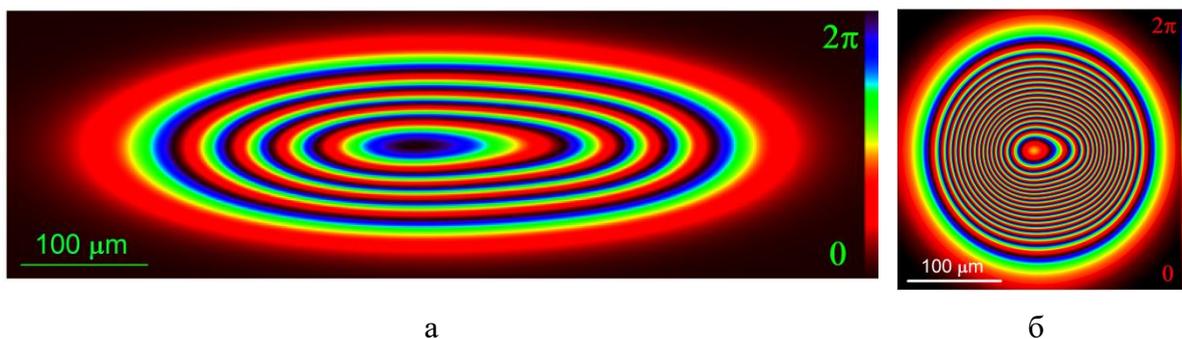


Рис. 3. Восстановление по микроскопическому фазовому профилю (а) фазового профиля для наклонно падающего светового пучка (б).

Оптическая переориентация директора в нематическом жидком кристалле под действием радиально поляризованного пучка

И.А. Будаговский¹, А.С. Золотько¹, А.А. Кузнецов¹, М.П. Смаев¹, С.А. Швецов^{1,2}

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

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Нематические жидкие кристаллы (НЖК) являются чувствительными системами с высоким значением оптической анизотропии, что позволяет действием слабых электрических (и оптических) полей управлять показателем преломления [1]. Жидкие кристаллы используются в разнообразных оптических элементах для управления волновыми фронтами и параметрами излучения, основанными как на линейных эффектах (электрооптика), так и управляемые самим излучением. Особый интерес и развитие в последнее время получили элементы, позволяющие формировать и преобразовывать пучки со сложным поперечным профилем (структурированные пучки, оптические вихри). Переориентация молекул является основным механизмом для управляемого изменения показателя преломления в подобных элементах [2]. В этой связи возникает актуальная задача исследования взаимного влияния структурированных пучков на ЖК среды, когда могут реализовываться индуцируемые излучением ориентационные эффекты.

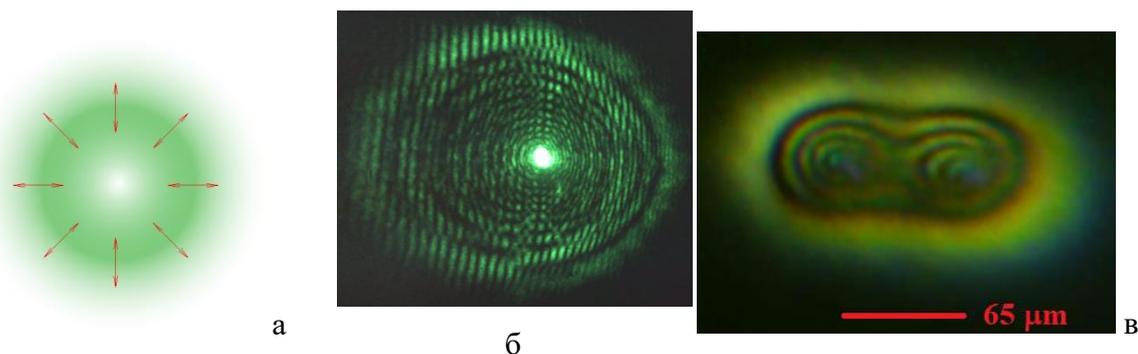


Рис. 1. (а) Распределение интенсивности и поляризации в радиальном пучке, (б) абберационная картина в дальней зоне дифракции для наклонно падающего ($\alpha = 40^\circ$) пучка ($\lambda = 532$, $P = 200$ мВт, размер пучка в перетяжке $2w_0 = 50$ мкм по уровню интенсивности $1/e^2$), проходящего через деформированную область НЖК и (в) микроскопическое изображение области деформации в схеме скрещенных поляризаторов.

В работе исследованы особенности воздействия структурированного пучка с радиальным распределением поляризации (рис. 1а) на НЖК с положительной оптической нелинейностью. В качестве образца использовали прозрачную жидкокристаллическую матрицу ЖКМ-1277 гомеотропной и планарной ориентаций.

Методом абберационного самовоздействия показано, что под действием радиально-поляризованного пучка формируется дифракционная картина, представляющая собой кольцевую картину, характерную для ориентационного воздействия гауссова пучка на НЖК, но содержащая дополнительные интерференционные полосы (рис. 1б). Структура и расположение полос в картине позволяют сделать вывод о формировании двух областей деформации поля директора, сходных с деформацией под действием пучка TEM_{01} [3]. Этот вывод подтверждается одновременным наблюдением двойной деформированной области в схеме поляризационной микроскопии (рис. 1в). Шаг полос позволяет определить расстояние между областями.

Деформация директора и формирование абберационной картины происходит под действием необыкновенной компоненты пучка, которая для радиально поляризованного пучка в данной геометрии максимальна вдоль центральной горизонтали и нулевая вдоль центральной вертикали. С учетом кольцевого распределения интенсивности, в результате формируются две области деформации слева и справа от центра пучка. Эти области определяют абберационную картину. Обыкновенная компонента пучка, напротив, не претерпевает изменений в расходимости и формирует два ярких пятна в

центре картины, расположенные вертикально, перпендикулярно основной абберационной картине.

Таким образом, воздействие аксиально-симметричного радиально поляризованного пучка может приводить к специфической деформации поля директора и асимметричной трансформации волнового фронта самого светового пучка.

Литература

1. L.M. Blinov, Structure and properties of liquid crystals. 2010: Springer Science & Business Media.
2. I.C. Khoo, Liquid Crystals. 2022: John Wiley & Sons, Ltd.
3. I.A. Budagovsky et al., Bulletin of the Lebedev Physics Institute, v. **47**, p. 149 (2020).

Исследование процессов создания биосовместимых покрытий на титановых мембранах электрофоретическим осаждением.

В. Р. Веснин¹, А. С. Скрыбин¹

¹Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (НИУ)

В настоящее время металлические мембраны широко используются в стоматологии, челюстно-лицевой хирургии для направленной костной регенерации [1]. Такие имплантаты изготавливаются из биоразлагаемых (магний) или инертных и биостойких (титан, нитинол) материалов. Титановые мембраны относительно успешно применяются в хирургии, но возможны послеоперационные осложнения из-за риска инфицирования и отторжения имплантата [2]. Перспективным направлением повышения биосовместимости является осаждение на металлических мембранах неорганических материалов, например фосфатов кальция (Ca-P) [3] или оксидных слоев [4].

В данной работе проведено нанесение слоев Ca-P/TiO₂ на мембраны, их термообработка и пропитка биополимерным альгинатом натрия. Целью исследования являлось изучение физико-химических свойств биологического ответа организма на имплант с кальций фосфатным покрытием. Задача состояла в выявлении наилучшего

процесса создания биосовместимого покрытия на мембранах с помощью различных экспериментальных исследований.

В качестве медицинских имплантов использовались промышленные титановые мембраны (ООО «Эндокарбон», г. Пермь, Россия) с размером пор 0,5 мм, толщиной 0,1 мм и удельным весом $\approx 1,9 \cdot 10^{-2}$ г/см². Мембраны разрезали на квадратные образцы площадью ≈ 1 см². Импланты подвергались процессу микродугового оксидирования (МДО) [5] в электролите на фосфатной основе, содержащем 1 г/л TiO₂, 10 г/л Na₃PO₄·12H₂O, 0,8 г/л Al(OH)₃ и 1,5 г/л NaOH, при рабочем напряжении ≈ 380 В переменного тока в течение ≈ 5 мин. После на мембраны наносилось покрытие методом электрофоретического осаждения. Использовался коммерческий нестехиометрический гидроксиапатит (ГАп) (99 %) в виде сферообразных наночастиц размером около 60 нм (ООО «Битека» г. Одинцово, Россия). Электрофоретическое осаждение происходило при постоянном напряжении 300 В и плотности тока $\approx 16-25$ мкА/см² в течение ≈ 1 мин. Часть образцов отжигали при 700 °С в течение 2,5 часов. Наконец, мембраны с покрытием замачивали в 1% альгинате натрия с последующей сушкой при температуре окружающей среды.

МДО позволил нанести барьерное покрытие TiO₂, которое содержит биосовместимую пористую пленку анатаза и потенциально может уменьшить воспаление вокруг тканей. Более того, подготовленная поверхность способствует отложению ГАп из-за присутствия групп Ti-OH, стимулирующих зародышеобразование ГАп. Покрытия Са-Р были получены процедурой электрофоретического осаждения (ЭО) [6], которая также позволяет получить толстый и пористый слой Са-Р с минимальными изменениями его химического и фазового состава. Термическая обработка может изменить химический и фазовый состав, кристалличность, средний размер кристаллитов и другие параметры, что может повлиять на биологическую реакцию в организме. Пропитку в альгинате натрия использовали для формирования на поверхностях единого слоя композита. Альгинат натрия может предотвратить механическое отслаивание покрытий в теле реципиента, а также обладает антибактериальной активностью [7].

Изучение термических свойств исходных частиц ГАп были проведены дифференциальная сканирующая калориметрия и термогравиметрия на приборе Netzsch STA 449F5 в диапазоне температур 32-1000 °С в инертной атмосфере азота. Рентгенофазовый анализ проводился с использованием дифрактометра ДРОН-3М с излучением CuK α в диапазоне углов 2θ 20–60° с шагом по углу 0,02°. По спектрам

оценивались средние размеры кристаллитов по формуле Шеррера и кристалличность CI по методу [8]. Химический состав изучали методом ИК-Фурье спектроскопией с помощью спектрометра Nicolet-380 с диапазоном длин волн $\approx 650-4000 \text{ см}^{-1}$ и шагом 2 см^{-1} . Морфологию покрытий визуализировали с помощью Quattro SEM (Thermo Fisher Scientific; энергия 5-10 кВ, увеличение $\times 400-3500$). Топографию поверхности и ее шероховатость измеряли с помощью микроскопа Carl Zeiss AxioImager Z2m, оснащенного конфокальной системой LSM700.

Были получены результаты по выходу кальция, путем измерения концентрации ионов кальция в физиологическом растворе. *In vivo* изучение биологической реакции на границе «мембрана/мягкая ткань» проводили на крысах линии Вистар. Гистологическое исследование проводилось на микроскопе Leica DM 4000 B LED. Относительную площадь измеряли с помощью фотографий срезов при увеличении $\times 200$ с помощью открытого программного обеспечения ImageJ.

В результате выполненных исследований показано, что лучшим методом нанесения биосовместимого покрытия был МДО с последующим электрофоретическим осаждением с отжигом и выдержкой в альгинате натрия. При этом термообработка повышала кристалличность покрытия с 29,9-35,8 % до 40,5-50,0 %. Степень растворимости составила $2,042 \pm 0,058 \text{ \%}/\text{мм}^2$ через 168 часов после имплантации. При этом формировались тончайшие зрелые капсулы с относительной площадью сосудов $1805,94 \pm 332,67$, слабой васкуляризацией и воспалительной инфильтрацией без нежелательных изменений в тканях. Полученные данные будут полезны для понимания процессов в мягких тканях вокруг имплантатов, количественной и качественной оценки биологической безопасности нанесенных покрытий.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 20-79-10190).

Литература

1. M. Toledano-Osorio, F. J. Manzano-Moreno, C. Ruiz, M. Toledano, R. Osorio, J. Dent. **105**. 103580 (2021).
2. S. Her, T. Kang, M.J. Fien, J. Maxillofac. Surg. **70**, 14, 803-810 (2012).
3. S.V. Dorozhkin, Biomater. Sci., **9**, 7748-7798 (2021).
4. J.-M. Wu, S. Hayakawa, K. Tsuru, A. Osaka, J. Am. Ceram. Soc., **87**, 1635-1642 (2004).
5. P.A. Tsygankov, A.S. Skryabin, A.A. Krikorov, R.I. Chelmodeev, V.R. Vesnin, F.F. Parada-Becerra, J. Phys.: Conf. Ser., **1386**, 012011 (2019).

6. R. Pani, R. R. Behera, S. Roy, Mater. Today: Proc. **62**, 4086-4093 (2022).
7. X. Sun, H. Zhang, J. Wang, M. Dong, P. Jia, T. Bu, ... L. Wang, Food Packag. Shelf Life, **29**, 100741 (2021).
8. K.A. Khor, P. Cheang, J. Mater. Process. Technol. **63**, 271-276 (1997).

Количественные оптические методы при быстрой регистрации спектров поглощения.

А. И. Волкова^{1,2}, В. В. Лагунов², В. Н. Очкин²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

²Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

В последние годы активно развиваются количественные методы спектроскопии поглощения высокого разрешения с применением диодных лазеров для измерения малых концентраций частиц в газовой фазе. Они применяются при контроле состава атмосферы, детектировании взрывчатых веществ, в медицинской диагностике, изотопном анализе и других областях.

Одним из важнейших параметров в количественной спектроскопии поглощения является время усреднения набора спектров за один цикл измерений, определяющее возможности изучения динамики объекта. Оно связано со скоростью перестройки частоты лазера: чем быстрее перестраивается лазер, тем больше спектров можно получить за фиксированный период времени. К примеру, для достижения приемлемого отношения сигнал/шум в спектроскопии поглощения во внешнем резонаторе с высокочувствительной неосевой юстировкой [1] с разрешением 1 с оптимальная скорость перестройки частоты $\sim 10^3$ см⁻¹/с [2]. Более высокие требования к временному разрешению или чувствительности по поглощению приведут к необходимости дальнейшего увеличения скорости перестройки частоты. Ограничения связаны с тем, что это может вызвать значительные искажения спектров поглощения и затруднения при расчете концентрации по искаженному профилю [3]. Ситуация аналогична для трассовых измерений, но при более высоких скоростях перестройки $\sim 10^5$ см⁻¹ с⁻¹.

В основе классической количественной спектроскопии поглощения лежат закон Бера-Бугера-Ламберта и интеграл Кравеца [4], связывающие величину поглощения с абсолютной концентрацией частиц, взаимодействующих с излучением. Эти соотношения предполагают неизменность вида коэффициента поглощения и величину

разности заселенностей уровней оптического перехода при регистрации спектра. Однако неясно, корректно ли использовать эти основные соотношения, если условия неизменности нарушаются? В данной работе сравниваются эти две разные по физическому смыслу ситуации: проявление искажений под влиянием излучения на распределение частот в контуре линии поглощения и искажения, связанные с техникой регистрации спектра поглощения с использованием внешнего оптического резонатора.

В первом случае искажения возникают из-за известного эффекта когерентного интерференционного взаимодействия первичного зондирующего излучения с вторичным излучением, возникающим при распаде наведенной первичным излучением поляризации среды [5]. Этот эффект проявляется, если время записи спектра сопоставимо или меньше времени фазовой релаксации возбуждений поглощающих частиц.

Для получения истинного профиля Фойгта из измеренного динамического контура с учетом аппаратной функции использовалось высокочастотное крыло в области поглощения, не превышающего 30% от пикового значения экспериментального показателя поглощения. Для расчета истинных значений концентраций использовалось моделирование динамического контура, который представлял собой свертку крыла истинного фойгтовского контура для условий эксперимента и аппаратной функции. Для определения правильного значения поглощения при построении контура использовалось условие минимальности среднеквадратичного отклонения экспериментального и моделируемого контура.

Эффективность такого метода была продемонстрирована на примере результатов работы [6]. В ней исследовались спектры поглощения этилена C_2H_4 в смесях с буферным газом азотом N_2 в области 10.25 мкм при скоростях перестройки частоты во время импульса накачки (300-100) МГц/нс. Важно отметить, что в некоторых случаях конечность времени взаимодействия света с отдельной частицей в зоне светового пучка из-за ее перемещений может влиять на когерентность взаимодействия. В данном случае это время прохождения частицей области взаимодействия со светом соответствует эффективной частоте нарушения когерентности и такой процесс определяет основной механизм нарушения когерентности взаимодействия падающего излучения с индуцированным в среде. Его роль быстро уменьшается по сравнению со столкновениями частиц между собой с ростом давления как собственного, так и буферного газов. При этом режим свободного пролета сменяется режимом диффузии.

Этот факт учитывался при обработке экспериментальных спектров.

На рис.1 показаны примеры контуров линии 973.552 cm^{-1} этилена при давлении 4.5 мТорр в смеси с 20 Торр и 105 Торр азота N_2 (рис.1a,b). Экспериментальные контуры обозначены красными маркерами (оцифровка данных из работы [6]). По описанной выше методике из профиля высокочастотного крыла экспериментального контура восстанавливалась свертка реального контура с аппаратной функцией (серые маркеры).

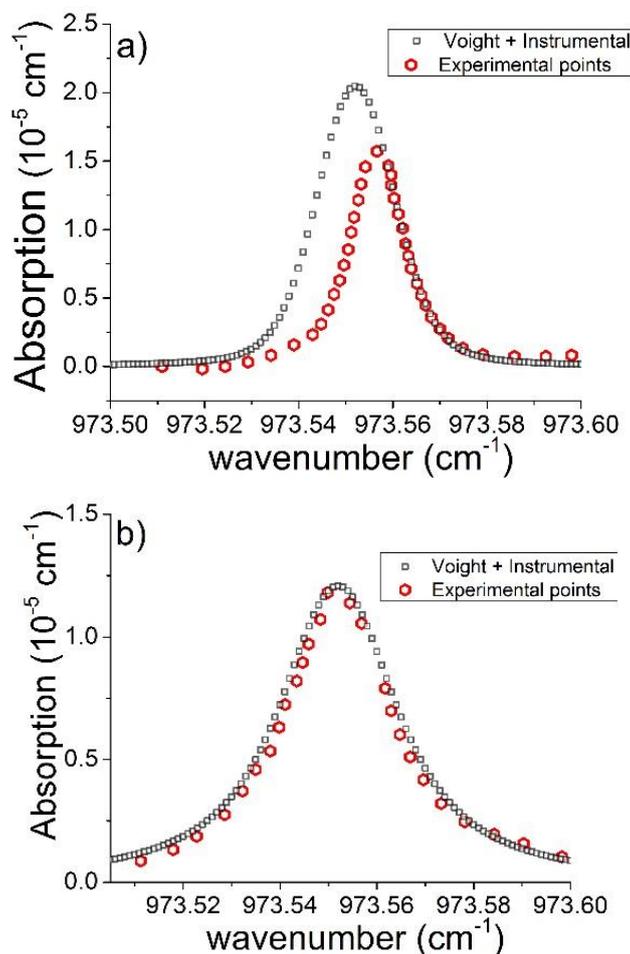


Рис.1. Наблюдаемые контуры линии 973.552 cm^{-1} этилена (красные маркеры по данным [6]) и восстановленные свертки (черные маркеры). а) – этилен при давлении 4.5 мТорр с добавкой азота N_2 20 Торр, б) – этилен при давлении 4.5 мТорр с добавкой азота N_2 105 Торр.

