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-2025

24-27 ноября 2025 г.

ФИАН

Школа проводится при поддержке Российского Научного Фонда

Грант №19-79-30086

Москва

2025

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-2025), проводившейся с 24 по 27 ноября 2025 года в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН (119991, г. Москва, Ленинский пр-т, 53).

Школа молодых ученых БПИО-2025 объединяет тематики исследований по многим актуальным направлениям современной физики – по физике плазмы и физике газового разряда, как низкого давления, так и атмосферного. Обсуждаются способы экспериментального определения параметров носителей заряда, генерация рентгеновского и СВЧ-излучения, использование проекционной рентгенографии в биологии и генерация мощных пучков электронов. Широко обсуждаются процессы столкновения атомных частиц в плазме и их излучение, а также физика и технология газовых лазеров. Также доклады посвящены проблемам тепелофизики и их связи с оптикой – физико-химии реагирующих сред и применению в ней методов оптической спектроскопии, физическим процессам при плавлении графита и других сверхтугоплавких веществ и др. Также много внимания уделяется оптическим и люминесцентным свойствам конденсированных сред, в том числе – полупроводниковых наноструктур, мягкой материи, широкозонных кристаллов и др.

В школе приняли участие ведущие и молодые ученые из ФИАН им. П.Н. Лебедева, ОИВТ РАН, МГТУ им. Н. Э. Баумана, ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, РУДН им. П. Лумумбы, АО НИИ «НПО «ЛУЧ», МФТИ (НИУ), НИЦ «Курчатовский институт», НИУ ВШЭ, МГУ им. М. В. Ломоносова, НИУ МИЭТ, НИИЯУ МИФИ, а также других ведущих отечественных научных центров.

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

Содержание

Расписание Школы

Понедельник, 24 ноября 2025 года

09:00 – 10:00 Регистрация участников

Лекции ведущих ученых

10:00 – 10:05 Академик Г. А. Месяц, Вступительное слово

10:05 – 11:30 д.ф.-м.н. С. Ю. Савинов, ФИАН «*Когерентные свойства коротковолнового излучения сильноточных наносекундных разрядов*»

11:35 – 13:00 д.ф.-м.н. А. С. Золотько, ФИАН «*Оптическая ориентация жидких кристаллов и полимеров*»

13:00 – 14:00 Перерыв на обед

14:00 – 15:25 д.ф.-м.н. О. Т. Лоза, ИОФ РАН «*Плазменная релятивистская сильноточная СВЧ электроника* »

Доклады молодых ученых

15:30 – 15:50 А. Р. Смирнова[1,2], Д. С. Бойков[3], Е. Д. Казаков[1,2], С. И. Ткаченко[1,2,4], [1]НИЦ «Курчатовский институт», [2]МФТИ (НИУ), [3]ИПМ РАН им. М.В. Келдыша, [4]ОИВТ РАН, «*Расчет давлений в прианодной области диодного зазора электронного ускорителя Кальмар, с учетом взаимодействия катодной и анодной плазм*»

15:50 – 16:10 А. С. Булава, М. А. Шейндлин, Т. В. Бгашева, ОИВТ РАН, «*Экспериментальное исследование температуры плавления графита в диапазоне давлений 200-700 атмосфер*»

16:10 – 16:30 М. А. Булгаков[1], И. Р. Романов[1], А. С. Скрябин[1,2], Д. Б. Пушкин[2], [1]МГТУ им. Н. Э. Баумана, [2]АО "НИИ "НПО ЛУЧ", «*Пространственное исследование процессов ионного распыления с помощью многосеточного зонда*»

16:30 – 16:50 А. В. Бернацкий[1], И. Драганов[1,2], В. В. Лагунов[1], [1]ФИАН, [2]МФТИ (НИУ), «*Получение функции распределения электронов по энергиям различными методами*»

16:50 – 17:05 Кофе-брейк

17:05 – 17:20 Я. К. Болотов[1,2], А. В. Огинов[1], А. А. Родионов[1], [1]ФИАН, [2]МФТИ (НИУ), «*Угловое распределение рентгеновского излучения искрового разряда*»