Видно, что в этилене с добавлением 20 Торр азота наблюдается заметное отклонение восстановленной свертки от наблюдаемого контура. Подавление когерентности неполное и появляется деструктивная интерференция просвечивающего и индуцированного им излучения. При увеличении давления азота до 105 Торр когерентные эффекты не проявляются. Во втором случае практически достигается совпадение наблюдаемого контура и рассчитанной свертки, так как при повышении

давления частицы в зоне взаимодействия со светом движутся в диффузионном режиме и роль времяпролетного эффекта незначительна.

При измерении концентрации этилена в смеси с азотом при давлении 20 Торр по экспериментальному спектру она оказывается заниженной примерно на 30%. Это нельзя отнести на счет погрешности измерений, так как при давлении буферного газа 105 Торр, получается правильное значение концентрации. Предлагаемый в данной работе метод позволяет получить полное согласие с контрольным значением концентраций молекул. Можно считать, что предложенная физическая процедура решает существующую проблему определения концентраций частиц по поглощению света в условиях протекания когерентных нестационарных процессов, искажающих статистические спектры при быстрой записи.

Эффекты, приводящие к искажению с использованием многопроходных оптических схем, не являются когерентными. Кроме того, они проявляются при гораздо меньших скоростях сканирования частоты, уже от (10^2-10^3) см⁻¹/с при условии достаточно высоких коэффициентов отражения зеркал внешнего резонатора [3]. Природа искажений связана с тем, что в высокодобротных резонаторах время жизни фотонов приближается ко времени сканирования контура линии поглощения. В данной работе исследовалось поглощение на линиях полосы O₂ ($X^3\Sigma - b^1\Sigma$) в области 760 нм. Определение концентраций молекул O₂ проводилось прямым интегрированием как измеренных, так и рассчитанных профилей показателя поглощения при разных скоростях перестройки частоты. Отличия от истинных концентраций не превышали $\pm 3\%$.

Результаты анализа этих двух ситуаций показывают следующее. В случае искажений, возникающих из-за эффекта когерентного интерференционного взаимодействия зондирующего света со светом, возникающим при распаде наведенной им поляризации среды, количественные измерения возможны, но для спектра, восстановленного по части крыла, соответствующей началу взаимодействия излучения с частицами до существенного наведения поляризации. В схемах с внешним резонатором искажения появляются при скоростях меньших, чем в трассовом случае. Эти искажения связаны с конечностью времени жизни фотона в резонаторе, что не влияет на механизм взаимодействия излучения с веществом и носят характер аппаратных. Предложенные нами подходы с восстановлением истинных статических спектров из наблюдаемых с динамическими искажениями делают возможными количественные абсорбционные спектральные измерения в обеих этих физически

различных ситуациях. Работа выполнена при поддержке гранта РФН №19-12-00310.

Литература:

1. J. B. Paul, L. Lapson, J. G. Anderson, Applied Optics, 40, (2001) 4904-4910; <https://doi.org/10.1364/AO.40.004904>
2. V. Lagunov, V. Ochkin, A. Volkova. Abstracts of the 29th International Conference on Advanced Laser Technologies, p. 192, (2022).
3. V. V. Lagunov, I. V. Nikolaev, and V. N. Ochkin, Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, V. 246, p.119060 (2021); <https://doi.org/10.1016/j.saa.2020.119060>
4. Т.П. Кравец. Труды по физике, Л.: АН СССР, 1959, сс. 33-145, 340 с., 2000 экз.
5. S.N. Andreev, V.N.Ochkin, N.V.Pestovskiy, S.Yu.Savinov. Optics and Spectr.,v.119, No.3, pp.385-391, (2015); <https://doi.org/10.1134/S0030400X15090027>
6. M. T. McCulloch, G. Duxbury, N. Langford, Molecular Physics, 104.16-17, 2767-2779, (2006); <https://doi.org/10.1080/00268970600857651>

Интерпретация неоднородности спектра космических лучей в районе 10 ТВ как вклада одного близкого источника

И. Кудряшов¹, Ф. Гасратов², В. Юровский³, В. Латонов⁴

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

² Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

³ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

⁴ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, механико-математический факультет

Галактические космические лучи (ГКЛ) в основном рождаются в остатках сверхновых в результате ускорения на ударных волнах за счет механизма Ферми [1]. После этого ГКЛ распространяются по галактике, заполненной пылью, газом и магнитными полями со сложными структурами. Изучение энергетических и пространственных распределений ГКЛ позволяет уточнить как физику источников ГКЛ, так и свойства межзвездной среды.

Результаты некоторых экспериментов физики космических лучей (КЛ) [2–4] свидетельствуют об изменении показателя спектра КЛ в районе магнитной жесткости частиц 10 ТВ (для определенности назовем это явление малым коленом). Данные прямого космического эксперимента НУКЛОН [2] позволяют разрешить поэлементную структуру малого колена для каждого из обильных первичных компонент КЛ и показывают, что излом имеет место вблизи одной и той же магнитной жесткости 10 ТВ для всех обильных ядер, независимо от Z . Данные поэлементного спектра позволяют нам рассмотреть эту особенность более подробно и построить математическую модель для описания этого явления. С другой стороны, недавно были получены данные наземного эксперимента НАВС [5]. При этом измерялся спектр всех частиц, где также может наблюдаться отклонение от степенного закона.

Такая неоднородность в регулярном спектре КЛ может быть объяснена несколькими причинами: механизмами рождения КЛ (например, предел ускорения в оболочках сверхновых определенного типа), механизмами распространения [6] или вкладом в поток КЛ одиночного близкого источника [7]. Значительная резкость излома в терминах спектров магнитной жесткости является косвенным указанием на то, что малое колено определяется пределом ускорения КЛ в одиночном близком источнике типа остатка сверхновой. Если бы это был вклад нескольких источников, то трудно было бы ожидать столь резкого излома. Поэтому в настоящей работе изучается возможность объяснения малого колена космических лучей вкладом единственного близкого источника.

Чтобы проверить эту гипотезу, а также локализовать область существования и возраст возможного гипотетического источника, была значительно улучшена математическая модель для описания спектральных характеристик КЛ в терминах диффузии от близкого источника, впервые предложенная Ерлыкиным и Вольфендейлом [8]. В настоящее время модель достаточно широко распространена [9–11], однако существующая работа не учитывает данные всех проведенных экспериментов.

Авторами проведена аппроксимация свободных параметров модели по экспериментальным данным и построены области параметров для допустимого и наиболее вероятного единичного источника. Существенным отличием от предыдущих работ этого типа, имеющих отношение к большому колену космических лучей Куликова–Христиансена вблизи 3 ПэВ по энергии на частицу, является наблюдение малого колена не только в суммарном спектре всех частиц, но и в спектрах отдельных обильных ядер. То есть мы имеем дело с гораздо более детальной информацией, чем это

сейчас доступно для 3 ПЭВ – колена КЛ.

Основным отличием нашей работы от ранее опубликованных работ, описывающих эту спектральную неоднородность в приближении близкого источника, является тот факт, что мы учитываем все доступные экспериментальные данные (включая поэлементные спектры), как прямых, так и косвенных экспериментов.

Литература

1. Hörandel, J.R. *Adv. Space Res.* 2008, 41, 442–463.
2. Panov, A.D.; Atkin, E.V.; Bulatov, V.L.; Vasiliev, O.A.; Voronin, A.G.; Gorbunov, N.V.; Grebenyuk, V.M.; Dorokhov, V.S.; Karmanov, D.E.; Kovalev, I.M.; et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2019, 83, 980–982.
3. Adriani, O.; Akaike, Y.; Asano, K.; Asaoka, Y.; Bagliesi, M.G.; Berti, E.; Bigongiari, G.; Binns, W.R.; Bonechi, S.; Bongi, M.; et al. *Phys. Rev. Lett.* 2019, 122, 181102.
4. Collaboration, D.; An, Q.; Asfandiyarov, R.; Azzarello, P.; Bernardini, P.; Bi, X.J.; Cai, M.S.; Chang, J.; Chen, D.Y.; Chen, H.F.; et al. *Sci. Adv.* 2019, 5, eaax3793.
5. Alfaro, R.; Alvarez, C.; Álvarez, J.D.; Arceo, R.; Arteaga-Velázquez, J.C.; Avila Rojas, D.; Ayala Solares, H.A.; Barber, A.S.; Becerril, A.; Belmont-Moreno, E.; et al. *Phys. Rev. D* 2017, 96, 122001.
6. Boschini, M.J.; Torre, S.D.; Gervasi, M.; Grandi, D.; Jóhannesson, G.; Kachelriess, M.; Vacca, G.L.; Masi, N.; Moskalenko, I.V.; Orlando, E.; et al. *Astrophys. J.* 2017, 840, 115.
7. Kudryashov, I.A.; Kovalev, I.M.; Kurganov, A.A.; Gasratov, F.K.; Latonov, V.V.; Yurovskiy, V.D.; Panov, A.D.; Turundaevskiy, A.N. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021, 85, 379–382.
8. Erlykin, A.D.; Wolfendale, A.W. A single source of cosmic rays in the range 105–106 eV. *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* 1997, 23, 979–989.
9. Yuan, Q.; Qiao, B.Q.; Guo, Y.Q.; Fan, Y.Z.; Bi, X.J. *Front. Phys.* 2021, 16, 24501.
10. Kachelrieß, M.; Neronov, A.; Semikoz, D.V. *Phys. Rev. D* 2018, 97, 063011.
11. Liu, W.; Guo, Y.Q.; Yuan, Q. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2019, 10, 010.

Формирование энергонезависимых оптически контрастных RGB-изображений на поверхности тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ в поле непрерывного лазерного излучения

В.Б. Глухенькая¹, Н.М. Толкач¹, М.П. Смаев², П.И. Лазаренко¹

¹НИУ «Московский институт электронной техники», Москва, Россия

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

Материал $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST) интенсивно применяется в области активной фотоники для создания элементов оптических отражающих дисплеев и компьютерно-перестраиваемых голограмм. Большой оптический контраст тонких пленок GST (~30%) между аморфным и кристаллическим состояниями, быстрые обратимые фазовые превращения (время переключения ~ 500 пс [1]) и энергонезависимость делают данный материал привлекательным для разработки элементов отображения информации видимой и ИК-областей спектра [2], в том числе в составе многослойной структуры GST/ITO/Al/подложка (GIA). В таких структурах цвет определяется толщиной слоя ITO, а оттенок и ее отражательная способность - фазовым состоянием GST. Данная работа посвящена исследованию процесса кристаллизации GST в поле непрерывного лазерного излучения и влияния фазового состояния GST на оптические свойства структуры GIA, определению оптимальных энергетических режимов для формирования перестраиваемых энергонезависимых оптически контрастных RGB-изображений.

Слои структуры GIA были сформированы методом DC-магнетронного распыления. Толщины слоев выбирались по результатам математического моделирования так, чтобы цвет структуры GIA соответствовал RGB-цветам: GST (10 нм), Al (100 нм) и ITO (160, 200 и 70 нм для структур красного (R-GIA), зеленого (G-GIA) и синего (B-GIA) цветов. Оптическая кристаллизация обуславливалась непрерывным лазерным излучением с длиной волны 403 или 502 нм ($P_{\text{max}} = 5$ мВт) в режиме сканирования (1 Гц) с плотностью энергии в диапазоне от 0.001 до 1.2 мДж/мкм². Сформированные в результате сканирования матрицы включали 32 протяженные области размером 5x5 мкм. Структурные изменения облученных областей изучались методом спектроскопии комбинационного рассеяния (КР), расчет оптического контраста проводился по изменению отражательной способности облученной поверхности.

Комплексный анализ поверхности структуры R-GIA после облучения показал, что все модифицированные области можно разделить на 4 группы: 1) аморфные области (до 0.07 мДж/мкм²) – отражательная способность таких областей не изменилась или изменилась незначительно, а форма спектров КР соответствует спектрам GST в

исходном аморфном состоянии; 2) области фазового перехода GST из аморфного состояния в кристаллическое (от 0.07 до 0.22 мДж/мкм²) – характеризуются монотонным изменением отражательной способности и изменением формы спектров КР; 3) закристаллизованные области (от 0.22 до 1.08 мДж/мкм²) – характеризуются более высоким коэффициентом отражения, чем у исходной аморфной пленки, а КР спектры, полученные от этих областей, соответствуют спектрам GST в кристаллическом состоянии с ГЦК-решеткой; 4) область деградации материала GST и лазерной абляции (более 1.08 мДж/мкм²) – наблюдается увеличение отражательной способности, сопровождающееся уменьшением площади спектров КР.

Аналогичные результаты были получены на поверхности G-GIA и B-GIA структур. Анализ результатов показал, что минимальная пороговая величина лазерного воздействия, приводящая к кристаллизации материала, составляет 0.17 и 0.10 мДж/мкм², а приводящая к деградации – 1.1 и 0.17 мДж/мкм² для синего и зеленого образцов соответственно.

На рис.1 продемонстрирована запись оптически контрастных изображений (40x40 мкм) на поверхности структур GIA красного (532 нм, 0.22 мДж/мкм²), зеленого (403 нм, 0.1 мДж/мкм²) и синего (532 нм, 0.17 мДж/мкм²) цветов.



Рис. 1. Оптически контрастные RGB-изображения на поверхности структуры GIA.

Представленный в работе комплексный подход позволяет применять многослойные структуры GIA для формирования оптических изображений в многоуровневых оптических устройствах, в том числе для формирования защитных оптических меток.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 20-79-10322).

Литература

1. A. Lotnyk, I. Hilmi, M. Behrens, *App. Surf. Sci.*, v. **536**, p. 147959 (2021).

2. C. Galarreta, I. Sinev, A. Alexeev, P. Trofimov, *Optica*, v. 7. p. 476 (2020).

**Влияние паров воды на эмиссионные спектры и характеристики электронов
разряда с полым катодом в гелии**

С.Н. Андреев¹, А.В. Бернацкий^{1,*}, И.И. Драганов^{1,2,**}, И.В. Кочетов^{1,3}, 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

³ Акционерное общество "Государственный научный центр Российской федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", 108840, Россия, г. Москва, г. Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12

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

Проблемы мониторинга состава пристеночной низкотемпературной плазмы мощных энергетических реакторов с секционированными первыми стенками вакуумных камер мотивируют развитие методов спектральной диагностики плазмы разрядов в газах на основе гелия и его смесей [1]. Их обоснование и количественная интерпретация результатов в неравновесных условиях, в свою очередь, потребовали разработки схем экспериментального лабораторного моделирования условий строящихся плазменных установок, усовершенствования техники спектральных и зондовых измерений, а также плазмохимических расчетов [2, 3]. В связи с важностью проблемы контроля за натеканием молекул воды из контура теплоносителя в областях стыков blankets реактора особое внимание уделяется детектированию таких частиц, как молекулы H_2O , H_2 , O_2 , радикалы OH , атомы O , H , D , и изучению реакций с их участием.

Эксперименты проводились на установке «Течь» [1-5]. Блок схема установки показана на рисунке 1. Основные узлы: 1 – вакуумная камера; 2 – медный катод; 3 – тефлоновый изолятор катода; 4 – сетчатый анод; 5 – зонд; 6 – фланцы с кварцевыми окнами; 7 – система линз; 8 – монохроматор; 9 – ФЭУ; 10 – компьютер; 11 – колба с парами воды; 12 – баллон с гелием; 13 – блок питания; 14 – балластное сопротивление; 15 – шибер; 16 – вакуумный пост; 17 – схема управления зондами. Направление I –

спектральные измерения в области зондов; Направление II – спектральные измерения со стороны открытой части катода.

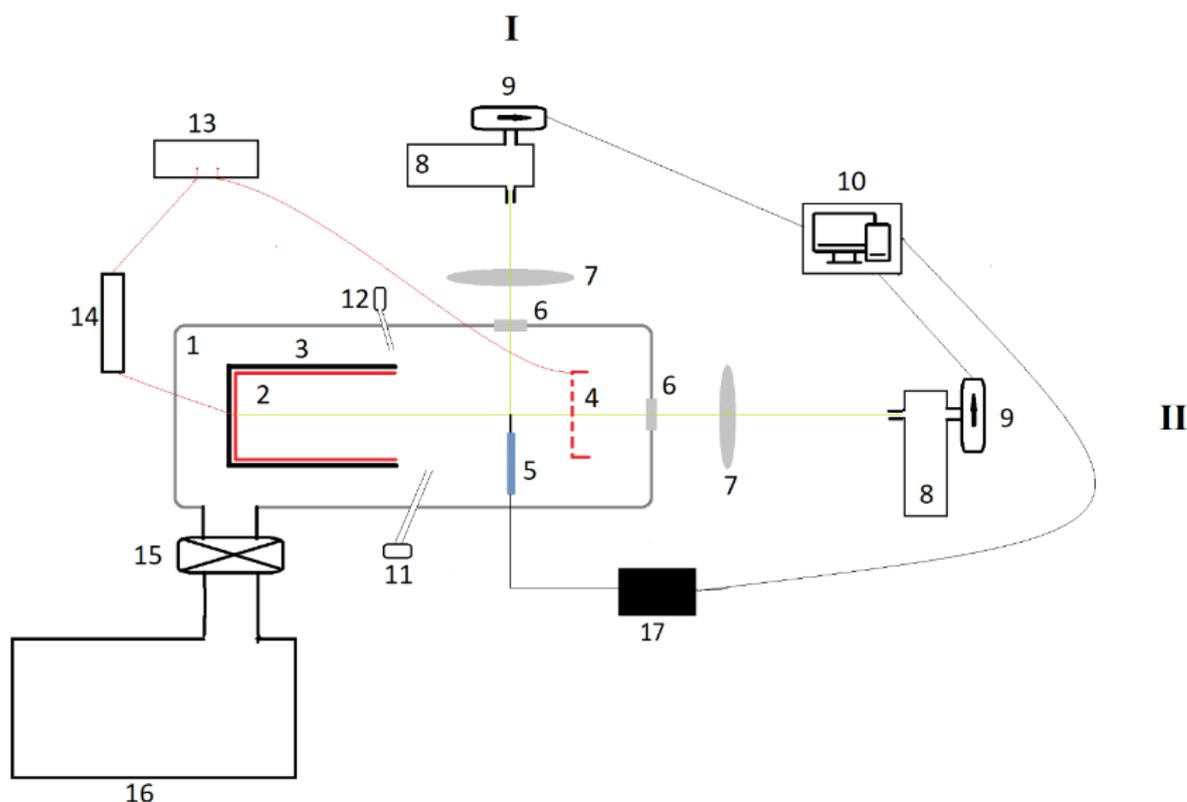


Рис. 1. Общая блок схема экспериментальной установки «Течь».

Основой установки является вакуумная камера *I* объемом 22 литра. Остаточное давление $5 \cdot 10^{-7}$ мбар. Имеются независимые каналы напуска газов, системы прогрева стенок камеры и контроля давления. В камере размещено разрядное устройство с полым катодом прямоугольной формы *2*, который снаружи имеет изолятор из тефлона *3* и анодом *4*. Такая разрядная конфигурация моделирует плазму вблизи стыков в бланкете первой стенки токамака, наиболее уязвимых в отношении течей охладителя. Конфигурация разрядного устройства представляет собой медный полый катод прямоугольной формы ($100 \times 50 \times 10$ мм) изготовлен из меди с внешним изолятором из тефлона. На рис. 1 катод изображен в сечении, параллельном стороне катода 50×10 мм. Анод представляет собой стальную сетку (100×10 мм) с площадью поверхности металла 3600 мм^2 . Расстояние между открытой частью катода и анодом 30 мм. Излучение разряда выходит через фланцы с кварцевыми окнами *6* в направлениях *I* или *II*, что позволяет наблюдать за областями зондовых измерения без регистрации свечения внутри катода

или, напротив, свечение межэлектродного промежутка совместно областью внутреннего свечения. Для измерений абсолютных интенсивностей применялась калибровка с использованием вольфрамовой банд-лампы СИ8-200у [1].

Для нахождения вида функции распределения электронов по энергиям ФРЭЭ использовался недавно разработанный подход [4-7], при котором ВАХ зондовой цепи формируется при подаче напряжения в виде комбинации шумовых и периодических сигналов. При этом удается значительно уменьшить ошибки измерений ФРЭЭ.

Измерения проводились в разрядах в гелии при концентрации атомов $5.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и в его смесях с парами воды при концентрациях молекул $4.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $1.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Ток разряда во всех случаях стабилизирован при значении $I=150 \text{ мА}$.

Были измерены ФРЭЭ на расстоянии 3, 11, 19, 27 мм от катода. На расстоянии 3мм в разряде в гелии у ФРЭЭ наблюдается избыток быстрых электронов в области 10 – 22 эв. При добавлении паров воды количество электронов в этой области уменьшается пропорционально добавленному количеству паров воды.

По измеренным распределениям электронов по энергиям ФРЭЭ и концентрациям N_e были рассчитаны абсолютные интенсивности излучения на выбранных длинах волн λ частиц, проявляющихся в спектре свечения разряда.

Измерялись абсолютные интенсивности 14 линий гелия (He) в разряде в области в интервале длин волн 320-730 нм на различных расстояниях от катода для их последующего сравнения с рассчитанными по корональной модели интенсивностями, чтобы определить наиболее перспективные линии для диагностики.

Концентрации атомов гелия определялись по абсолютным интенсивностям. Большая дисперсия результатов была ожидаема, однако усреднение по всем 14 наблюдаемым переходам (верхним излучающим уровням) приводит к значению концентрации гелия $\langle N \rangle = (4.8 \pm 1.3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, близкому к реальной концентрации $N^* = 5.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в разряде в гелии. Пример сравнения контрольной и усредненной по результатам измерений концентрации показан в таблице 1. Похожий результат получается и в гелии с добавками воды $\langle N \rangle = (4.4 \pm 3.8) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, когда локальные параметры плазмы (ФРЭЭ, потенциал плазмы, концентрации электронов n_e) также меняются.

Так же была рассчитана концентрация атомов водорода по измеренным абсолютным интенсивностям линий H_α и H_β . Модель расчета дает результаты, хорошо описывающие измерения (абсолютные интенсивности, ФРЭЭ, n_e)

Табл. 1. Расчитанная концентрация атомов гелия N по измеренной интенсивности на заданной длине волны; среднее значение концентрации $\langle N \rangle$; концентрация, определенная по показаниям датчика давления N^* .

λ , нм	Интенсивность, 10^{13} фот·с ⁻¹ ·см ⁻³	N , ·10 ¹⁶ см ³	$\langle N \rangle$, ·10 ¹⁶ см ³	N^* , ·10 ¹⁶ см ³
318.77	21.5	1.16	4.8 ± 1.3	5.4
381.96	1.5	4.51		
388.86	94.5	3.12		
396.47	17.4	0.89		
402.61	2.98	11.2		
412.08	9.0	0.32		
438.79	4.3	2.28		
447.14	7.3	15.1		
471.31	13.9	0.82		
492.19	10.8	4.48		
501.56	70.7	5.66		
587.56	25.2	9.02		
667.81	39.5	9.04		
728.13	10.0	0.52		

Работа выполнена за счет средств Российского Научного Фонда (19-12-00310).

Литература

1. A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, O.N. Afonin, A.B. Antipenkov, Plasma Physics Reports Vol. 41, p 705 (2015). <https://doi.org/10.1134/S1063780X15090032>
2. A.V. Bernatskiy, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin, Plasma Sources Science and Technology Vol. 28, 105002 (2019) <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab4301>
3. A.V. Bernatskiy, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin, Plasma Physics Reports Vol. 46, p 874 (2020). <https://doi.org/10.1134/S1063780X20090020>
4. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, N.A. Dyatko, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin, Plasma Sources Science and Technology Vol. 30, 095004 (2021) <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac1ee2>
5. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, Vacuum Vol. 180, 109616 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109616>

6. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, Plasma Chemistry and Plasma Processing Vol. 41, p 659 (2021) <https://doi.org/10.1007/s11090-020-10137-4>
7. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, Vacuum Vol. 206, 111514 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111514>

Оптимизация разрядных характеристик импульсного плазменного микроускорителя в области малых энергий

Д.А. Егошин, Д.К. Федорова, А.П. Подлосинская, А.В. Павлов,
А.С. Скрыбин, В.Д. Телех
МГТУ им. Н.Э. Баумана

В последние годы все большую популярность обретают малые космические аппараты (МКА), особенно класса CubeSat – т.н. наноспутники, которые обладают низкой стоимостью, малой массой и малыми геометрическими размерами [1]. МКА подходят для тестирования в условиях космоса новых технологий, которые планируется применять на дорогостоящих спутниках, а также для выполнения миссий самостоятельных или в составе группировки спутников. Для расширения функционала наноспутников необходима двигательная установка (ДУ), которая может использоваться для поддержания аппарата на низкой околоземной орбите, коррекции ориентации в пространстве и утилизации. В требования к такой ДУ, помимо жестких ограничений на массу и габариты, входит и стабильная работа при малых мощностях (порядка 10 Вт) [2, 3]. Большинство двигателей, применяемых сегодня в космонавтике, не способны устойчиво функционировать при ограничениях накладываемых МКА, поэтому актуальна задача разработки наиболее подходящей ДУ.

Одним из перспективных вариантов такой ДУ является абляционный импульсный плазменный двигатель (АИПД), в котором плазма, образованная путем абляции рабочего тела и последующей ионизацией аблированной массы, ускоряется за счет пондеромоторных сил. Однако из-за того, что эрозионное вещество ионизируется не полностью, образуется облако нейтрального газа, которое, в отличие от плазмы, ускоряется под действием градиента гидродинамического давления и истекает с гораздо меньшими скоростями, вследствие чего тяговый коэффициент полезного действия такого двигателя редко превышает 10% [4, 5]. Низкий КПД является основной проблемой АИПД.

Разряд в АИПД носит характер периодических затухающих колебаний, что делает удобным описание закона изменения тока со временем такими параметрами как: частота, декремент и амплитуда, которые зависят от значений начального напряжения в цепи, а также от ее емкости, сопротивления и индуктивности. Для получения максимального импульса силы АИПД в данной работе изучено влияние электротехнических параметров на разрядные процессы, а также получена область оптимальных значений этих параметров при постоянном энергокладе. Выявлено, что импульс силы увеличивается пропорционально декременту затухания и частоте колебаний тока до некоторого момента, после чего перестает меняться.

Отдельно проведено экспериментальное исследование влияние химического состава рабочего тела (рассмотрены полиуретан, фторопласт и поликарбонат) на импульс силы, в результате которого показано, что строение мономера используемого вещества влияет только на его газодинамическую составляющую.

Работа выполнена на уникальной научной установке (УНУ) «Пучок-М» МГТУ им. Н.Э. Баумана, при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по государственному заданию 0705-2020-0046.

Литература

1. Д.К. Федорова, В.Д. Телех. XLV Академические чтения по космонавтике **1**, с. 261-264 (2021).
2. S. Zanola. Assessment of the impact of miniaturized electric propulsion systems on small satellites technology : Master's Degree thesis, Politecnico di Torino (2019).
3. Н. Н. Антропов и др. Вестник ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина» **5**, с. 30 (2011).
4. Z. Zhang, W.Y.L. Ling, H. Tang et al. Rev. Mod. Plasma Phys. **3**, 5 (2019).
5. P. Molina-Cabrera, G. Herdrich, M. Lau, S. Fasoulas, T. Schönherr. Proc. of the 32nd IEPSC. P. 1-18 (2011).

**Новая люминесцентная система в диоксиде титана с
бесфононным переходом 1.573 эВ.**

Д.А. Зазымкина¹, С.И. Ченцов¹, Д.Ф. Аминев¹, С.Н. Николаев¹, В.С. Кривобок^{1,2}

¹Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

В современной литературе активно обсуждаются механизмы излучательной рекомбинации анатазной фазы диоксида титана (TiO_2) формирующие интенсивные линии излучения в ближнем и видимом ИК диапазонах [1-5]. На данный момент, в литературе существуют отдельные исследования, в которых акцент делается на ИК люминесценции анатазной фазы TiO_2 [6-7]. В то же время, существует дискуссия, посвящённая отождествлению полос ИК люминесценции в рутиловой фазе. Ряд авторов полагает [8-9], что процесс, приводящий к появлению ИК излучения, включает рекомбинацию между свободным электроном и дыркой, локализованной на глубоком уровне в центре зоны.

В данной работе на основе измерений стационарной и разрешенной по времени фотолюминесценции порошков анатазной фазы TiO_2 обнаружена новая люминесцентная система, которая при комнатной температуре ответственна за линию в районе 1.45 эВ. При гелиевой температуре линия трансформируется в узкий бесфононный переход в районе 1.573 эВ сопровождающийся структурированной фононной полосой ~1.56-1.25 эВ (Рисунок 1). Связь фононной полосы и узкого пика с одним и тем же люминесцентным центром подтверждается измерениями спектров фотолюминесценции записанных при возбуждении порошков излучением с разной длиной волны и измерениями спектров фотолюминесценции с временным разрешением. Полоса фононных повторений обнаруживает выраженные следы взаимодействия излучающего состояния как с локальными колебаниями, так и с колебаниями объемной TiO_2 матрицы соответствующими максимумам в фононной плотности состояний. В целом, структура спектра обнаруженной люминесцентной системы характерна для внутрицентровых переходов. Данный вывод подтверждается, тем что спектр излучения, как в области бесфононного перехода, так и в области вибронной полосы, практически не претерпевает изменений при переходе от микрокристаллов до кристаллов размером ~ 10 нм. Также, на внутрицентровый характер люминесценции указывают сравнительно большие времена затухания ~ 70-400 мкс.

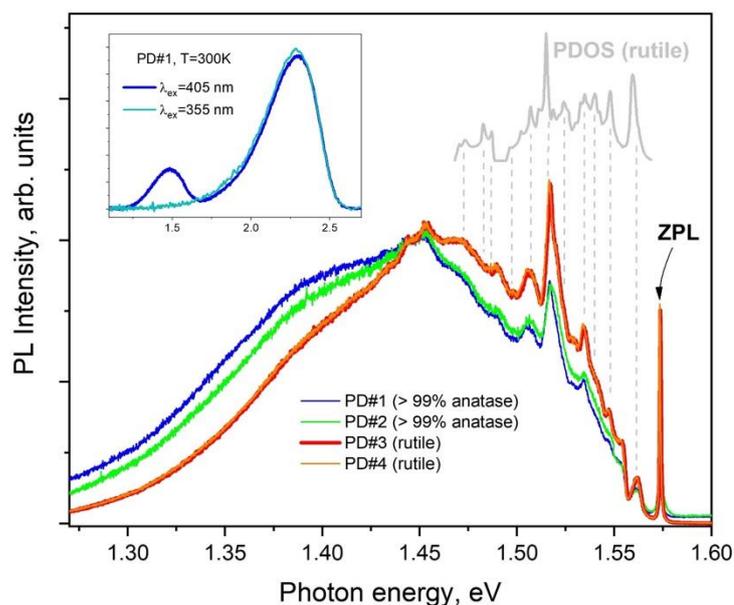


Рис.1. Фрагменты низкотемпературных (5 К) спектров ФЛ исследуемых порошков TiO_2 , снятых при возбуждении на длине волны 405 нм. Каждый спектр нормализован к максимуму пиковой интенсивности при 1,45 эВ. Серая кривая справа показывает плотность фоновых состояний для фазы рутила с нулем энергии, соответствующим ZPL. На вставке показаны спектры ФЛ при комнатной температуре, зарегистрированные при оптическом возбуждении 355 нм и 405 нм.

Химический анализ исследуемых порошков с помощью EDX позволяет утверждать, что вероятными кандидатами на роль обнаруженной люминесцентной системы может быть примесь ванадия. Альтернативной интерпретацией являются переходы между внутренними оболочками ионов титана с нарушенным окружением.

В условиях квазирезонансного оптического возбуждения интенсивность люминесценции обнаруженного центра более чем на порядок превышает интенсивность сигнала КРС. Кроме того, за счет медленных времен спада, данная люминесценция может быть эффективно отделена от различных фоновых механизмов излучательной рекомбинации. По этой причине обнаруженный люминесцентный центр представляет собой удобный оптический маркер анатазной фазы TiO_2 , который может представлять интерес для ряда задач медицины, биологии и пищевой индустрии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-05-50145).

Литература

1. С.С. Mercado, F.J. Knorr, J.L. McNale, S.M. Usmani, A.S. Ichimura, L.V. Saraf, J. Phys. Chem. C. **116**, 10796–10804 (2012).

2. D.K. Pallotti, L. Passoni, P. Maddalena, F. Di Fonzo, S. Lettieri, J. Phys. Chem. C. **121**, 9011–9021 (2017).
3. C. Mercado, Z. Seeley, A. Bandyopadhyay, S. Bose, J.L. McHale, ACS Appl. Mater. Interfaces. **3**, 2281–2288 (2011).
4. L. Cavigli, F. Bogani, A. Vinattieri, V. Faso, G. Baldi, J. Appl. Phys. **106**, 053516 (2009).
5. D.K. Pallotti, E. Orabona, S. Amoruso, C. Aruta, R. Bruzzese, F. Chiarella, S. Tuzi, P. Maddalena, S. Lettieri, J. Appl. Phys. **114**, 043503 (2013).
6. B. Santara, P.K. Giri, K. Imakita, M. Fujii, J. Phys. Chem. C. **117**, 23402–23411 (2013).
7. F. Montoncello, M.C. Carotta, B. Cavicchi, M. Ferroni, A. Giberti, V. Guidi, C. Malagù, G. Martinelli, F. Meinardi, J. Appl. Phys. **94**, 1501–1505 (2003).
8. R. Nakamura, Y. Nakato, J. Am. Chem. Soc. **126**, 1290–1298 (2004).
9. R. Nakamura, T. Okamura, N. Ohashi, A. Imanishi, Y. Nakato, J. Am. Chem. Soc. **127**, 12975–12983 (2005).

Фотопоглощение и диссоциативное возбуждение гетероядерных ионов инертных газов в процессах с перезарядкой

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

¹ Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

² Московский Физико-Технический Институт, 141701, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

Проведено теоретическое исследование резонансных неадиабатических процессов обмена энергии электронов и фотонов с молекулярными гетероядерными ионами инертных газов в процессах, сопровождающихся перезарядкой. Осуществлены расчеты сечений процессов диссоциативного возбуждения и столкновительной перезарядки ионов $ArXe^+$ и $KrXe^+$, а также процессов фотодиссоциации и связанно-связанных радиационных переходов. Проведен сравнительный анализ эффективности каналов диссоциации и каналов связанно-связанных переходов в условиях, характерных для лабораторной низкотемпературной плазмы смесей инертных газов. Установлен характер зависимостей сечений столкновительных процессов от энергии внешнего электрона ϵ .

Исследование столкновительных и радиационных процессов с участием

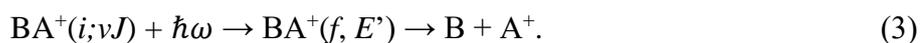
атомарных и молекулярных ионов инертных газов представляет интерес для широкого ряда теоретических задач молекулярной спектроскопии [1] и кинетики и диагностики низкотемпературной плазмы [2], а также для прикладных задач, связанных с разработкой и оптимизацией лазеров с оптической накачкой на инертных газах [3] и эксимерных ламп ВУФ-диапазона [4]. Одним из ключевых столкновительных механизмов, влияющих на концентрацию ионов инертных газов BA^+ в плазме смесей В/А (А – более тяжелый атом), является процесс диссоциативного возбуждения, сопровождающегося перезарядкой:



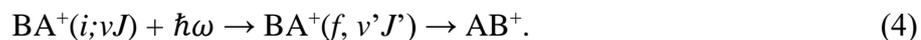
Здесь индекс f обозначает т.н. перезарядочное состояние иона BA^+ , соответствующее на бесконечности системе, состоящей из атома А и атомарного иона B^+ . При наличии у терма конечного состояния $U_f(R)$ ямы оказывается доступным также альтернативный канал связанно-связанных переходов:



Альтернативным радиационным механизмом, аналогичным процессу (1), является процесс фотодиссоциации иона BA^+ с перезарядкой



При наличии ямы у верхнего терма $U_f(R)$ становится возможным протекание радиационного механизма, аналогичного столкновительному процессу связанно-связанных переходов (2):



Излучательный процесс связанно-связанных переходов, обратный процессу (4), наблюдался в широком ряде экспериментальных работ (см., например [5, 6]).

Все представленные процессы (1)-(4) протекают за счет резонансного неадиабатического обмена энергии внешних электронов или фотонов с внутренними электронами молекулярного иона BA^+ . Математически эти процессы описываются как результат перехода между эффективными термами в начальном $U_i(R) + \varepsilon_1$ и конечном $U_f(R) + \varepsilon_2$ каналах реакций (ε_1 и ε_2 – начальная и конечная энергии электрона или фотона, R – межъядерное расстояние). Подобные переходы происходят преимущественно вблизи точки R_ω пересечения эффективных термов: $U_i(R_\omega) + \varepsilon_1 = U_f(R_\omega) + \varepsilon_2$. Отличие процессов (2), (4) от (1), (3) состоит в том, что в случае связанно-связанных переходов (2), (4) квазимолекулярный ион (AB^+) находится в конечном канале реакции в связанном состоянии $v'J'$ по ядерному движению.

В данной работе проведено теоретическое исследование неадиабатических

процессов (1-4), сопровождающихся радиационными и столкновительными переходами с перезарядкой, в условиях, характерных для лабораторной низкотемпературной плазмы смесей Rg/Xe (Rg = Ar, Kr). С этой целью были осуществлены расчеты усредненных по распределению Больцмана сечений процессов (1-4) при газовой температуре T , которая изменялась в диапазоне $T = 300-900$ К. Особенность исследуемых ионов ArXe^+ и KrXe^+ состоит в том, что при данных температурах у них оказываются эффективно возбуждены все колебательно-вращательные состояния νJ в начальном канале реакций (1-4). Для учета вклада всех этих состояний в усредненные сечения исследуемых процессов был разработан оригинальный теоретический подход, основанный на применении квантовомеханической версии теории неадиабатических переходов между электронными термами $U_i(R)$ и $U_f(R)$, а также приближении квази-непрерывного спектра для νJ -состояний и $\nu'J'$ -состояний молекулярных ионов BA^+ в начальном и конечном каналах.