17:20 – 17:35 Ф. К. Гасратов, И. С. Байдин, А. В. Огинов, ФИАН, «*Моделирование распространения стримеров в малой области с фотоионизацией по Монте-Карло*»

17:35 – 17:50 П. К. Батраков, М. А. Медведев, А. В. Огинов, ФИАН, «*Методика и программное обеспечение для обработки интерференционных картин в двухволновой интерферометрии плазмы*»

17:50 – 18:05 А. И. Баранов, ФИАН, НИУ МИЭТ, «*Оптическая запись конвертеров поляризации в азобензолсодержащих полимерах*»

18:05 – 18:25 С. Ю. Гаврилов, Е. В. Паркевич, А. И. Хирьянова, Т. Ф. Хирьянов, ФИАН, «*Обработка интерферограмм плазменных микроструктур с использованием итеративных методов*»

Вторник, 25 ноября 2025 года

Лекции ведущих ученых

10:00 – 11:25 д.ф.-м.н. В. В. Губернов, ФИАН «*Разработка методов верификации моделей реакции окисления углеводородных топлив*»

11:30 – 12:55 д.ф.-м.н. В. В. Климов, ФИАН «*Оптические ловушечные конфигурации для атомов*»

12:55 – 14:00 Перерыв на обед

14:00 – 15:25 д.ф.-м.н. А. И. Савватимский, ОИВТ, ФИАН «*Дибориды циркония и гафния: основные соединения для создания тепловой защиты на Земле и в Космосе*»

Доклады молодых ученых

15:30 – 15:50 А. Д. Морошкина[1,2,3], В. Е. Рогожников[1,2], Е. В. Серещенко[1], В. В. Мислављский[1], В. В. Губернов[1], [1]ФИАН, [2]МФТИ (НИУ), [3]ДВФУ, «*Одностадийный механизм горения метан-воздушных пламен для разных составов и давлений*»

15:50 – 16:10 В. Е. Рогожников[1,2], А. Д. Морошкина[1,2,3], Е. В. Серещенко[1], В. В. Мислављский[1], В. В. Губернов[1,], [1]ФИАН, [2]МФТИ (НИУ), [3]ДВФУ, «*Исследование двумерной структуры пламени методом LIF*»

16:10 – 16:30 В. И. Рогожин, АО "ГНЦ РФ ТРИНИТИ", РТУ МИРЭА, «*Компрессия импульса тока сильноточного релятивистского электронного пучка на виртуальном катоде*»

16:30 – 16:50 П. А. Старовойтова[1,2], И. С. Байдин[1], П. К. Батраков[1], Я. К. Болотов[1,3], А. В. Огинов[1], [1]ФИАН, [2]НИУ ВШЭ, [3]МФТИ (НИУ), «*Связь осцилляций тока и СВЧ-излучения в начальной стадии высоковольтного протяженного атмосферного разряда*»

16:50 – 17:05 Кофе-брейк

17:05 – 17:25 П. К. Батраков[1], И. С. Байдин[1], А. А. Родионов[1], Я. К. Болотов[1,2], Ф. К. Гасратов[1], П. А. Старовойтова[1,3], М. А. Медведев[1], А. В. Огинов[1], [1]ФИАН, [2]МФТИ (НИУ), [3]НИУ ВШЭ, «*Многоуровневый анализ временно-частотной структуры СВЧ-сигналов искрового разряда*»

17:25 – 17:45 К. С. Кислов, А. А. Нариц, В. С. Лебедев, ФИАН, «*Радиационные неадиабатические процессы переноса заряда в плазме смесей Ne/Xe и Ne/Ar*»

17:45 – 18:05 С. С. Моритака[1,2], В. С. Лебедев[1], [1]ФИАН, [2]МФТИ, «*Влияние межзонных переходов в металле на поведение энергетических ветвей гибридных плазмон-экситонных мод наночастиц типа "ядро-оболочка"*»