Для расчета эффективных параметров связи сил осцилляторов переходов применялся численный метод CASSCF (Complete Active Space Self-Consistent Field), результаты далее оптимизировались с помощью метода NEVPT2 (n-electron valence state perturbation theory) [7]. Согласно результатам расчетов, для обоих типов ионов RgXe^+ (Rg = Ar, Kr) наиболее сильными переходами, сопровождающимися перезарядкой, являются переходы $X\ 1/2 \rightarrow C\ 1/2$ (переход типа А) и $X\ 1/2 \rightarrow B\ 1/2$ (переход типа В). Здесь $X\ 1/2$ – терм основного состояния иона, а $C\ 1/2$ и $B\ 1/2$ – термы с проекцией полного момента $\Omega = 1/2$, соответствующие пределам диссоциации $\text{Xe} + \text{Rg}^+ (^2P_{1/2})$ и $\text{Xe} + \text{Rg}^+ (^2P_{3/2})$. Данные переходы, в зависимости от рассматриваемого типа ионов, наиболее сильно наблюдаются при энергиях переходов $1.5 \leq \Delta\varepsilon \leq 6$ эВ. Все представленные в работе результаты получены именно для типов переходов А и В.

Показано, что для обоих ионов ArXe^+ и KrXe^+ переход типа А оказывается в несколько раз более эффективным, чем переход типа В. Для данного типа переходов максимальные значения сечений $\sigma_T^{\text{pd}}(\omega)$ фотодиссоциации (3) составляют порядка 10^{-17} см^2 при комнатных температурах, что совпадает по порядку величины с сечениями фотодиссоциации гомоядерных ионов Ar_2^+ и Kr_2^+ . Установлено также, что максимальные значения сечений $\sigma_T^{\text{de}}(\varepsilon)$ диссоциативного возбуждения (3) составляют $7 \cdot 10^{-16}$ см^2 для ионов ArXe^+ и $4 \cdot 10^{-15}$ см^2 для KrXe^+ , что совпадает по порядку величины с максимальными значениями сечений диссоциативного возбуждения гомоядерных ионов Kr_2^+ . Таким образом, при равенстве концентраций гетероядерные ионы KrXe^+ и

гомоядерные ионы Kr_2^+ вносят приблизительно сопоставимый вклад в формирование обоих типов атомарных ионов $\text{Kr}^+(^2P_{3/2})$ и $\text{Kr}^+(^2P_{1/2})$.

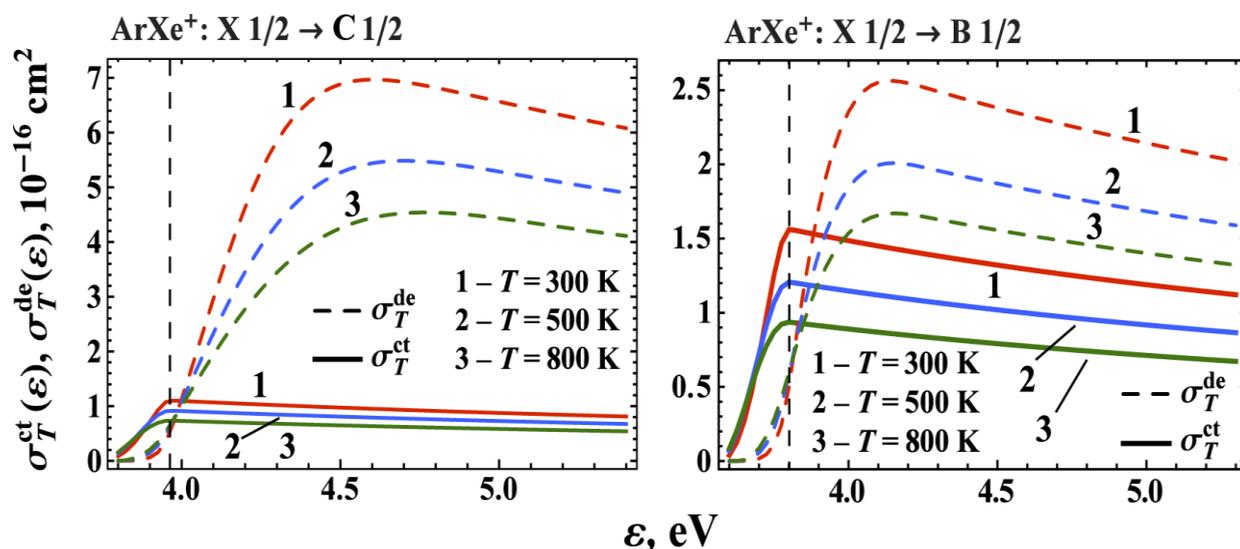


Рисунок 1: Сечения связанно-связанных столкновительных переходов $\sigma_T^{\text{ct}}(\epsilon)$ (сплошные кривые) и сечения диссоциативного возбуждения $\sigma_T^{\text{de}}(\epsilon)$ (пунктирные кривые) молекулярных ионов ArXe^+ в процессах с переходами на перезарядочный терм: $\text{ArXe}^+(X 1/2) + e \rightarrow \text{XeAr}^+(C 1/2) + e$ (a) и $\text{ArXe}^+(X 1/2) + e \rightarrow \text{XeAr}^+(B 1/2) + e$ (b) при газовых температурах $T = 300 \text{ K}$ (кривые 1), 500 K (кривые 2) и 800 K (кривые 3).

Одна из ключевых задач работы состояла в сравнительном анализе эффективности альтернативных процессов (2) и (4) с процессами (1) и (3), соответственно. Из полученных в работе результатов следует, что рабочая область связанно-связанных переходов (2), (4) смещена в сторону более низких энергий по сравнению с каналами диссоциации (1), (3). При этом в случае ионов KrXe^+ максимальные значения сечений процессов (2), (4) оказываются на 2-3 порядка ниже максимальных значений сечений процессов диссоциации (1), (3). Иная ситуация наблюдается для ионов ArXe^+ : максимальные значения сечений процессов (2), (4) имеют тот же порядок величины, что и максимальные значения сечений процессов диссоциации (1), (3). Данное соотношение продемонстрировано на рис. 1 на примере сечений $\sigma_T^{\text{de}}(\epsilon)$ и $\sigma_T^{\text{ct}}(\epsilon)$ столкновительных процессов (1), (2). Основная причина, почему каналы связанно-связанных переходов имеют сравнительно высокую относительную эффективность, состоит в том, что положения равновесия основного и возбужденного термов ионов ArXe^+ оказываются близко расположенными друг к другу.

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

Литература

1. A. Z. Devdariani, A. L. Zagrebin, M. G. Lednev, *Opt. Spectr.* 128, 167 (2020).
2. J. Loureiro, J. Amorim, *Kinetics and Spectroscopy of Low Temperature Plasmas*, Springer (2016).
3. D.J. Emmons, D.E. Weeks Kinetics of high pressure argon-helium pulsed gas discharge // *J. App. Phys.* 2017. V. 121. No. 20. P. 203301.
4. 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.
5. P. Millet, A. M. Barrie, A. Birot, H. Brunet, H. Dijols, J. Galy, Y. Salamero, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 14, 459 (1981).
6. K. Samarkhanov, M. Khasenov, E. Batyrbekov, I. Kenzhina, Y. Sapatayev, and V. Bochkov, *Sci. Technol. Nucl. Install.* 2020, 8891891 (2020)
7. C. Kollmar, K. Sivalingam, Y. Guo, F. Neese, *J. Chem. Phys.* 155, 234104 (2021)

Гибридный фотоприемник среднего ИК-диапазона на основе полупроводниковых квантовых ям.

В.С. Кривобок¹, А.Д. Кондорский¹, А.В. Клековкин¹, Д.А. Пашкеев¹, Е.А. Екимов^{1,2},
Д.А. Литвинов¹, И.И. Минаев¹, Л.Н. Григорьева^{1,3}, С.А. Колосов¹, М.А. Чернопицкий¹

¹ Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

² Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) используются при создании фотоприемных устройств (ФПУ) для средневолновой области инфракрасного (ИК) спектра излучения. [1] В основе работы устройства лежат межподзонные переходы электронов с основного квантово-размерного уровня E_1 на первый возбужденный уровень E_2 , расположенный резонансно с дном зоны проводимости барьера, и дальнейшего его дрейфа во внешнем электрическом поле. [2] В стандартной геометрии, когда свет падает перпендикулярно на поверхность образца, электромагнитное поле имеет только лежащие в плоскости квантовой ямы компоненты,

и межподзонные переходы не разрешены правилами отбора. Для увеличения чувствительности детекторов на полупроводниковых квантовых ямах необходимы разработки новых подходов, обеспечивающих более эффективные механизмы взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой КЯ. Одним из возможных вариантов для области среднего ИК-диапазона является использование ближнего поля фононных поляритонов nano- или микрочастиц полярных кристаллов.

В данной работе в качестве «посредника» для передачи возбуждения используются поля локализованных фононных поляритонов в nano- или микрокристаллах карбида кремния (SiC).

Гетероструктуры GaAs/Al_xGa_{1-x}As были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (100). Барьеры в гетероструктуре были образованы слоями Al_xGa_{1-x}As ($x \approx 27\%$) толщиной 50 nm, ямы – слоями GaAs толщиной 5.5 nm. В центре каждой КЯ был размещен δ-слой кремния с концентрацией $1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Верхний и нижний контактные слои GaAs толщиной до 200 nm, легированные кремнием до 10^{17} cm^{-3} . Из выращенных гетероструктур с помощью фотолитографии были изготовлены однопиксельные ФПУ с размером пикселя $2 \times 4 \text{ nm}$.

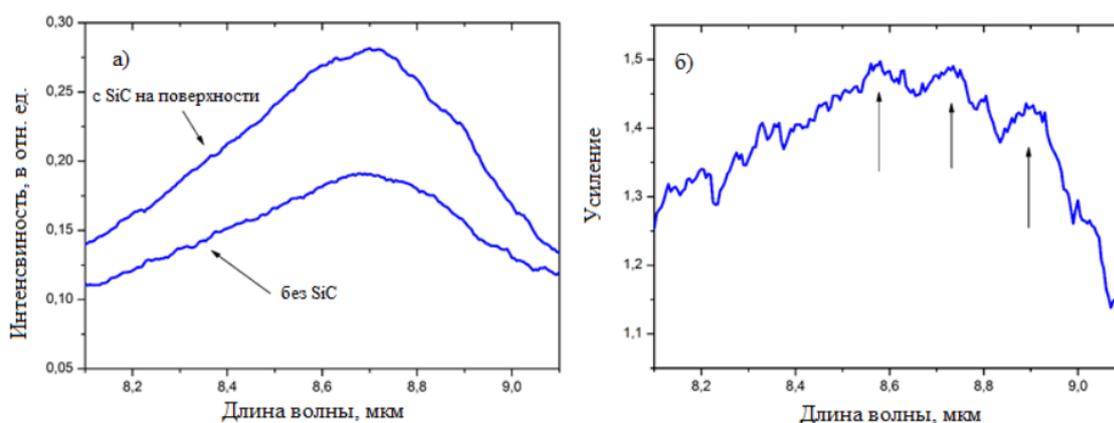


Рис.1. а) Изменение фотоотклика ФПУ в результате нанесения микрочастиц SiC; б) Усиление сигнала фотоотклика при сравнении двух спектров.

Для получения частиц SiC, пригодных для нанесения на гетероструктуру с КЯ, была использована методика, описанная в работе [3]. Микрочастицы SiC наносились на верхнюю поверхность ФПУ и формировали покрытие, включающее как отдельные частицы размером $\sim 0.5 \text{ }\mu\text{m}$, так и их агломераты размером $\sim 1 - 1.5 \text{ }\mu\text{m}$. Среднее расстояние между соседними частицами (агломератами) составляло $\sim 3 \text{ }\mu\text{m}$.

На рис. 1а изображены спектры фотопроводимости гетероструктуры в диапазоне,

отвечающем E_1 - E_2 переходу в КЯ. Из этого рисунка видно, что пиковое значение фотоотклика после нанесения микрочастиц выросло приблизительно в полтора раза. Кроме этого, спектры фотопроводимости образца до и после покрытия микрочастицами заметно отличаются, что, в частности, следует из спектральной зависимости коэффициента усиления (рис.1б). Подобного поведения можно ожидать, если при усилении поглощения имеется вклад за счет взаимодействия падающего излучения с частицей SiC в ее ближней зоне.

Таким образом, реализовано гибридное однопиксельное ФПУ, в котором для увеличения взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой КЯ используются микрочастицы карбида кремния. Полученные экспериментальные данные создают предпосылки для разработки гибридных ФПУ, в которых реализована резонансная ближнепольная связь между локализованным фононным поляритоном и электронной подсистемой полупроводниковой квантовой ямы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант №18-29-20122).

Литература

1. A. Rogalski, P. Martyniuk, M. Kopytko, Appl. Phys. Rev., 4, 031304 (2017).
2. B.F. Levine, J. Appl. Phys., 74, R1 (1993).
3. Krivobok, V.S., Kondorskiy, A.D., Pashkeev, D.A. et al. Tech. Phys. Lett. 47, 388–391 (2021)

Особенности излучения, формируемого импульсным разрядом по поверхности феррита

С.Н. Андреев¹, А.В. Бернацкий^{1,*}, С.М. Климович^{1,2}, С.Н. Цхай¹,
И.Н. Тиликин¹, С.Ю. Савинов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

e-mail: * bernatskiyav@lebedev.ru

На установке БИН (ФИАН) впервые было обнаружено, что на начальной стадии сильноточного разряда (270 кА, 300 кВ) над поверхностью феррита формируется

малорасходящийся короткий (<2 нс) электромагнитный импульс [1]. Основная часть энергетического спектра этого импульса лежит в области жесткого рентгеновского излучения ($h\nu > 1$ кэВ). Излучение распространяется параллельно поверхности в направлении анода с углом расходимости $< 2^\circ$. В [1] предложен возможный механизм генерации обнаруженного излучения. Он основан на кратковременном намагничивании ферритовых участков мощным электромагнитным импульсом и последующей когерентной интерференции единичных волн, излучаемых этими участками. То обнаруженное излучение не зависит от величины тока пробоя.

Авторы настоящей работы создали установку БАЦ [2] для изучения рентгеновского излучения, инициируемого разрядом по поверхности феррита разрядом. При этом разряд формировался оригинальным маломощным генератором импульсного напряжения [2] созданным на базе рентгеновских аппаратов Памир-300 и Арина-9. Амплитуда напряжения 300 кВ (с фронтом нарастания ~ 1 нс), измеренная амплитуда тока в момент пробоя составляет 1 кА [3].

Исследования проводились с использованием ферритовой призмы марки М1000НН. На установке была создана многоканальная система оптических измерений. Подробное описание установки БАЦ в работах [2, 3].

Созданная система дистанционного позиционирования волокна внутри вакуумной камеры позволили установить распределение интенсивности рентгеновского излучения при пробое относительно поверхности ферритовой призмы. Расходимость излучения в зоне прикладываемого к призме напряжения находится на уровне $\sim 4^\circ$, что соответствует результатам, впервые продемонстрированным в [1].

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

Литература

1. 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. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac83cf>
2. 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, No. 10, P. 321-326. <https://doi.org/10.3103/S1068335621100031>

3. 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). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2270/1/012039>

Анализ неоднородности поверхности халькогенидных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ и Sb_2Se_3 , закристаллизованных световым пучком

Я.С. Лебедева¹, М.П. Смаев², И.А. Будаговский², М.Е. Федянина¹, П.И. Лазаренко¹

¹НИУ «Московский институт электронной техники», Москва, Россия

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

Фазопеременные материалы на основе тонких халькогенидных пленок применяются в нанофотонике для создания и прототипирования различных устройств и интегральных элементов. Для практических приложений первостепенное значение имеют оптические параметры фазовых состояний: пропускание, контраст аморфной и кристаллической фаз, а также параметры фотопереключения. В данной работе исследовались два халькогенидных материала: (1) $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, наиболее распространенный фазопеременный материал на основе халькогенидных пленок, и (2) перспективный халькогенид Sb_2Se_3 , характеризующийся широкой областью прозрачности в ИК-диапазоне и высоким значением показателя преломления.

Аморфные слои $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ и Sb_2Se_3 были получены методом магнетронного распыления на стеклянные подложки. Толщина пленок составляла 130 нм для $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ и 150 нм для Sb_2Se_3 . Фотоиндуцированная кристаллизация аморфных пленок осуществлялась с помощью непрерывного лазера Toptics 532 ($\lambda = 532$ нм). Время облучения световым пучком 100 мс. Пороговые мощности кристаллизации были различны для каждого образца и составляли 80 мВт для $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ и 95 мВт для селенида. Данные величины близки по значению, но на закристаллизованных поверхностях присутствуют отличия, фиксируемые на оптических изображениях (рис. 1, а, в), заключающиеся в неоднородном распределении отражательной способности закристаллизованной поверхности. Можно заключить, что $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ обладает более высокой степенью однородности закристаллизованной поверхности. Изменения структуры поверхности подтверждены результатами спектроскопии комбинационного рассеяния; топография поверхности визуализировалась на атомно-силовом микроскопе.

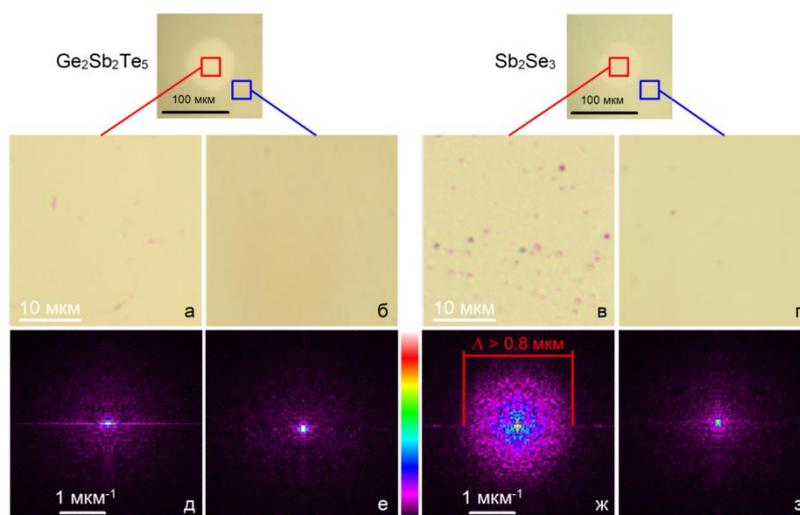


Рис. 1. (а-г) Оптические изображения поверхности закристаллизованных при 110 мВт (а, в) и аморфных (б, г) областей пленок; (д-з) нормированные амплитуды двумерного преобразования Фурье для соответствующих изображений.

Однородность поверхности на оптических изображениях можно оценить с помощью спектров пространственных частот при разложении изображений в двумерный спектр Фурье (рис. 1, нижний ряд). Нормированные амплитуды двумерного преобразования для пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ в кристаллической и аморфной фазах (рис. 1, д, е) и для аморфной области Sb_2Se_3 (рис. 1, з) характеризуется сравнительно узким спектром, что указывает на высокую степень однородности. Кристаллическая фаза Sb_2Se_3 характеризуется значительно более широким спектром пространственных частот, позволяющим оценить масштаб неоднородностей на уровне $\Lambda = 0.8$ мкм (рис. 1, ж). Более детальный анализ поверхности обеспечила атомно-силовая микроскопия, выявившая, что Sb_2Se_3 содержит на поверхности закристаллизованной области кристаллиты большего размера, чем $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Это позволяет заключить, что у селенида преобладает процесс роста кристаллитов, когда как у $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, при тех же режимах кристаллизации преобладает зародышеобразование.

С помощью спектрофотометрических исследований было установлено, что бинарное соединение Sb_2Se_3 обладает большей оптической шириной запрещенной зоны в сравнении с $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ и меньшим поглощением в видимом и ИК-диапазонах, что привлекательно для снижения оптических потерь в элементах интегральной нанофотоники и позволяет расширить спектральный диапазон возможного применения фазопеременных материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-03-00379).

Получение и ближнепольная микроскопия квантовых точек InSb/GaSb

Д.А. Литвинов, В.С. Кривобок, Д.А. Пашкеев, А.В. Клековкин, К.А. Савин,

И.И. Минаев, С.Н. Николаев

Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, ГСП-1

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.

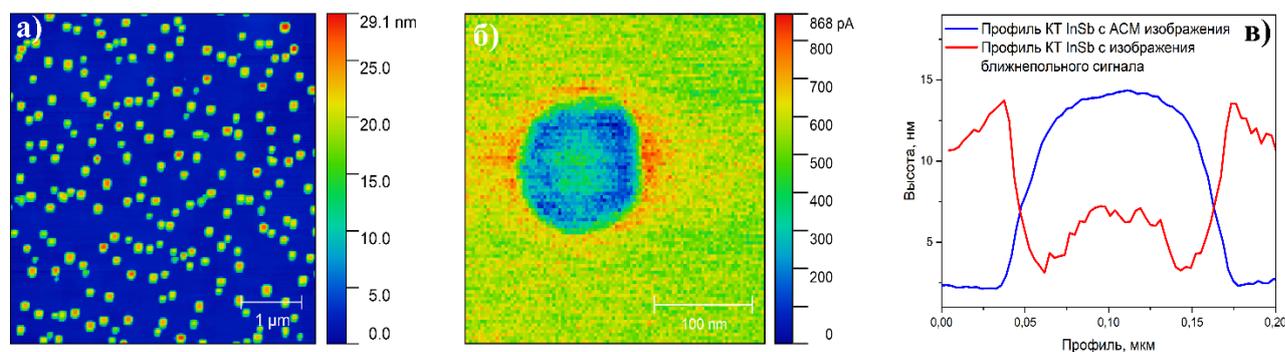


Рис. 1. – а) АСМ изображение квантовых точек InSb с характерной формой; б) карта ближнего поля отдельной квантовой точки на длине волны 10.696 мкм; в) профили, полученные с карты ближнего поля и АСМ изображения отдельной КТ.

В работе использовались подложки GaSb (001), на которых выращивался буферный слой GaSb (~ 250 нм) при температуре 500С и потоках Ga и Sb равных соответственно $1,2 \cdot 10^{-7}$ и $8 \cdot 10^{-7}$ Торр. Поверх буферного слоя выращивались КТ InSb при температуре 300С, данному материалу присущ механизм Странского–Крастанова, сопровождаемого ростом смачивающего слоя ~ 1.5МС [1], и последующим островковым ростом структуры КТ. Для выращивания КТ определенной формы применялась низкая скорость роста, так поток In был одинаковым для всех структур ($1,3 \cdot 10^{-7}$ Торр), в то время как поток Sb варьировался от $4 \cdot 10^{-6}$ до $8 \cdot 10^{-7}$ Торр. Продолжительность роста слоев InSb так же варьировалась от 10 до 60 с. Изображения с АСМ (рис. 1а) показывают, что выращенные InSb КТ имеют правильные формы [2], в

зависимости от времени и соотношения потоков In/Sb. Наблюдаемая форма отличается от ранее представленных КТ InSb, которые имели неправильную или круглую форму.

Далее были проведены исследования полученных КТ InSb на безапертурном сканирующем ближнепольном оптическом микроскопе, который оснащен перестраиваемым CO₂ лазером и охлаждаемым КРТ детектором.

На первом этапе удалось зафиксировать карту ближнего поля отдельной квантовой точки на длине волны 10.696 мкм (рис. 1б). Из полученных результатов видно уменьшение амплитуды ближнепольного сигнала при сканировании квантовых точек и возрастание вблизи их границ (рисунок в центре). При сравнении профилей ближнепольного сигнала и высот (рис. 1в) видно, что максимум сигнала наблюдается на границе КТ InSb и буферного слоя GaSb. Ввиду близких значений низкочастотного показателя преломления GaSb (~3.75) и InSb (~4) данный контраст может определять только электронной подсистемой КТ.

Далее наносился h-BN порядка 10-15 нм поверх структуры КТ InSb. При внедрении диэлектрика между иглой и структурой наблюдается затухание сигнала от КТ InSb, однако наблюдается явный контраст между h-BN и смачивающим слоем InSb.

На основании полученных результатов, мы связываем увеличение ближнего поля с формированием 2D электронного газа на границе интерфейса InSb/GaSb. Данная работа наглядно демонстрирует роль носителей при формировании ближнего поля ИК диапазона для InSb/GaSb КТ большого размера.

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

Литература

- [1]. V. R. Bennett, et al. Applied physics letters, 68(4) (1996), 505-507.
- [2]. P. Lekwongderm, et al. Journal of Crystal Growth, 512 (2019), 198-202.

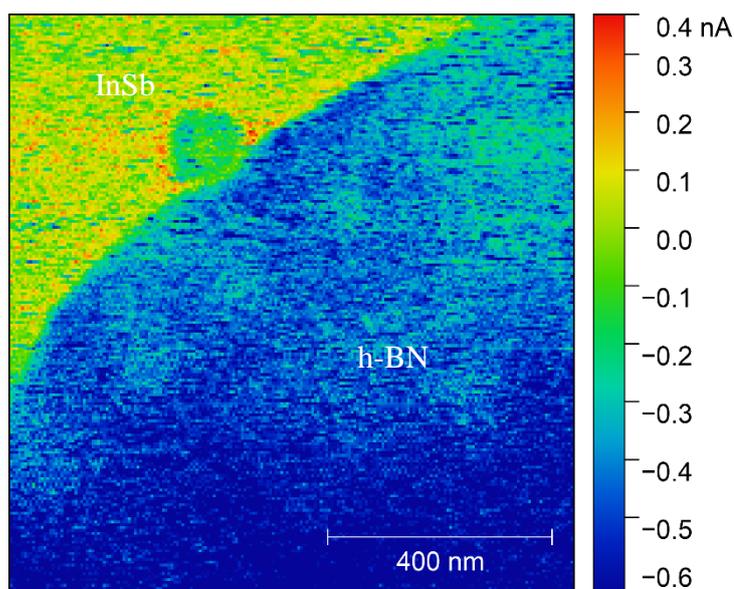


Рис. 2. – ASNOМ изображение квантовой точки на границе с h-BN

Эффекты экситон-фононного взаимодействия в спектрах переходного поглощения J-агрегатов

С.С. Моритака^{1,2}

¹Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)

²Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

В настоящее время проводятся исследования на тему кинетики экситонов в молекулярных J-агрегатах [1,2]. Известно, что способ упаковки молекул в агрегате, а также его окружение, оказывают большое влияние на оптические спектры, в том числе и нелинейные переходные спектры [3]. В частности, особенности рассеяния экситонов на фононах в пределах экситонной зоны определяют как кинетику люминесценции, так и соответствующую ширину линии [4,5]. Эффект рассеяния экситонов на фононах доминирует в процессе релаксации первые несколько десятков фемтосекунд после возбуждения экситона. Поэтому правильная модель рассеяния экситонов на фононах оказывается важной для объяснения нелинейных оптических процессов, происходящих при облучении образцов J-агрегатов короткими фемто- и субпикосекундными импульсами.

Задача состояла в определении параметров модели J-агрегата как многоуровневой квантовой системы с оптическими и безызлучательными переходами, а также в проведении прямого компьютерного моделирования методом FDTD спектра переходного поглощения этой модельной системы. В данной работе проведено моделирование J-полосы агрегата PIC-Br в полимерной матрице PVA при разных временах задержки между импульсами зонда и накачки, от 0 до 2000 фс. Частоты переходов и структура экситонной зоны были вычислены исходя из микроскопической теории линейных J-агрегатов. Поскольку молекулярные агрегаты содержат сравнительно небольшое число молекул по сравнению с объемными образцами молекулярных кристаллов, то плотность фононных состояний в них меньше, нежели в окружающей среде. По этой причине наилучшее совпадение теории и эксперимента исследователи получали при учёте не внутренних оптических фононов агрегата, а акустических фононов окружающего материала [5]. В данной работе используется именно этот подход.

Моделировалась плёнка толщиной 15 мкм. На рис.1 приведен набор расчётных спектров переходного поглощения. На рис.2 приведены кинетические следы, соответствующие окрестности максимума просветления основного состояния и

индуцированного поглощения. Произведено сравнение с экспериментальными данными из работы [6]. Для объяснения продолжительного затухания переходного поглощения на временах порядка пикосекунды недостаточно учитывать время люминесценции сверхизлучающего состояния агрегата. Было эмпирически добавлено затухание с характерным временем в 1.6 пс.

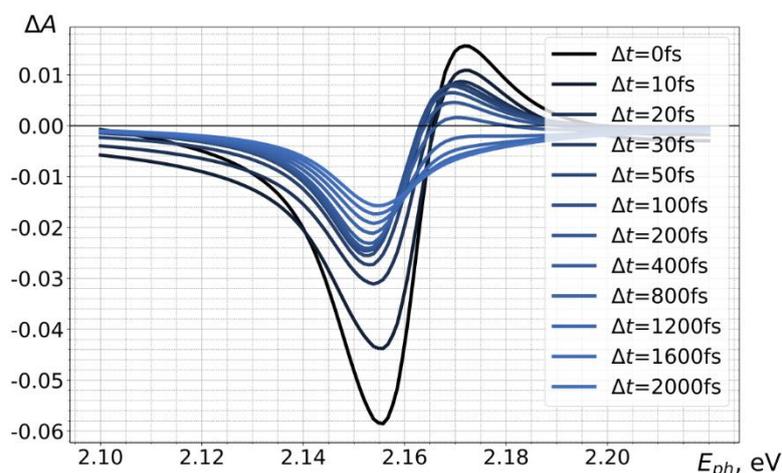


Рис.1 Набор спектр переходного поглощения плёнки PIC-Br, изменение поглощения образца в зависимости от энергии фотона. Градиентная раскраска линий выражает разные времена задержки между импульсами зонда и накачки.

Вероятности переходов внутри экситонной зоны, вызванные взаимодействием экситонов с фононами, должны характеризовать кинетику отдельных особенностей в спектрах переходного поглощения молекулярных агрегатов вместе с шириной соответствующих линий. Результаты расчётов показывают, что если считать скорости релаксации экситонных состояний обусловленными только экситон-фононным рассеянием, то имеется большое несоответствие ширинам линий. А именно, если совпадают ширины линий, то расчётная скорость релаксации сильно превосходит экспериментальные значения. Избыточной ширине линии было дано объяснение в терминах неоднородного уширения J-полосы. Несмотря на то, что для отдельных молекул в

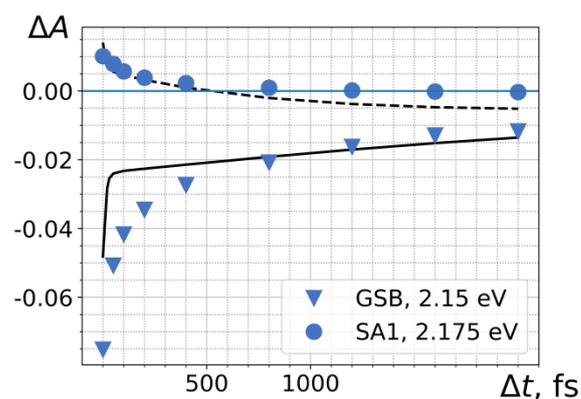


Рис.2 Кинетические следы спектров переходного поглощения. Маркерами обозначены экспериментальные значения по данным [6].

растворе неоднородное уширение приводит к гауссовой форме линии, для молекулярного агрегата соответствующие механизмы приводят к более сложной форме линии, для которой нет удобного аналитического выражения. Поэтому было решено воспользоваться приближенным методом когерентного потенциала [7], который позволяет описать сдвиги и уширения спектральных линий ввиду рассеяния экситонов на неоднородностях агрегата. Было использовано значение для среднеквадратичного отклонения энергии перехода отдельной молекулы в 35% от энергии кулоновской связи соседних молекул в агрегате. Константа экситон-фононного взаимодействия при этом выбрана равной 150% этой энергии, что меньше, нежели в работах, не учитывающих неоднородное уширение [5].

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

Литература

1. M. D. Klein et al, J. Phys. Chem. C **126**, 4095–4105 (2022)
2. S. B. Anantharaman et al., Adv. Sci. **8**, 1903080 (2021)
3. G. Juzeliūnas and J. Knoester, J. Chem. Phys. **112**, 2325–2338 (2000)
4. M. Bednarz, V. A. Malyshev and J. Knoester, J. Chem. Phys. **117**, 6200 (2002)
5. D. J. Hijis, V. A. Malyshev and J. Knoester, Phys. Rev. Lett. **95**, 177402 (2005)
6. T. Kobayashi, J. Du and Y. Kida, J-Aggregates: Volume 2, 1-47 (2012)
7. C. Didraga and J. Knoester, J. Chem. Phys. **121**, 10687 (2004).

Измерение общей энергии активации метано-воздушных смесей с помощью метода тонко-волоконной пирометрии

А.Д. Морощкина¹, А.А. Пономарева², В.В. Губернов¹, В.В. Миславский¹

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

² Университет ИТМО, Санкт-Петербург

В современном мире все чаще поднимается вопрос об использовании более экологичного топлива. Среди всех углеводородов минимальным углеродным следом обладает молекула метана, поэтому изучение горения метано-воздушной смеси и измерение такой фундаментальной характеристики, как общая энергия активации, является актуальной темой исследования.

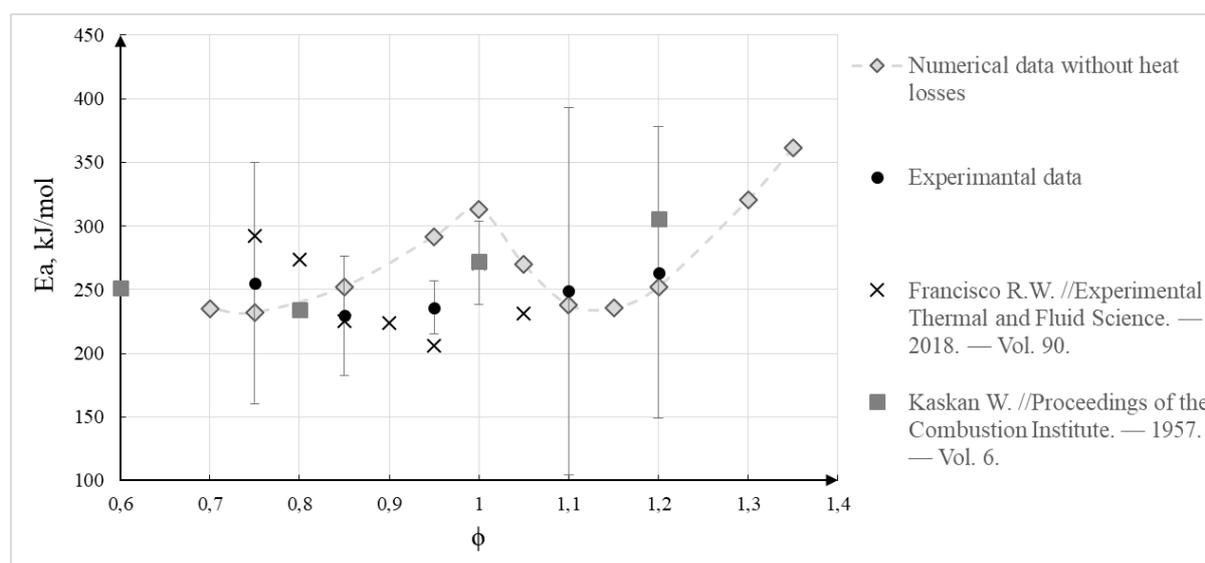
Не смотря на вычислительные мощности современных компьютеров, имеющиеся численные модели распространения фронта пламени требуют учета большого количества элементарных реакций, и такой подход в ряде случаев оказывается

избыточным и довольно трудоемким. Одностадийная модель горения, наоборот, описывает весь процесс одной брутто-реакцией с некоторыми характеристиками, зависящими от конкретного состава смеси. Оказывается, что такое феноменологическое описание может быть использовано для получения скорости распространения, структуры и динамики фронта пламени [1].

Распространение плоского фронта пламени, стабилизированного на плоской пористой горелке, можно описать с помощью уравнений теплопроводности и диффузии в рамках модели с бесконечно малой толщиной фронта, дополнив систему краевыми условиями. Решая ее, можно получить выражение, связывающее массовый расход свежей смеси M на горелке и установившуюся температуру фронта пламени T :

$$M = A \exp\left(-\frac{E_a}{2RT}\right), \quad (1)$$

где A – предэкспоненциальный множитель, E_a – энергия активации. В соответствии с данной формулой, измеряя температуру фронта для различных массовых расходов смеси, можно определить общую энергию активации.



Экспериментальная установка состоит из плоской пористой горелки, которая может позиционироваться по вертикали с помощью микроэлектронных подвижек, предварительно перемешанной смеси метана и воздуха, массовый расход которых контролируется с помощью расходомеров Bronkhost, нити накаливания из карбида кремния (SiC) диаметром 15 мкм и инфракрасной камеры OPTRIS PI, с помощью которой проводится измерение зависимости температуры нити от высоты над горелкой. Для фиксированной доли топлива проводится измерения для нескольких различных значений массового расхода, а затем строится график зависимости $\ln M \left(-\frac{1}{2RT}\right)$, и по

наклону этого графика определяется величина энергии активации. На рисунке 1 представлены последние экспериментальные данные, а также они сравниваются с численным расчетом, выполненным в рамках детальной кинетики, и с данными из литературы [2,3]. В точке $\varphi = 1$ все экспериментальные значения совпадают.

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

Литература

1. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Г.М. Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва, М.: Наука, 1980.
2. Francisco, R. W. & Oliveira, A. A. M. (2018), 'Simultaneous measurement of the adiabatic flame velocity and overall activation energy using a flat flame burner and a flame asymptotic model', *Experimental Thermal and Fluid Science* **90**.
3. Kaskan, W. (1957), The dependence of flame temperature on mass burning velocity, in 'Symposium (International) on Combustion', Vol. **6**, Elsevier, pp. 134–143.

Новая моноклинная фаза EuS_2 .

С. Н. Николаев¹, Е. А. Екимов^{1,2}, В. А. Сидоров², А. А. Деева¹, А. А. Ширяев³,
А. Г. Иванова⁴, М. Д. Кондрин², М. А. Чернопицкий¹, В. С. Кривобок¹

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

²Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук

³Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина Российской академии наук

⁴Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук

Исследования слоистых материалов открывают широкие возможности для создания новых приборов на основе атомарно тонких пленок и ван-дер-ваальсовых гетероструктур. Кроме исследования уже известных слоистых материалов, актуален поиск новых соединений, в том числе, на основе редкоземельных элементов. Такие соединения (в частности, на основе Eu) могут представлять интерес, как с точки зрения нестандартных оптических свойств, реализуемых за счет электронов 4f-оболочки, так и с точки зрения поиска новых магнитных полупроводников. В данной работе впервые получена моноклинная фаза дисульфида европия, исследованы ее электрофизические, оптические, структурные свойства.