18:05 – 18:25 А. В. Мекшун[1,2], А. А. Нариц[1], В. С. Лебедев[1], [1]ФИАН, [2]МФТИ (НИУ), «*Анализ неадиабатической связи ионного и ковалентного термов при столкновениях ридберговского атома с полярной молекулой в модели эффективного диполя*»

Среда, 26 ноября 2025 года

Лекции ведущих ученых

10:00 – 11:25 д.ф.-м.н. Н. В. Чернега, ФИАН «*Генерация излучения терагерцового и СВЧ диапазонов при триболюминесценции в нано и субмикронных системах*»

11:30 – 12:55 д.ф.-м.н. Л. В. Селезнев, ФИАН «*Филаментация фемтосекундных лазерных импульсов и генерация терагерцового излучения*»

12:55 – 14:00 Перерыв на обед

14:00 – 15:25 д.ф.-м.н. В. С. Лебедев, ФИАН «*Оптика плазмонных и плазмон-экситонных наночастиц*»

Доклады молодых ученых

15:30 – 15:50 А. Ю. Пятышев[1], А. В. Скрабатун[1,2], Н. В. Сидоров[3], В. В. Галуцкий[4], Е. В. Строганова[4], [1]ФИАН, [2]МГТУ, [3]ИХТРЭМС КНЦ РАН, [4]КубГУ; «*Спектры ИК-поглощения в области валентных колебаний ОН-групп градиентного кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$*»

15:50 – 16:10 А. Д. Кудрявцева, А. Э. Саларидзе, С. Ф. Уманская, М. А. Шевченко, Н. В. Чернега, ФИАН, «*Спектральные и временные характеристики ВРМБ в воде при перемещении фокальной перетяжки вблизи границы раздела сред*»

16:10 – 16:30 М. Д. Говоров, Е. Н. Задорожный, Н. А. Задорожный, А. В. Скрабатун, Е. А. Шарандин, С. Л. Тимченко, ФИАН, «*Влияние внедрения коллоидных нанокристаллов на оптические свойства полимерных ионообменных мембран*»

16:30 – 16:45 М. Н. Кириченко[1], О. А. Легонькова[2], М. Т. Махамадиев[1], Л. Л. Чайков[1], [1]ФИАН, [2]Национальный медицинский исследовательский центр хирургии имени А. В. Вишневского, «*Динамика ПВП-гидрогелей и её поведение во времени*»

16:45 – 17:00 В. В. Воронова, ФИАН, «*Направленное замораживание суспензии наночастиц как способ повышения чувствительности лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии*»

17:00 – 17:15 Кофе-брейк

17:15 – 17:30 Д. А. Зазымкина, ФИАН, «*Оптические свойства ионов Fe и V в широкозонных материалах кубической сингонии*»

17:30 – 17:45 Е. А. Екимов[2], С. Н. Николаев[1], И. И. Усманов[1,3], [1]ФИАН, [2]ИФВД, [3]МФТИ (НИУ), «*Кинетика люминесценции слоистого соединения SnS_2:Tm, синтезированного при высоком давлении*»

17:45 – 18:00 А. В. Клековкин, А. А. Фельде, И. И. Минаев, Г. Н. Ерошенко, Д. Е. Свиридов, А. А. Захаренков, К. А. Савин, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, М. А. Чернопицский, ФИАН, «*Получение фоточувствительных барьерно-диодных структур и их исследования с помощью микроскопии сопротивления растекания тока*»

18:00 – 19:00 Постерная сессия

Четверг, 27 ноября 2025 года

Лекции ведущих ученых

10:00 – 11:25 д.ф.-м.н. Д. В. Казанцев, ФИАН «*Безапертурная оптическая микроскопия ближнего поля*»

11:30 – 12:55 д.ф.-м.н. А. Ю. Кунцевич, ФИАН «*Ферроэлектричество в закрученных структурах на основе 2D материалов*»