Синтез соединения Eu и S проводился из порошков элементарных материалов при давлении 8-9 ГПа и температуре 1250 °С (НРНТ) в избытке S. Первичная характеристика полученных материалов осуществлялась по спектрам комбинационного рассеяния света (КРС) при комнатной температуре. Избыток серы в ростовом процессе позволял снизить плотность вакансий халькогена, но приводил к синтезу кристаллической серы S_n и S_8 (обе фазы идентифицированы по спектрам КРС) [1, 2]. Часть кристаллов с линиями 271, 310, 400, 408 cm^{-1} в спектре КРС не удалось отнести к известным фазам серы и сульфидов европия (EuS , Eu_2S_3).

Рентгеноструктурный анализ монокристалла 15x27 мкм показал, что была синтезирована новая фаза EuS_2 с моноклинной решеткой (пространственная группа $P2_1/c$ (#14-1)). Соотношение материалов подтверждалось данными анализа элементного состава. Слоистая структура кристалла позволила провести микромеханическое расщепление объемных кристаллитов на тонкие пленки при помощи липкой ленты. Чешуйки переносились на подложки Si/SiO₂, что увеличивало их оптический контраст при малых толщинах. Спектры КРС пленок толщиной 100 нм и более совпадали со спектрами, полученными для объемного материала.

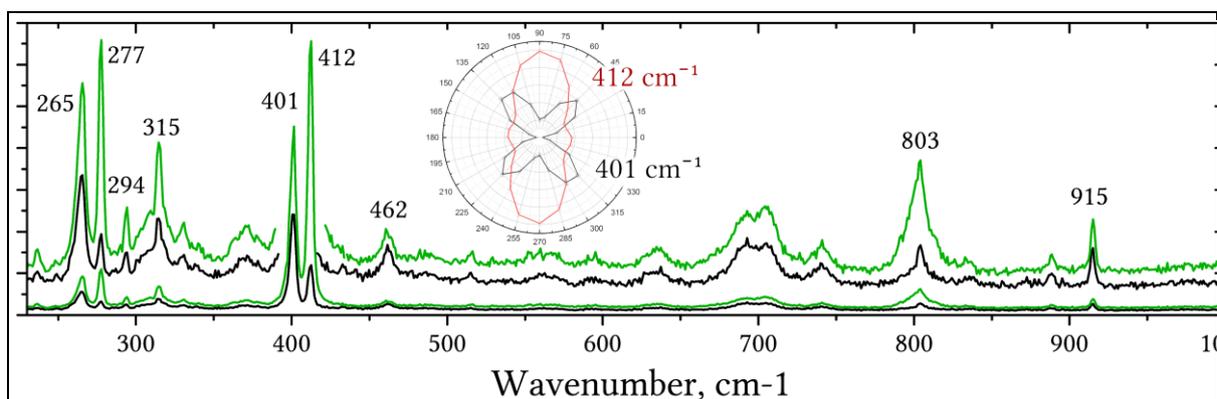


Рис.1 Спектры КРС для двух чешуек EuS_2 в геометрии X(ZZ)X при 80 К. Спектры отличаются ввиду разной ориентации чешуек. На вставке приведена зависимость интенсивности двух линий от угла поляризации падающего света.

При понижении температуры до 80 К линии в спектрах КРС обужалась, что позволило надежно подтвердить различие в относительной интенсивности линий КРС в зависимости от поляризации лазерного излучения (см. вставку рис. 1). Такие зависимости характерны для Bg (401 cm^{-1}) и Ag (412 cm^{-1}) фононов, которые отличаются симметрией по отношению к повороту относительно нормали (нечетный и четный соответственно).

Проведены предварительные исследования температурной зависимости проводимости и фотопроводимости EuS_2 . Проводимость образца росла с увеличением температуры, что характерно для полупроводников, по этой зависимости сделана оценка энергии активации, которая составила 230 мэВ. Продемонстрирована фотопроводимость кристалла EuS_2 при освещении образца ИК-излучением.

Таким образом, впервые синтезирована слоистая фаза EuS_2 с моноклинной кристаллической решеткой. Измерены ее спектры КРС, определена кристаллическая структура, проведены предварительные электрофизические исследования материала. Получены атомарно тонкие пленки EuS_2 .

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

Литература

1. D.W. Scott, J.P. McCullough, F.H. Kruse, *Journal of Molecular Spectroscopy*, Vol. 13, no. 1., p. 313–320. (1964)
2. A. Anderson, Y. T. Loh, *Canadian Journal of Chemistry*, Vol. 47, no. 6., p. 879–884. (1969)

Влияние предельного тока разряда на формирование микроструктуры искры.

Е.В. Паркевич¹, А.И. Хирьянова¹, Х.П. Смазнова^{1,2}, С.М. Климович^{1,2}

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

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

Сегодня большой интерес представляет механизм формирования микроструктуры искровых каналов во время развития электрических разрядов в воздушной среде. Недавние работы по исследованию динамики искр в малых воздушных промежутках показали, что микроструктура искры представляет собой скопление плазменных микроканалов диаметром ~ 10 мкм с электронной плотностью $\sim 10^{19}$ см⁻³. Однако из-за сложности диагностики такого объекта исследования до сих пор нет всеобъемлющей базы данных о ключевых характеристиках плазмы микроструктуры искры. Не известна также роль параметров газоразрядной среды и высоковольтного источника, питающего разряд, в поддержании развития микроканалов сильноионизованной плазмы. Отсутствие важной информации об особенностях развития микроструктуры искры стимулирует постановку специализированных экспериментальных исследований.

В данной работе, в частности, была предпринята попытка определить влияние предельного тока высоковольтного источника на процесс формирования

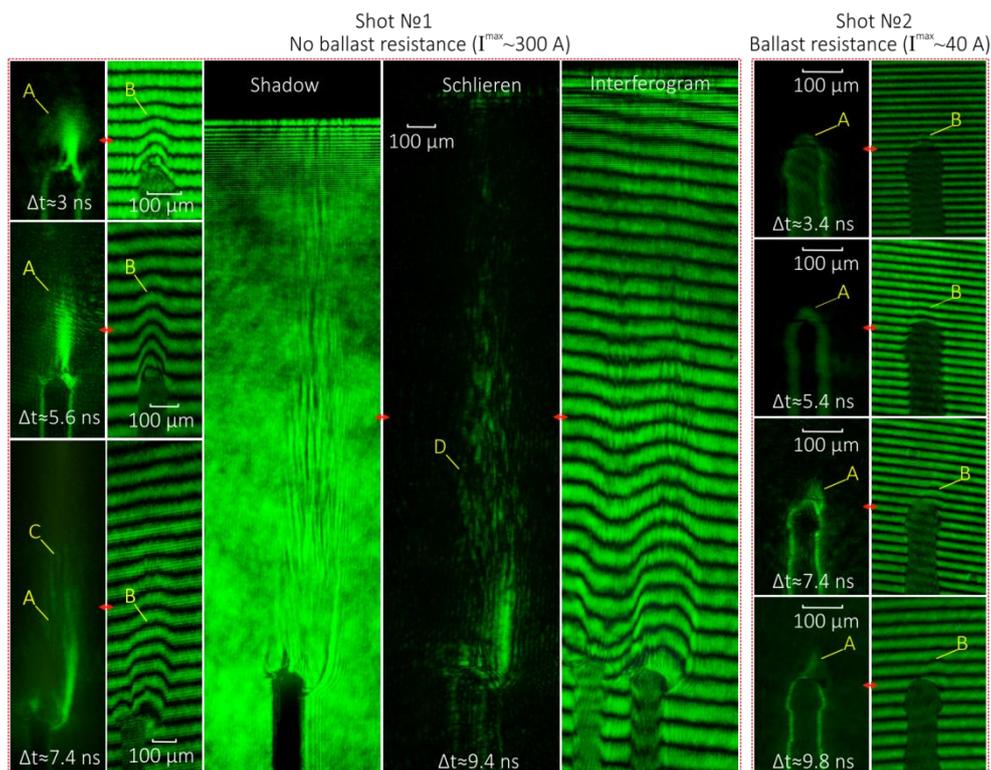


Рис. 1. Фотографии сильноионизованной плазмы, распространяющейся с вершины катода в выстрелах №1 и №2 при предельных токах через промежутки $I_{\max} \sim 300$ А и $I_{\max} \sim 40$ А.

микроструктуры искры. Идея заключается в том, что варьирование предельного тока источника меняет мощность удельного энергоклада, вводимого в газоразрядную среду. В свою очередь, это может оказать влияние на параметры и динамику формирования микроканалов сильноионизованной плазмы в разряде. Для уточнения картины развития разряда и получения данных о параметрах плазмы искры соответствующие исследования были проведены на установке, включающей в себя высоковольтный генератор (30 кВ, фронт ≈ 4 нс, длительность 40 нс, максимальный ток ~ 300 А), синхронизированный с пикосекундным лазером с точностью не хуже 1 нс. Длительность импульса лазера составляла 70 пс на длине волны 532 нм. Для получения количественных данных об электронной плотности плазмы использовались методы лазерного зондирования – интерферометрия, теневая и шпирен-фотосъемка. Была разработана практичная техника изменения предельного тока, протекающего через разрядный промежуток, на основе варьирования балластных резисторов постоянного номинала, вносимых между анодным электродом и токовым шунтом. Это позволяло ограничивать ток через разрядный промежуток и менять характерный энергоклад в

газоразрядную среду, не влияя на прочие ключевые условия эксперимента (например, амплитуду напряжения разряда). Влияние тока высоковольтного источника, питающего разряд, было продемонстрировано на примере двух выстрелов, в которых искровой разряд развивался при предельном токе через разрядный промежуток $I_{\max} \sim 300$ А и $I_{\max} \sim 40$ А, см. Рис. 1.

Подробно результаты соответствующих исследований были описаны в работе [1]. Было показано, что ограничение тока через промежуток до нескольких десятков ампер приводит к резкому падению скорости развития искрового канала с катода. При данных амплитудах тока разряда микроструктура канала не разрешается, а величина максимальной электронной плотности наблюдаемой плазмы составляет $\approx (1-2) \times 10^{19}$ см⁻³ в масштабе ~ 100 мкм прикатодной области. Результаты исследований указывают на то, что повышение тока через разрядный промежуток способствует наработке плазмы с большей электронной плотностью. В то же время, формирование микроструктуры искры, вероятно, является эффектом пороговым, который присущ искровым каналам, формирующимся при токах ~ 100 А и более.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант 22-29-00799).

Литература

1. Паркевич Е.В., Хирьянова А.И. //Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2022. – Т. 49. – №. 9. – С. 47-54.

Критерий применимости метода импульсной катодолюминесценции для измерения сцинтилляционных характеристик веществ

М.В. Белов¹, Ю.Д. Заварцев², М.В. Завертяев¹, А.И. Загуменный², В.А. Козлов¹,
С.А. Кутовой¹, Н.В. Пестовский¹, С.Ю. Савинов¹ и Д.М. Тажитдинов^{1,3}

¹Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

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

³Московский Физико-Технический Институт (НИУ)

Метод импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) неразрушающего исследования веществ [1,2], заключающийся в изучении их люминесценции под действием импульсных взрывоэмиссионных электронных пучков с энергией порядка

сотен кэВ, пиковой силой тока до ~ 1 кА и длительностью на уровне наносекунд [1-3], является перспективным и удобным методом неразрушающего люминесцентного анализа, обладающим многими практическими преимуществами, который в настоящее время широко применяется в геологии и физике [1,2].

В настоящий момент спектр и кинетика сцинтилляции веществ исследуются главным образом при помощи радиоактивных источников, обладающих достаточно слабой активностью (на уровне единиц МБк). Недостатком такого способа измерений служит, с одной стороны, низкая интенсивность сигнала сцинтилляции, с другой – необходимость работы с опасными радиоактивными материалами. Высокая интенсивность сигнала ИКЛ, обусловленная высокой мощностью воздействия (~ 1 МВт/см²), а также отсутствие необходимости в специальных мерах работы с установками ИКЛ, которые могут быть настольными и переносными, делает метод ИКЛ привлекательным для измерения времени высвечивания и спектра сцинтилляции [4-6].

В настоящей работе определены критерии применимости метода ИКЛ для исследования сцинтилляционных параметров веществ методом ИКЛ. Установлено, что необходимо принимать во внимание два обстоятельства: явления нелинейности ИКЛ [7] и вид зависимости тока пучка электронов от времени [8].

В случае, если вещество имеет полосы люминесценции, обладающие разной нелинейностью (пример: полосы люминесценции CeF_3 в области 300 и 350 нм [7]), то при воздействии на него частиц разных типов и энергией спектр его сцинтилляции будет различен. Если же, напротив, все полосы люминесценции вещества имеют одинаковую нелинейность сцинтилляции, то спектр излучения этого вещества под действием ионизирующих частиц разных типов и энергией будет одинаков. В частности, он будет совпадать со спектром ИКЛ этого вещества. Следовательно, в этом случае метод ИКЛ позволяет измерить спектр сцинтилляции вещества.

Время высвечивания сцинтилляции веществ методом ИКЛ может быть определено с учетом искажений, вносимых формой зависимости пучка электронов от времени. Эта форма, в свою очередь, может быть измерена по сигналу второй положительной системы полос излучения молекулы N_2 [7,8].

Имея ввиду эти ограничения, метод ИКЛ может быть использован для измерения спектра и кинетики затухания сцинтилляции веществ, а также их деградации под действием ионизирующего излучения высокой плотности мощности.

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

Литература

1. Соломонов В. И., Михайлов С. Г. Импульсная катодолюминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ // Екатеринбург: УРО РАН. - 2003. –184 с.
2. Соломонов В. И., Спирина А. В., Импульсная катодолюминесценция и ее применение. // LAP LAMBERT - 2017 - 181 с.
3. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника // М.:Наука. – 2004. –704 с.
4. Завертяев М. В., Загуменный А. И., Козлов В. А., Очкин В. Н., Пестовский Н. В., Петров А. А., Савинов С. Ю. //Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40. – №. 10.
5. Kozlov V. A., Ochkin V. N., Pestovskii N. V., Petrov A. A., Savinov S. Yu., Zagumennyi A. I. and Zavertyaev M. V. //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2015. – Т. 653. – №. 1. – С. 012017.
6. Загуменный А. И., Лобанов А. Н., Михайлов А. В., Очкин В. Н., Пестовский Н. В., Петров А. А., Савинов С. Ю. //Краткие сообщения по физике Физического института им. П. Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2015. – Т. 42. – №. 1.
7. 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., //Journal of Applied Physics. – 2021. – Т. 130. – №. 23. – С. 233101.
8. Белов М. В., Заварцев Ю. Д., Завертяев М. В., Загуменный А. И., Козлов В. А., Кутовой С. А., Пестовский Н. В., Савинов С. Ю., Измерение зависимости мощности наносекундного электронного пучка, распространяющегося в воздухе, от времени //Тезисы докладов школы молодых ученых «Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике» БПИО-2020, Москва, 24-26 ноября 2020 г., сс. 21-22.

**Особенности электрон-фононного
взаимодействия для электронных состояний сформированных сформированных
ядрами частичных дислокаций.**

А.А. Пручкина, С.И. Ченцов, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Хорошо известно, что в полярных полупроводниках сильное взаимодействие электронной подсистемы люминесцентных центров с продольными оптическими (LO)

фононами приводит к появлению в спектрах излучения (поглощения) эквидистантных полос, относительная интенсивность которых описывается формулой, впервые полученной Хуангом и Рис [1]: $I_n = \exp(-s) \cdot s^n/n!$, где n – номер фононного повторения, s – фактор Хуанга-Рис. Формула подразумевает неизменность кривизны адиабатического потенциала при электронном переходе. В то же время, электронный переход может сопровождаться изменением кривизны адиабатических потенциалов, связанным с чувствительностью структуры/жесткости связей к состоянию электронной подсистемы [2]. В данной работе показано, что подобная ситуация реализуется и для

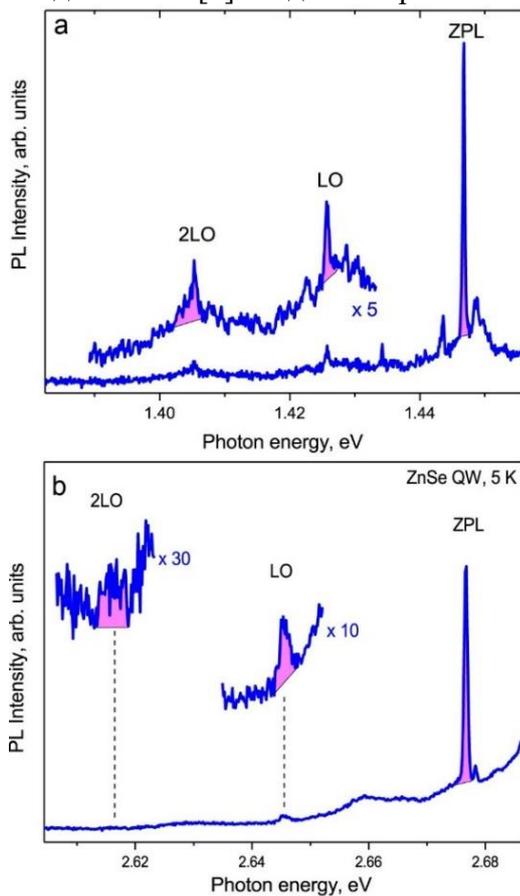


Рис. 1. Пример отдельного люминесцентного центра а). в CdTe/Si. б). в квантовой яме на основе ZnSe.

люминесцентных центров, формируемых ядрами частичных дислокаций в пленках CdTe/Si и квантовых ямах на основе ZnSe.

На рис. 1а приведён типичный спектр низкотемпературной (5 К) МФЛ для области дислокационного излучения пленки CdTe/Si. В спектре МФЛ видна узкая бесфононная линия (ZPL, 1.447 эВ), представляющая собой люминесценцию одиночного центра, сформированного ядром частичной дислокации. Также регистрируются фононные повторения, соответствующие возбуждению одного (LO, 1.426 эВ) и двух (2LO, 1.405 эВ) оптических фононов. Энергетические сдвиги между линиями воспроизводят энергию LO фонона в CdTe (21 мэВ). Значение S для одиночного люминесцентного центра, рассчитанное как соотношение соответствующих площадей (см. рис. 1а), составило 0.072 ± 0.007 . В свою очередь, согласно модели Хуанга-Рис, соотношение интегральных интенсивностей между вторым и первым фононным повторением должно быть $S/2 = 0.036 \pm 0.004$. В то же время, соотношение интенсивностей, измеренное экспериментально, составляет 0.72 ± 0.07 и, таким образом, более чем на порядок превышает значение, ожидаемое из модели Хуанга-Рис.

Качественно аналогичная ситуация наблюдается и в случае дислокационной МФЛ ZnSe при температуре 5 К (рис. 1б). В спектре доминирует интенсивная

бесфононная линия (ZPL, 2.677 эВ), а также фононные LO- (2.645 эВ) и 2 LO- (2.616 эВ) повторения. Энергетический сдвиг между линиями ~ 31 мэВ типичен для LO фононов в ZnSe. При сравнении интегральных интенсивностей фононных повторений оказывается, что значение S , рассчитанное как соотношение площади ZPL линии к площади LO линии составляет 0.061 ± 0.002 . В свою очередь, согласно модели Хуанга-Рис, соотношение интенсивностей между вторым и первым фононным повторением должно быть $S/2 = 0.031 \pm 0.001$. В то же время, соотношение интенсивностей, измеренное экспериментально, составляет 0.58 ± 0.05 , что на порядок превышает значение, ожидаемое из теории.

Исходя из доступных *ab-initio* расчетов следует, что реконструкция связей в ядре частичной дислокации зависит от состояния электронной подсистемы. Поскольку состояние электронной подсистемы меняется в процессе перехода, следует ожидать, что переход в дислокационном ядре сопровождается частичной перестройкой оборванных связей и, следовательно, напряжений в ближайшей окрестности дислокации. В этом случае, адиабатические потенциалы должны иметь разную кривизну, а интенсивность LO-фононных повторений – демонстрировать качественное отклонение от теории.

Таким образом, при гелиевых температурах получены спектры излучения отдельных люминесцентных центров, сформированных ядрами частичных дислокаций в CdTe и ZnSe. Показано, что для таких люминесцентных центров распределение интенсивности между бесфононным переходом и фононными повторениями не описывается формулой Хуанга-Рис. Обнаруженное увеличение относительной интенсивности 2LO фононного повторения приписано изменению кривизны адиабатических потенциалов.

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

Литература

1. K. Huang, A. Rhys// Proc. R. Soc. London, v. A 204, 406 (1950).
2. E. A. Ekimov, V. S. Krivobok, S. G. Lyapin, et al.// Physical Review B, v. 95, no. 9, 094113 (2017).

Вынужденное комбинационное рассеяние света в поликристаллических смесях

$\text{LiOH}+\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ и $\text{LiOH}+\text{Na}_2\text{SO}_4$ при пикосекундном лазерном возбуждении

А.Ю. Пятшцев¹, А.И. Водчиц², А.В. Скрабатун^{1,3}, А.В. Ларкина², В.А. Орлович²

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

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь;

³МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия;

e-mail: jb_valensia@mail.ru

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) — известный нелинейно-оптический метод преобразования частоты лазерного излучения из ультрафиолетового в инфракрасный диапазон спектра. ВКР успешно применяется как для непрерывных, так и для импульсных лазеров. После первого наблюдения ВКР в дисперсных средах [1] было начато активное изучение ВКР [2] в различных порошковых средах. В качестве источника возбуждающего излучения ранее использовался преимущественно рубиновый лазер. Наблюдалась генерация стоксовой и антистоксовой компонент ВКР. В данной работе мы исследовали спектры ВКР в двух поликристаллических смесях: $\text{LiOH}+\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ и $\text{LiOH}+\text{Na}_2\text{SO}_4$.

Твёрдые поликристаллические смеси содержали 50 % LiOH и 50 % $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ либо Na_2SO_4 . Все компоненты были химически чистыми. Их помещали в агатовую ступку и перемешивали около 10 минут. ВКР в образцах возбуждали пикосекундным лазерным излучением с длиной волны 532 нм (длительность импульса 60 пс, частота следования импульсов 15 Гц). Максимальная энергия импульса достигала 16 - 20 мДж. Лазерный луч фокусировался на поверхность образца (образцы помещались на специальный столик) линзой с фокусным расстоянием 19 см. Спектры ВКР регистрировались с использованием геометрии отражения под углом и оптоволоконного мини-спектрометра FSD-8 со спектральным разрешением ≈ 1 нм. Нотч-фильтр использовался для подавления возбуждающего излучения.

В результате для смеси $\text{LiOH}+\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ наблюдались одна антистоксова и три стоксовы компоненты $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$, антистоксова и стоксова компоненты LiOH . В свою очередь, для смеси $\text{LiOH}+\text{Na}_2\text{SO}_4$ были зарегистрированы антистоксова и стоксова компонента Na_2SO_4 , антистоксова компонента и стоксова компонента LiOH . Также в обеих смесях было зарегистрировано несколько линий, соответствующих энергетическим переходам в парах лития.

Таким образом, мы измерили спектры ВКР двух поликристаллических смесей.

Для обеих смесей наблюдалось несколько стоксовых и антистоксовых линий от каждой составляющей смеси. Наблюдаемые эффекты могут быть использованы для увеличения числа спутников ВКР в широком спектральном диапазоне.

Авторы благодарят РФФИ и БРФФИ за финансовую поддержку: грант 20-52-04001 Бел_мол_a (РФФИ) и грант F21RM-021 (Беларусь).

Литература

1. В. А. Зубов, Г. В. Перегудов, М. М. Сущинский, В. А. Чирков, И. К. Шувалов. Наблюдение вынужденного комбинационного рассеяния света в кристаллических порошках // Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 5, вып. 6, с 188-189.
2. M. A. Noginov, N. Noginova, S. Egarievwe, J. C. Wang, M. R. Kokta, J. Paitz. Study of light propagation in scattering powder laser materials // Optical Materials, 1998, Vol. 11, Issue 1, p. 1-7.

Исследование пространственной локализации областей генерации рентгеновского и гамма излучения протяженного мегавольтного атмосферного разряда

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 пробой 1 м промежутков в атмосферном воздухе, осуществляемый при приложении напряжения амплитудой 1 МВ, в настоящий момент активно исследуется [1—9], так как его сложный многообразный механизм к настоящему моменту времени до конца не известен. 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 – 60.5 см, максимальное приложенное напряжение – 1.2МВ с временем нарастания фронта – 220 нс. Оценки энергии квантов излучения выполнены с использованием свинцовых фильтров ступенчатого ослабления с толщинами до 10мм.

Исследовано ~1200 осевых разрядов. Установлено, что импульсы излучения обладают свойством кластеризации по временной оси и возникают одновременно с особенностями производной приложенного напряжения по времени. 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 излучения может быть торможение релятивистских электронов в материале анода.

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. //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. //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., Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2012, Vol. 117, No. A10.
4. Kochkin P., Köhn C., Ebert U. & Van Deursen L. //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, 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. //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. //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. //Physical Review E. – 2022. – Т. 106. – №. 4. – С. 045210.
9. Rodionov A.A., Oginov A.V., Shpakov K.V. //Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2018. – Т. 82. – №. 4. – С. 404-408.

**Временные и энергетические параметры ионизирующего излучения
анодной и катодной локализации в мегавольтном
атмосферном разряде установки ЭРГ**

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

Исследованы временные параметры [1-4] областей рентгеновского излучения (анода и катода) мегавольтного атмосферного разряда (установки ОЯФА ОФВПЭ ФИАН «ЭРГ») с фронтом 220 нс в конфигурации «обратно-конический катод с остриём – сетчатый анод» по координате вдоль оси разряда с разрешением 12 см, в предпробойной стадии разряда. Данные измерения [1-5, 6-8] и, соответственно, выводы относятся к излучению, распространяющемуся по нормали к оси разряда, а также без учета поправок на его угловую направленность.

Впервые обнаружено [2], что излучение с энергией кванта более 100 кэВ испускается преимущественно из области анода раньше, чем из области катода: максимум интенсивности излучения из области анода наблюдается на ~140 нс раньше, чем максимум интенсивности излучения из области катода. Установлено, что импульсы рентгеновского излучения совпадают с высокочастотными колебаниями тока разряда и экстремумами зависимости производной напряжения на разрядном промежутке по времени dU/dt . Излучение из области анода и межэлектродного промежутка может быть связано с торможением релятивистских электронов. Природа излучения из области катода требует дальнейшего осмысления.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) № 20-08-01156.

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. //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. //Краткие сообщения по физике Физического института им. ПН Лебедева Российской Академии Наук. – 2022. – Т. 49. – №. 7. – С. 38-49. DOI: 10.3103/S1068335622070077.
 3. Kochkin P., Köhn C., Ebert U. & Van Deursen L. //Plasma Sources Science and Technology. – 2016. – Т. 25. – №. 4. – С. 044002.
 4. 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, J. Phys. D: Appl. Phys. 50 (2017) 165202 (9pp).
 5. A.V. Agafonov, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, V. A. Ryabov and K. V. Shpakov. //Plasma Sources Science and Technology. – 2019. – Т. 28. – №. 9. – С. 095014.
 6. Parkevich E.V., Shpakov K.V., Baidin I.S., Rodionov A.A., Khirianova A.I., Khirianov T.F. & Oginov A.V. //Physical Review E. – 2022. – Т. 105. – №. 5. – С. L053201.
 7. Parkevich E.V., Khirianova A.I., Khirianov T.F., Baidin I.S., Shpakov K.V., Rodionov A.A. & Oginov A.V. //Physical Review E. – 2022. – Т. 106. – №. 4. – С. 045210.
 8. Rodionov A.A., Oginov A.V., Shpakov K.V. //Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2018. – Т. 82. – №. 4. – С. 404-408.

**Электрические и фотоэлектрические свойства композита поли(3-гексилтиофена)
с наночастицами кремния**

Савин К. А.

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Формирование гибридных органо-неорганических приборов, в частности солнечных элементов и фотоприемников [1, 2], в последнее время является активно развиваемым направлением органической фотоэлектроники. Проведенные исследования [2] показали, что эффективность гибридных солнечных элементов, основанных на композите полимера РЗНТ с наночастицами кремния (nc-Si), возрастает. Однако, механизмы влияния добавления nc-Si на электрические и фотоэлектрические свойства композитного слоя до сих пор не были изучены.

В работе показано, что перенос носителей заряда в композитах РЗНТ/nc-Si происходит по локализованным электронным состояниям ВЗМО полимера, распределенным по закону Гаусса, а добавление nc-Si влияет на параметры данного распределения. Получено аналитическое выражение для проводимости композитов:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp \left[-\frac{\varepsilon_F}{kT} + \frac{\Delta^2}{18(kT)^2} \right], \quad (1)$$

где σ_0 – предэкспоненциальный множитель, ε_F – положение уровня Ферми, k – постоянная Больцмана, T – температура и Δ – среднеквадратичное отклонение в распределении плотности ВЗМО состояний.

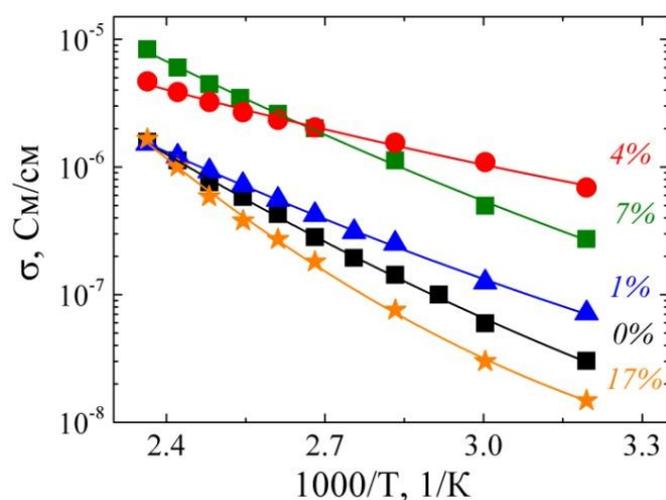


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости РЗНТ и композитов РЗНТ/nc-Si, содержащих различную объемную долю nc-Si. Линиями показана аппроксимация экспериментальных зависимостей по формуле (1).

Исследование спектров фотопроводимости образцов (Рис 2) показало, что при добавлении nc-Si в РЗНТ, фотопроводимость материала увеличивается на 1-2 порядка. Это происходит из-за того, что на границе полимер-наночастица возникает гетеропереход, на котором происходит эффективный распад фотоиндуцированных экситонов, появляются свободные акцепторы, принимающие участие в фотопроводимости.

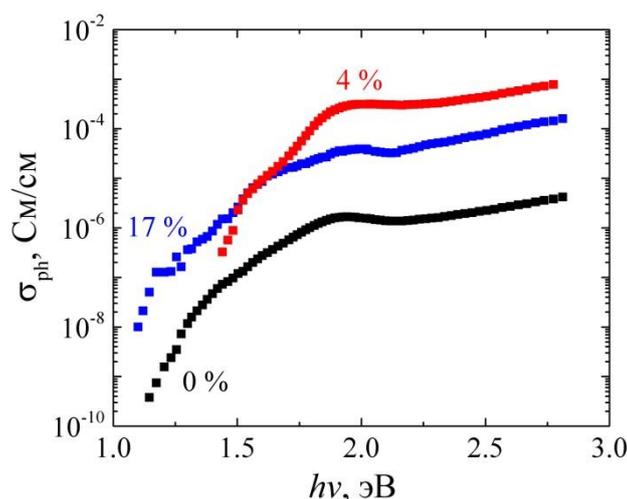


Рис. 2. Спектральные зависимости фотопроводимости РЗНТ и композитов РЗНТ/nc-Si с различной объемной долей nc-Si.

Литература:

1. Firdaus Y. et al. // J. Appl. Phys. 2014. V. 116, № 9, P. 094305.
2. Немапрабха Е. et al. // Sol. Energy. 2018. V. 173, P. 744.

Зависимость энергии рентгеновского излучения от энергии пучка электронов при бомбардировке электронами металлической мишени

М.В. Белов¹, Ю.Д. Заварцев², М.В. Завертяев¹, А.И. Загуменный², В.А. Козлов¹,
С.А. Кутовой¹, Н.В. Пестовский¹, С.Ю. Савинов¹ и Д.М. Тажитдинов^{1,3}

¹Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

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

³Московский Физико-Технический Институт (НИУ)

В работе [1] установлено, что при бомбардировке электронами с энергией 50-300 кэВ на воздухе при атмосферном давлении свободного воздушного промежутка энергия второй положительной системы полос излучения молекул N₂ (далее 2⁺N₂) прямо пропорциональна энергии рентгеновского излучения. Сохранение этой прямой пропорциональности при бомбардировке электронами металлической мишени неочевидно, так как при бомбардировке металла может играть существенную роль излучение в характеристических линиях, подверженном существенной реабсорбции.

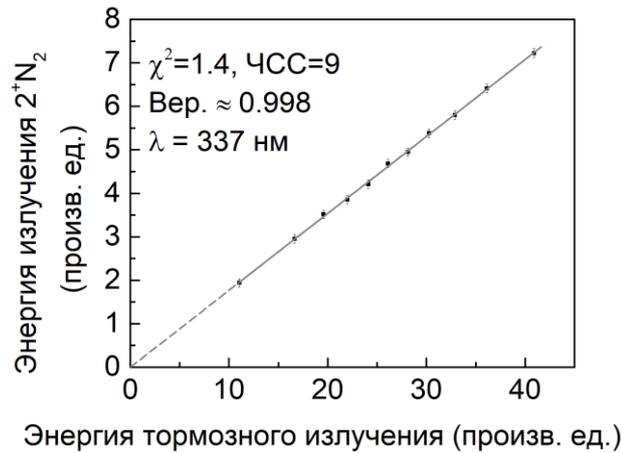


Рис. 1. Зависимость энергии излучения 2^+N_2 на длине волны 337 нм от энергии рентгеновского излучения при бомбардировке электронами мишени из меди.

В настоящей работе изучена зависимость энергии излучения 2^+N_2 при бомбардировке электронами мишеней из металлов: (из меди, алюминия и др.) в той же конфигурации, которая описана в работе [1]. Пример полученной зависимости приведен на рис. 1.

Из рис. 1 следует, что полученная зависимость с вероятностью 99,8% - прямая пропорциональность. В работе [1] показано, что энергия излучения 2^+N_2 прямо пропорциональна сумме кинетических энергий пучка. Следовательно, энергия рентгеновского излучения при бомбардировке электронами металлов в диапазоне энергий электронов 50-300 кэВ и при потоках электронов 10^{10} - 10^{12} ч/см² прямо пропорциональна сумме кинетических энергий электронов пучка. Следовательно, с соответствующей точностью по рентгеновскому излучению пучка электронов можно измерять его энергию.

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

Литература

1. 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., //Journal of Applied Physics. – 2021. – Т. 130. – №. 23. – С. 233101.

**Внутрирезонаторное низкочастотное
комбинационное рассеяние — модуляция добротности**

М. У¹, Д. Би^{1,2}, Т.В. Миронова², М.А. Шевченко², С.Ф. Уманская²,
Н.В. Чернега², А.Д. Кудрявцева²

¹ Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

² Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Большое количество публикаций было посвящено различным типам вынужденного рассеяния (ВР) света во внутрирезонаторной схеме [1-3]. Когда активная среда находится внутри резонатора лазера, происходит снижение порога и повышение эффективности преобразования. Кроме того, в таком случае одновременно могут быть получены различные виды ВР и нелинейно-оптических процессов. Например, в [2] в ячейке со сжатым азотом, помещенной в резонатор рубинового лазера, возбуждались два вида ВР: вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и вынужденное рассеяние Мадельштама-Бриллюэна (ВРМБ).

Метод модуляции добротности лазеров используется, чтобы получить мощные и короткие лазерные импульсы, которые необходимы для различных практических приложений, таких как дистанционное зондирование, определение дальности, оптическая связь и лазерная обработка. Существует несколько широко распространенных методов модуляции добротности лазеров, наиболее распространенными из которых являются электрооптические затворы, вращающиеся призмы, акустооптические переключатели и насыщающиеся поглотители. Эти методы обычно делятся на две группы: активную и пассивную модуляцию добротности. В методе активной модуляции добротности используются внешние устройства управления (например, изменение напряжения, подаваемого на электрооптический затвор). В пассивном операция переключения реализуется за счет оптической нелинейности элемента, например, насыщающегося поглотителя. Еще один способ достижения пассивной модуляции добротности в лазерах основан на ВРМБ [4-5]. Модуляция добротности на основе ВКР была реализована в [6].

Вынужденное низкочастотное комбинационное рассеяние света ВНКР – это вынужденный процесс неупругого рассеяния света на собственных акустических колебаниях микро- и наночастиц [7-8]. Данный процесс обладает высоким коэффициентом преобразования (до 70%) и является эффективным для определения акустических параметров, размера и формы частиц.

До недавнего времени ВНКР изучалось только вне резонатора лазера. В настоящей работе ВНКР исследовано во внешней и внутррезонаторной схемах в водных суспензиях различных нано- и субмикронных сферических частиц близких размеров, был получен режим модуляции добротности. Определено, что длительность полученного лазерного импульса зависит от размеров и акустических свойств используемых частиц, что открывает возможности для эффективного управления спектрально-временными характеристиками лазерного излучения в широком диапазоне.

Литература

1. Pantell R. H., Warszawski J. //Applied Physics Letters. – 1967. – Т. 11. – №. 7. – С. 213-215.
2. Grasyuk A. Z., Rogul'Skii V. V., Faizulov F. S. //Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – 1969. – Т. 9. – С. 6.
3. Lubeigt W. et al. //Optics express. – 2010. – Т. 18. – №. 16. – С. 16765-16770.
4. Eichler H. J., Menzel R., Schumann D. //Applied optics. – 1992. – Т. 31. – №. 24. – С. 5038-5043.
5. Bezrodnyĭ V. I. et al. //Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1980. – Т. 10. – №. 3. – С. 382.
6. Shpak P. V. et al. //Optics Communications. – 2012. – Т. 285. – №. 17. – С. 3659-3664.
7. Tcherniega N. V. et al. //Optics Letters. – 2013. – Т. 38. – №. 6. – С. 824-826.
8. Karpov M. A. et al. //Quantum Electronics. – 2022. – Т. 52. – №. 6. – С. 580.

Влияние отжига на оптические свойства монослоя WSe₂, полученного механическим слоением с использованием золота

В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, М.А. Чернопицкий, И.И. Усманов, А.А. Деева,

Е.Е. Онищенко, В.С. Бугаев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) — это уникальный класс слоистых материалов, подобных графену, которые в последние несколько лет вызвали большой интерес благодаря своим электрическим и механическим свойствам. Область развивается стремительно темпами. Гетероструктуры, сделанные

из нескольких единиц слоёв таких материалов могут быть особенно интересны для применения в электронике и фотонике благодаря своим уникальным свойствам [1, 2].