12:55 – 14:00 Перерыв на обед

14:00 – 15:25 д.ф.-м.н. В. В. Глушков, ИОФ РАН «*Поверхностная проводимость и квантовые осцилляции в редкоземельных гексаборидах*»

15:30 – 16:55 д.ф.-м.н. С. И. Кудряшов, ФИАН «*Фундаментальные эффекты взаимодействия кристаллического кремния с ультракороткими лазерными импульсами, применения в оптоэлектронике и нанофотонике*»

16:55 – 17:10 Кофе-брейк

Доклады молодых ученых

17:10 – 17:25 Е. В. Ултургашева[1,2], И. М. Подлесных[1], С. П. Бабина[1], С. И. Кудряшов[1,2], [1]ФИАН, [2]МГТУ им. Н.Э.Баумана, «*Сверхбыстрый лазерно-индуцированный прямой перенос для пространственно-селективного формирования омических и Шоттки- контактов на n-Si*»

17:25 – 17:40 П. П. Пахольчук, Н. А. Смирнов, С. И. Кудряшов, ФИАН, «*Фемтосекундная инфракрасная фотоника алмазов*»

17:40 – 17:55 Г. К. Красин[1], И. М. Подлесных[1], М. С. Ковалев[1,2], С. И. Кудряшов[1,2], [1]ФИАН, [2]МГТУ им. Н.Э.Баумана, «*Кремниевый фотодиод с предельной частотой более 1 ГГц для телекоммуникационных длин волн*»

17:55 – 18:10 А. Р. Дубовая[1,2], В. С. Кривобок[2], Г. Н. Ерошенко[2], И. И. Минаев[2], А. В. Клековкин[2], К. А. Савин[2], [1]МФТИ, [2]ФИАН, «*Оптическая спектроскопия полупроводниковых сверхрешеток в среднем и дальнем ИК диапазонах*»

18:10 – 18:25 Н. Ю. Фролов, А. Ю. Клоков, А. И. Шарков, С. И. Ченцов, ФИАН, «*Исследование сходящихся поверхностных акустических волн гигагерцового диапазона частот в структуре NiCu/алмаз*»

18:30 – 18:40 Закрытие Школы

Оптическая запись конвертеров поляризации в азобензолсодержащих полимерах

А.И. Баранов[1,2]

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

[2]Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Азобензолсодержащие полимерные системы представляют собой уникальный класс “умных” материалов благодаря широкому разнообразию возможностей фоторегуляции их структурных и, как следствие, оптических и механических свойств. Одним из наиболее эффективных способов фоторегуляции оптических свойств является процесс фотоориентации, индуцированный действием поляризованного УФ или видимого света. При толщине полимерного слоя в несколько микрон можно за счет оптического воздействия создавать двулучепреломляющие структуры, которые способны осуществлять конверсию поляризации проходящего излучения.

В данной работе исследован процесс формирования зависящего от полярного угла распределения оптических осей, благодаря которому возможна конверсия циркулярно поляризованного гауссова пучка в оптический вихрь в слое азобензолсодержащего полимера РАЗНА6. Образец облучали векторным пучком в диапазоне мощностей (диаметр ~ 100 мкм), формируя серию анизотропных областей, в которых оптическая ось повторяла пространственное распределение поляризации пучка накачки, т.е. имела зависящее от полярного угла распределение. Анизотропные области зондировали линейно или циркулярно поляризованным гауссовым пучком, регистрируя аберрационную картину в дальней зоне при ортогональных положениях анализатора. Проходящий через зону модификации циркулярно-поляризованный пучок частично трансформировался в вихревой с зарядом q = 4.

Аксиально симметричное распределение поляризации было получено за счет прохождения света через жидкокристаллический конвертер поляризации (q-plate). Ниже показан результат конверсии проходящего света линейной поляризации (рисунок 1, а) и циркулярной поляризации, для которой представлена вихревая компонента (рисунок 1, б) и интерференция вихревой и нетрансформированной компонент (рисунок 1, в).