Монослойные пленки ДПМ, обычно получаемые путем щепления скотчем, имеют небольшой размер (~ 1 мкм). Такой процесс сложно контролировать, и вероятность получения монослоя невелика. Небольшой размер полученных образцов не только затрудняет их характеристику, но и делает их малоприспособными для дальнейших приложений. Было показано, что, используя золото при микромеханическом слоении, можно эффективней получать монослойные образцы ДПМ [3]. Это возможно благодаря тому, что золото обладает сильным средством к халькогенам, с которыми оно образует ковалентную связь. Однако, используя такой метод, структура и оптические свойства полученных монослоёв могут измениться. Например, в спектрах люминесценции WSe_2 наблюдается увеличение сигнала от трионов и уменьшение вклада основной линии экситонов [4]. Вероятно такое происходит в следствие формирования сравнительно неглубоких акцепторных уровней атомами халькогена [5].

В данной работе образец монослоя WSe_2 , полученный методом микромеханического щепления с использованием золотой плёнки, в течение 10 минут отжигался при температуре 300°C . Также до и после температурной обработки была проведена оптическая характеристика данного образца. Целью исследования было пронаблюдать изменения в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции и отражения, вызванные отжигом. Основное внимание было уделено эволюции спектральных линий А-экситонов, трионов, а также зависимости степени линейной поляризации от энергии фотона, соответствующей спектру излучения полученного образца. Задача состояла в выявлении перестройки неравновесной примесно дефектной подсистемы, вызванной механическим слоением, при температурной обработке полученного монослоя.

В результате исследования вакуумного отжига монослоя WSe_2 , полученного методом микромеханического щепления с использованием золота, было обнаружено изменение оптических свойств образца, которое можно пронаблюдать при низких температурах, но нельзя при комнатных. Обнаружено сужение резонансной линии А-экситона и подавление трионной люминесценции образца. Показано, что отжиг

приводит к появлению поляризованной люминесценции, связанной со структурными дефектами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ № 20-32-90215.

Литература

1. Л. А. Чернозатонский, А. А. Артюх. *Успехи физических наук*. **188**(01), 3 (2018).
2. M. N. Gjerding, A. Taghizadeh, A. Rasmussen, S. Ali, F. Bertoldo, T. Deilmann, N. R. Knøsgaard, M. Kruse, A. H. Larsen, S. Manti, T. G. Pedersen, U. Petralanda, T. Skovhus, M. K. Svendsen, J. J. Mortensen, T. Olsen, and K. S. Thygesen, *2D Materials*, Vol. **8**, No. 4, p. 044002, (2021) DOI: 10.1088/2053-1583/ac1059.
3. S. B. Desai, S. R. Madhvarathy, M. Amani, D. Kiriya, M. Hettick, M. Tosun, Y. Zhou, M. Dubey, J. W. Ager III, D. Chrzan, and A. Javey, *Advanced Materials*, Vol. **28**, No. 21, pp. 4053–4058, (2016) DOI: 10.1002/adma.201506171.
4. С. Н. Николаев, В. С. Багаев, М. А. Чернопицкий, И. И. Усманов, Е. Е. Онищенко, А. А. Деева, и В. С. Кривобок, *Физика и техника полупроводников*, **56**(3) 335, (2022)
5. Z. Lin, B. R. Carvalho, E. Kahn, R. Lv, R. Rao, H. Terrones, M. A. Pimenta, and M. Terrones, *2D Materials*, Vol. **3**, No. 2, p. 022002, (2016)

Эллипсометрические измерения в халькогенидных тонких пленках на основе материалов квазибинарного разреза Sb_2Te_3-GeTe

М.Е. Федянина¹, П.И. Лазаренко¹, А.О. Якубов¹, И.В. Сагунова¹, М.П. Смаев²

¹НИУ «Московский институт электронной техники», Москва, Россия

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

Фазовые превращения в халькогенидных пленках системы Ge-Sb-Te, которые могут происходить под действием лазерного импульса, электрического тока или температуры, приводят к существенному изменению оптических и электрофизических свойств материалов. Данные особенности приводят к активному использованию этих материалов для разработки устройств оптической и электрической фазовой памяти. Хорошо известны примеры успешного коммерческого использования халькогенидного материала $Ge_2Sb_2Te_5$ в DVD и Blu-Ray дисках, а также для памяти 3D XPoint [1]. Одно из актуальных направлений развития технологии фазового переключения в

халькогенидных стеклообразных полупроводниках связано с созданием полностью оптической энергонезависимой фазовой памяти и ячеек с частичной кристаллизацией халькогенидного материала [2]. Для работы таких устройств важно наличие существенного контраста оптических свойств (показателя преломления n и коэффициента экстинкции k) при фазовом переключении, что необходимо для работы волноводных структур. В данной работе проводились эллипсометрические исследования свойств системы GeTe-Sb₂Te₃ в аморфном и кристаллическом состояниях в широком спектральном диапазоне.

Тонкие аморфные пленки составов Sb₂Te₃, GeSb₄Te₇ (GST147), GeSb₂Te₄ (GST124), Ge₂Sb₂Te₅ (GST225) и GeTe были получены методом магнетронного распыления поликристаллических мишеней с помощью установки МАГНА-01. Мощность распыления для всех мишеней составляла 25 Вт, давление Ar в камере составляло $5.6 \cdot 10^{-1}$ Па. В качестве подложек использовались кремниевые пластины КДБ-12. Контроль морфологии поверхности и измерение толщин пленок осуществлялись посредством атомно-силовой микроскопии (Solver P47-Pro). Значения толщин всех исследуемых пленок составили от 18 до 24 нм. Определение температур кристаллизации тонких пленок в кубическую фазу осуществлялось по измеренным температурным зависимостям удельного сопротивления с применением термостоллика Linkam HFS600E-PB4. Было установлено, что полная кристаллизация исследованных материалов происходит в температурном диапазоне от 180°C до 240°C с выдержкой в течение 15 минут в атмосфере Ar.

Эллипсометрические измерения осуществлялись с помощью комплекса Horiba Uvisel 2 в диапазоне 500 ÷ 2000 нм с шагом 5 нм. Моделирование показателя преломления и коэффициента экстинкции проводилось с использованием программного обеспечения DeltaPsi2. Была выбрана четырехслойная модель образца с применением математической модели Тауц-Лоренца для каждого из образцов [3].

При движении по линии квазибинарного разреза от GeTe к Sb₂Te₃ происходит увеличение показателя преломления и коэффициента экстинкции практически во всем диапазоне длин волн. При этом наблюдается смещение пикового значения показателя преломления в длинноволновую область спектра. Спектральные зависимости для тонких пленок GeTe и GST225 оказались наиболее близкими между собой, при этом значения коэффициента экстинкции на длине волны были 1550 нм близки к нулю для обоих составов. В результате термообработки значения показателя преломления и коэффициента экстинкции увеличились во всем диапазоне длин волн для всех составов.

Кристаллизация образцов привела к приближению спектральных зависимостей показателя преломления и коэффициента экстинкции для тонких пленок составов GST147 и Sb_2Te_3 .

Различия в значениях n и k для аморфной и кристаллических фаз на длине волны 1550 нм указывает на наличие контраста оптических свойств между фазами при движении по линии квазибинарного разреза. Это изменение значений оптических параметров на длине волны 1550 нм имеет нелинейный характер в обеих фазах.

Таким образом, в работе получены экспериментальные исследования пяти халькогенидных полупроводников системы Sb_2Te_3 -GeTe как в аморфном, так и кристаллическом состояниях в диапазоне длин волн от 500 до 2000 нм. Полученные результаты могут быть использованы при моделировании работы ячеек полностью оптической фазовой памяти, балансных делителей, а также для создания метаповерхностей с заданными геометрическими параметрами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-07-01092).

Литература

1. An. Redaelli, In New York: Springer, 342 p. (2018).
2. M. Wuttig, H. Bhaskaran, T. Taubner, Nature Photonics, v. **11**, p. 465 (2017).
3. M.E. Fedyanina et al, Semiconductors, v. **54**, p. 1775 (2020).

Исследование сублимации углерода в окрестности тройной точки

А.М. Фролов, М.А. Шейндлин

Объединенный институт высоких температур РАН

Молекулярный состав пара графита достаточно хорошо исследован с использованием традиционных методов высокотемпературной масс-спектрометрии [1,2] при температурах до 3000 К. Исследования в область более высоких температур с помощью этих методов осуществить невозможно по ряду причин, прежде всего, из-за физико-химического взаимодействия контейнера с исследуемым веществом. Это ограничение может быть преодолено путем применения быстрого и локального лазерного нагрева, что было сделано в ряде работ [3–6]. Однако, в большинстве исследований лазерно-индуцированного испарения имеются существенные недостатки: непрямые измерения температуры, неконтролируемая ионизация в лазерном пучке и т.д. Они не позволяют установить однозначную связь между основными параметрами испарения - парциальными давлениями компонентов пара и температурой поверхности.

Было выполнено только одно исследование [5], в котором получены адекватные результаты по молекулярному составу паров при испарении только базисной плоскости пиролитического графита до 4100 К.

В данной работе был развит метод лазерно-индуцированного испарения для исследования сублимации пирографита в области существенно более высоких температур. В представленной экспериментальной методике для нагрева используются лазерные импульсы миллисекундной длительности с контролируемым временным профилем. Для определения параметров испарения используются высокоскоростные методы диагностики – времяпролетная масс-спектрометрия и яркостная пирометрия. Путем оптимизации темпа нагрева удалось поддерживать контролируемый режим испарения пирографита до температуры 4500 К. Таким образом, удалось расширить исследуемый диапазон температур на 400 К по сравнению с [5], что соответствует изменению давления более чем на порядок по величине. В этих условиях были определены относительные парциальные давления основных компонентов пара углерода - C_1 - C_3 и C_5 . При этом показано, что значения давлений определяются только температурой поверхности. Отсутствие особенностей на температурной зависимости давления доминирующей молекулы в паре C_3 вплоть до температуры 4500 К служит свидетельством того, что температура тройной точки углерода лежит выше этого значения. В представленных экспериментальных условиях также впервые было проведено сравнительное исследование испарения обеих - базисной и небазисной плоскостей пирографита при температурах свыше 3000 К. Значения парциальных давлений над этими плоскостями, вычисленные в предположении сохранения значений коэффициентов испарения из работы [7], находятся в хорошем согласии. Этот факт также служит доказательством того, что наблюдается режим испарения, близкий к Ленгмюровскому.

Литература

1. Drowart J. et al. // J. Chem. Phys. 1959. Vol. 31, № 4. P. 1131–1132.
2. Chupka W.A., Inghram M.G. // J. Phys. Chem. 1955. Vol. 59, № 2. P. 100–104.
3. Zavitsanos P.D. // Carbon N. Y. 1968. Vol. 6, № 5. P. 731–737.
4. Hastie J.W., Bonnell D.W., Schenck P.K. // Pure Appl. Chem. 2000. Vol. 72, № 11. P. 2111–2126.
5. Pflieger R., Sheindlin M., Colle J.-Y. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104, № 5. P. 054902.
6. Olander D.R. // Pure Appl. Chem. 1990. Vol. 62, № 1. P. 123–138.

7. Burns R.P., Jason A.J., Inghram M.G. // J. Chem. Phys. 1964. Vol. 40, № 4. P. 1161–1162.

Гиперзвуковая микроскопия заглубленных графитизированных слоёв в алмазе.

Н.Ю. Фролов^{1,2}, А.Ю. Клоков², А.И. Шарков², Р.А. Хмельницкий²

¹Национальный Исследовательский Ядерный Университет Московский
Инженерно-Физический Институт

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

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.

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 $10 \cdot 10^{15}$ 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.

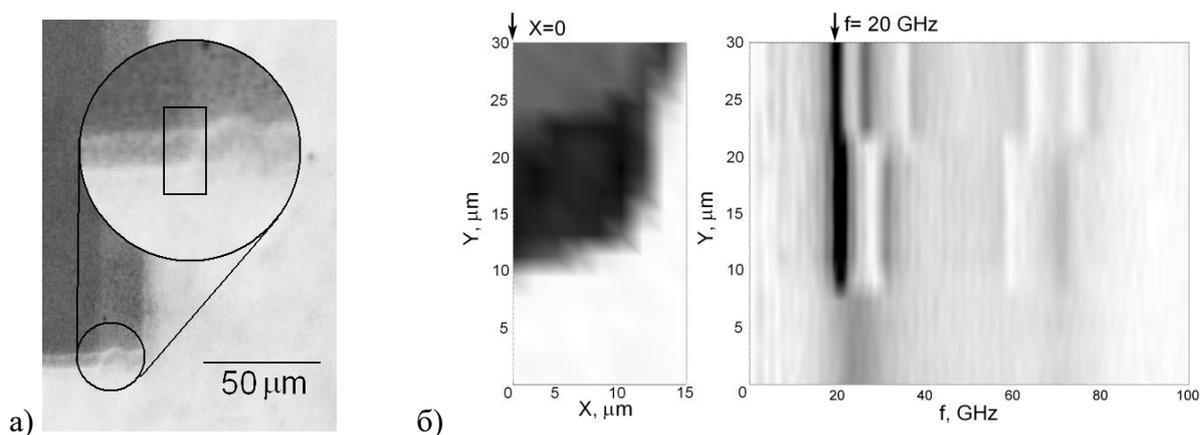


Рис.1. а) Фотография исследуемой части структуры до нанесения алюминиевой плёнки. Цвета определяются глубиной залегания слоёв. б) Слева: 2D-карта области, выделенной рамкой на Рис. 1а на частоте 20 ГГц. Справа: развёртка спектров вдоль линии $X=0$.

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

Литература

1. А.А. Gippius, R.A. Khmelnskiy 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).

Дифракция лазерного излучения на плазменном микроканале.

Е.В. Паркевич¹, А.И. Хирьянова¹, Х.Т. Смазнова^{1,2}, С.М. Климович^{1,2}

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

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

Внутренняя микроструктура электрических искр представляет собой сложный объект для многих оптических методов диагностики плазмы. Не исключением являются и методы, основанные на лазерном зондировании плазмы. Это связано в частности с проявлением сильных интерференционных эффектов во время прохождения плазмы лазерным пучком. Такие эффекты могут существенным образом исказить дифракционную картину объекта в его ближней волновой зоне, из-за чего данные о параметрах плазмы искры, получаемые при обработке интерферограмм в приближении геометрической оптики, могут оказаться попросту некорректными. Отметим, что проблема описания дифракции пучка на малоразмерном плазменном объекте в его ближней волновой зоне практически не освещена в современной литературе.

В данной работе была смоделирована дифракция плоской оптической (532 нм) волны на плазменном цилиндре микронного диаметра (20 мкм) в приближении геометрической оптики. Была также рассчитана дифракционная картина излучения позади цилиндра в ближней волновой зоне. Показано, что прохождение волны через цилиндр сопровождается в большей степени изменением её фазы, тогда как изменения интенсивности волны оказываются незначительными. Обнаружено, что в ближней волновой зоне структура фронта дифрагированной волны претерпевает существенные изменения. Возрастает амплитуда высококонтрастных биений фазы и интенсивности волны, искажающих дифракционную картину плазменного микроканала в ближней волновой зоне. Результаты исследований подробно описаны в работе [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 22-29-00799).

Литература

1. Паркевич Е. В., Хирьянова А. И. //Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2022. – Т. 49. – №. 10. – С. 10-16.

Лазерное воздействие на одиночные люминесцентные центры, сформированные ядрами частичных дислокаций в CdTe.

С.И. Ченцов, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, И.И. Усманов

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Протяженные дефекты, такие как дислокации, играют существенную роль в современных технологиях полупроводниковых материалов группы A_2B_6 [1-3]. Как и в случае точечных дефектов, влияние дислокаций на свойства объемных материалов и низкоразмерных систем определяется, в первую очередь, формированием электронных уровней в запрещенной зоне объемного полупроводника или полупроводниковой гетероструктуры. Тем не менее, свойства соответствующих электронных состояний радикально отличаются от таковых для точечных дефектов. Несмотря на наличие исчерпывающих данных о структуре дислокаций, см. напр. [4], проблема управления спектром формируемых ими электронных состояний, до сих пор остается открытой. По этой причине актуальным является поиск методов адресного воздействия на дислокации в материалах A_2B_6 , при которых сохраняются основные свойства невозмущенной решетки полупроводника (полупроводниковой гетероструктуры).

В работе исследовались релаксированные плёнки CdTe/Si и 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 532 нм. В качестве детектора излучения использовался охлаждаемый жидким азотом многоканальный, изготовленный на основе прибора с зарядовой связью, приемник. Для лазерного воздействия в схему встраивались или инфракрасный импульсный лазер с длиной волны 1053 нм (длительность импульса 5 нс), или 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 отжигало его. Затем зеркало откидывалось и проводились измерения спектров МФЛ. Диаметр пятна отжигающего лазера на образце составлял ~60 мкм. Данная постановка низкотемпературного эксперимента позволяла в одном цикле измерений

анализировать области, подвергшиеся лазерному воздействию разной интенсивности.

С помощью данной установки, были проведены эксперименты по воздействию импульсным лазерным излучением на теллурид кадмия, в которых для in-situ контроля дислокационных состояний анализировались спектры излучения одиночных люминесцентных центров, сформированных дислокационными ядрами. Показано, что при температуре 5 К использование лазерного излучения с длиной волны 1053 нм позволяет локально перестраивать структуру дислокационных ядер, не воздействуя на невозмущенную кристаллическую решетку CdTe. Перестройка структуры дислокационных ядер начинает проявляться при импульсной плотности мощности $W = 0.08 \cdot 10^5$ Дж/см² и становится существенной при $W = 0.12 \cdot 10^5$ Дж/см². При использовании лазерного излучения с длиной волны 533 нм с увеличением времени экспозиции обнаружены пороговые изменения спектров, которые могут быть интерпретированы как появление и гашение одиночных люминесцентных центров, формируемых ядрами дислокаций. Данные изменения регистрируются на расстояниях от центра пятна в несколько раз превышающих его радиус, что указывает на доминирующую роль волн упругих деформаций, как основного механизма воздействия. Полученные результаты создают предпосылки для создания методов адресного лазерного воздействия на дислокации в A₂B₆, при котором сохраняются основные свойства невозмущенной решетки объемного полупроводника или полупроводниковой гетероструктуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №19-32-90176).

Литература

1. D. Kuciauskas, J. Moseley, and C. Lee, Sol. RRL, Vol. **5**(4), p. 2000775 (2021)
2. M. Polat, E. Bilgilişoy, O. Arı, O. Öztürk, and Y. Selamet, J. Appl. Phys., Vol. **124**(8), p. 085710 (2018)
3. E. Colegrove, D. S. Albin, H. R. Moutinho, M. Amarasinghe, J. M. Burst, and W. K. Metzger, Sci. Rep., Vol. **10**(1), p. 2426, (2020)
4. C. Li, J. Poplawsky, Y. Wu, A. R. Lupini, A. Mouti, D. N. Leonard, N. Paudel, K. Jones, W. Yin, M. Al-Jassim, Y. Yan, S. J. Pennycook, Ultramicroscopy, Vol. **134**, pp. 113–125, (2013)

Подписано в печать: 09.11.2022
Заказ №19228. Тираж 250 экз.
Бумага офсетная. Формат 60х90/16.
Типография «11-й ФОРМАТ»
ИНН 7726330900
115230, Москва, Варшавское ш., 36
(977) 518-13-77 (499) 788-78-56
www.avtoreferat.ru riso@mail.ru