Записанная анизотропная область может быть стерта при облучении с большей мощностью и повторно перезаписана.

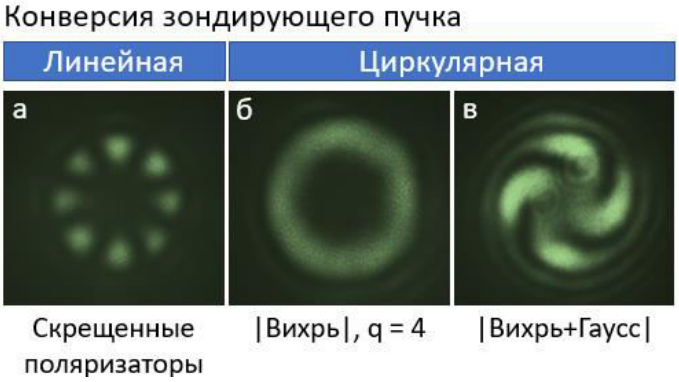


Рис. 1. Демонстрация конверсии излучения.

Продемонстрированная светоиндуцированная запись оптической анизотропии является перспективным способом формирования поляризационных конвертеров излучения для генерации оптических вихрей.

Методика и программное обеспечение для обработки интерференционных картин в двухволновой интерферометрии плазмы

П. К. Батраков, М. А. Медведев, А. В.Огинов

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

В данной работе представлен программный пакет для количественного анализа интерференционных изображений, получаемых при диагностике плазменных объектов методом двухволновой интерферометрии. Исследование процессов, сопровождающих развитие атмосферных разрядов в лабораторных условиях, имеет фундаментальное значение для понимания природы электрических разрядов в атмосфере [1-3]. Для получения точной информации о пространственном распределении плотности плазмы необходимы высокоточные методы, обеспечивающие пространственное и временное разрешение на микросекундных и наносекундных масштабах.

Разработанный программный алгоритм автоматически извлекает координаты характерных точек интерференционных полос с последующей их геометрической группировкой и анализом. Основу метода составляют сочетание предварительной обработки изображений [4-5], обратного преобразования Абеля [6], B-spline аппроксимации [7] и радиальной интерполяции [8], что позволяет получать гладкие и структурированные радиальные профили, а также двумерные карты распределения электронной плотности Ne(x,y) (рис.1).

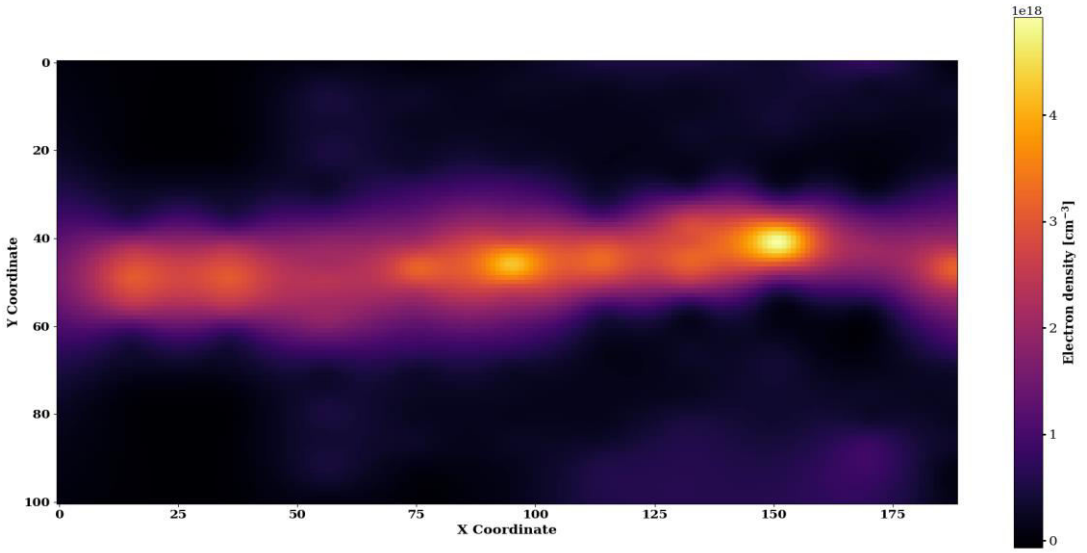


Рис. 1. Двумерная карта электронной плотности Ne, визуализирующая пространственную структуру исследуемого плазменного объекта.

Предложенный подход демонстрирует высокую устойчивость к шуму и позволяет детально анализировать пространственную структуру плазменных объектов, включая стримерные и лидерные каналы газового разряда. Разработанный программный пакет расширяет возможности лабораторных исследований и может быть адаптирован для других задач оптической диагностики плазмы и газодинамических объектов. Полученные результаты обеспечивают более глубокое понимание процессов формирования и развития атмосферных разрядов и служат основой для дальнейшего совершенствования методов высокоточной плазменной диагностики.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств Российского научного фонда (грант № 23-19-00524).

Литература

1. E. Bazelyan, Yu. P. Raizer, Lightning Physics and Lightning Protection, CRC Press, 2000.
2. P. O. Kochkin, A. P. J. van Deursen, U. Ebert, Experimental study on hard x-rays emitted from metre-scale negative discharges in air, J. Phys. D: Appl. Phys. 48 (2015) 025205. doi:10.1088/0022-3727/48/2/025205.
3. J. R. Dwyer, Z. Saleh, H. K. Rassoul, D. Concha, M. Rahman, V. Cooray, J. Jerauld, M. A. Uman, V. A. Rakov, A study of x-ray emission from laboratory sparks in air at atmospheric pressure, JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH 113 (2008) 13. doi:10.1029/2008JD010315

4. N. Otsu, A threshold selection method from gray-level histograms, IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics 9 (1979) 62–66. doi:10.1109/TSMC.1979.4310076.
5. S. L. Bangare, A. Dubal, P. S. Bangare, S. T. Patil, Reviewing otsu's method for image thresholding, International Journal of Applied Engineering Research 10 (9) (2015) 21777–21783. doi:10.37622/IJAER/10.9.2015.21777-21783.
6. V. A. Gribkov, V. Ya. Nikulin, G. V. Sklizkov, Double-beam interferometry method for investigating axisymmetric configurations of dense plasma, Vol. 1, Soviet Journal of Quantum Electronics, Москва, 1972. doi:10.1070/QE1972v001n06ABEH003297.
7. M. Paluszny, H. Prautzsch, W. Boehm, B´ezier and B-Spline Techniques, Universit¨atsverlag Karlsruhe 2005 Print on Demand, 2002. doi:10.1007/978-3-662-04919-8.
8. G. Arora, K. Bala, M. Khademi, A review of radial basis function with applications explored, Journal of the Egyptian Mathematical Society 31 (6) (2023). doi:10.1186/s42787-023-00164-3.

Многоуровневый анализ временно-частотной структуры СВЧ-сигналов искрового разряда

П. К. Батраков[1], И. С. Байдин[1], А. А. Родионов[1], Я. К. Болотов[1,2], Ф. К. Гасратов[1], П. А. Старовойтова[1,3], М. А. Медведев[1], А. В. Огинов[1]

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

[2]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

[3]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

Исследование сверхвысокочастотных (СВЧ) сигналов, сопровождающих искровые разряды, является важным инструментом для изучения физики газоразрядных процессов. Временная эволюция и структура этих сигналов остаются недостаточно изученными и требуют применения высокоточных аналитических методов [1-4]. В данной работе предложен комплексный подход к исследованию СВЧ-сигналов, направленный на выявление устойчивых временно-частотных закономерностей их поведения.

Экспериментальная часть работы основана на анализе четырёх серий СВЧ-сигналов, зарегистрированных в различные временные промежутки. Для обработки данных применялся комплекс взаимодополняющих методов временно-частотного

анализа, основанных на вейвлет-преобразованиях [5-6]. В частности, анализ мгновенной мощности [7] использовался для точного определения временной локализации ключевых событий в СВЧ-сигналах (рис.1). Анализ спектра полной мощности (рис. 2) позволил выявить стабильные частотные зоны, повторяющиеся во всех сериях измерений [8]. Исследование доминирующей частоты было направлено на отслеживание динамики спектральных максимумов во времени [9]. Применение такого комплексного подхода обеспечило всестороннее изучение структуры сигналов.

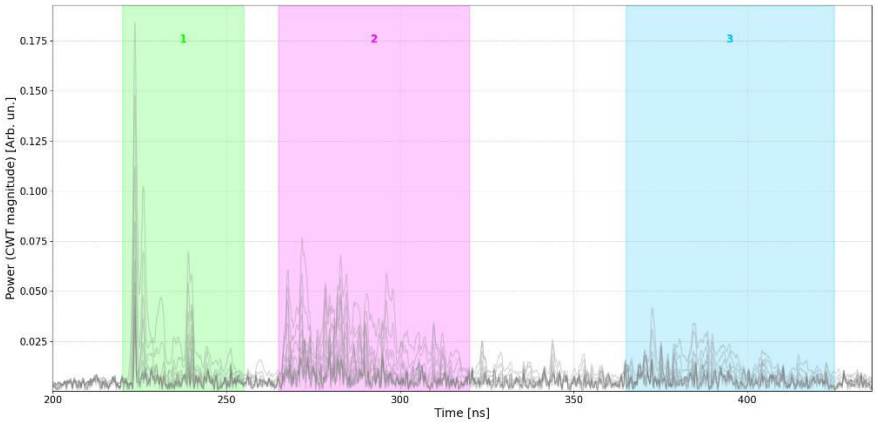


Рис. 1. Мгновенная спектральная мощность. На графике выделены три временных окна, соответствующих локальным максимумам энергии. Каждое временное окно обозначено своим цветом, что позволяет отследить динамику изменения энергии в различные моменты времени.

Независимые оценки, полученные с использованием трёх методов, демонстрируют статистически согласующиеся результаты. Выявленные взаимосвязи между временными и спектральными параметрами свидетельствуют о том, что они отражают одни и те же физические механизмы, определяющие динамику формирования и эволюции СВЧ-излучения. Применение предложенного многоуровневого подхода продемонстрировало его высокую эффективность для диагностики сложных переходных процессов в газовом разряде.

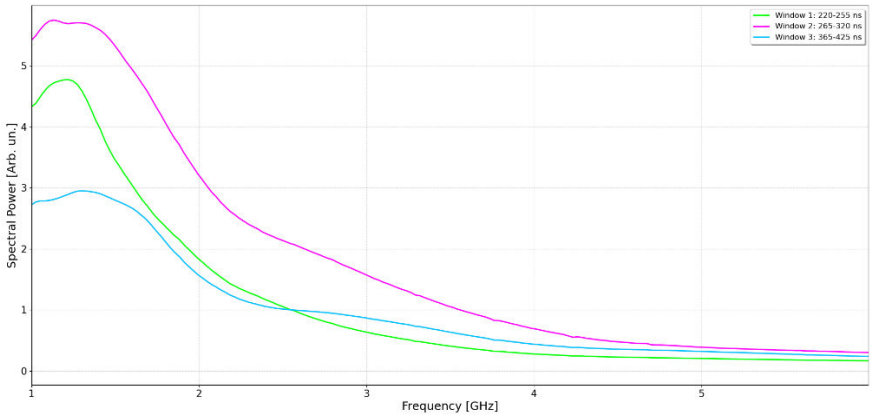


Рис. 2. Спектры полной мощности, рассчитанные для временных окон I, II и III.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств Российского научного фонда (грант № 23-19-00524).

Литература

9. Байдин И. С., Огинов А. В., Паркевич Е. В. Сверхширокополосная антенна для регистрации радиоизлучения в начальной фазе высоковольтного лабораторного атмосферного разряда. *ЖТФ*. 2021. Т. 91, № 12. С. 1910–1915.
10. Байдин И. С., Огинов А. В., Паркевич Е. В., Хирьянова А. И., Шпаков К. В. Высокоэффективный метод калибровки системы локализации точечных источников СВЧ-излучения. Письма в ЖТФ. 2024. Т. 50, № 18. С. 32–35.
11. M. Hayakawa, D. I. Iudin, V. Y. Trakhtengerts, Modeling of thundercloud VHF/UHF radiation on the lightning preliminary breakdown stage, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 70 (13) (2008) 1660–1668. doi:10.1016/j.jastp.2008.06.011
12. Koile J., Liu N., Dwyer J. Radio frequency emissions from streamer collisions in subbreakdown fields. Geophys. Res. Lett. 2021. 48, e2021GL096214. https://doi.org/10.1029/2021GL096214
13. Frick P. G., Sokoloff D. D., Stepanov R. A. Wavelets for the space-time structure analysis of physical fields. Phys. Usp. 2022. 65, 62–89. https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.10.038859
14. Jiang M., Cui B.-Y., Schmid N. A., McLaughlin M. A., Cao Z.-C. Wavelet denoising of radio observations of rotating radio transients (RRATs): Improved timing parameters for eight RRATs. Astrophys. J. 2017. 847(1), 75. https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa88c3

15. Bialasiewicz J. T., Gonz'alez D., Balcells J., Gago J. Wavelet-based approach to evaluation of signal integrity. IEEE Trans. Ind. Electron. 2013. 60(10), 4590–4598. https://doi.org/10.1109/TIE.2012.2217713
16. Singh N. K., Snoussi H., Hewson D., Duchene J. Wavelet transform analysis of the power spectrum of center of pressure signals to detect the critical point interval of postural control. In: Biomedical Engineering Systems and Technologies, 2010, pp. 235–244. https://doi.org/10.1007/978-3-642-11721-3_18
17. Seo S.-H. Instantaneous frequency estimation by interpolating continuous wavelet transform coefficients. *Digit. Signal Process.* 2025. **159**, 104989. https://doi.org/10.1016/j.dsp.2025.104989

Генерация CO_2 лазера с УФ предыонизацией при разных частотах повторения импульсов

Г.С. Богатых[1], А.М. Сможный[1], М.В. Ионин[2],
Ю.М. Климачёв[2], И.О. Киняевский[2], А.В. Корибут[2],
[1]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
[2]Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

CO_2 лазеры активно применяются для решения множества различных прикладных задач, например, получение наноразмерных порошков [1], сварка пленок [2], для оптической накачки терагерцового NH_3 лазера [3], который может работать на почти 100 линиях [4]. В лаборатории Газовых лазеров ФИАН уже была реализована CO_2-лазерная генерация на модуле ЭЛИ-91М от эксимерного лазера с УФ предыонизацией [5]. Были подобраны газовая смесь и давление для стабильной работы лазера. Кроме этого было отмечено, что при давлениях в смеси свыше 1 атм, происходило пропадание разряда предионизации, шнурование ТЕА разряда и пробитие конденсаторов, питающих схему УФ предыонизации [5]. В последующей работе [6] на данной лазерной установке за счет уменьшения расстояния между электродами удалось достичь более стабильной генерации лазера и увеличения его пиковой мощности.

В данной работе была получена генерация CO_2 лазера с УФ предыонизацией на основе лазерной установки ЭЛИ-94, которая также предназначена для работы как эксимерный лазер. На данном модуле уже проводилось исследование лазерной генерации для возможного усиления фемтосекундных ИК-импульсов при запуске от внешнего генератора с частотой импульсов до 10 Гц [7].

В этот раз была произведена реализация другой конфигурации резонатора (см. рис. 1), чем в работах [5, 6]. В новой конфигурации лазерная кювета была закрыта плоскопараллельными пластинами 1 и 2 из BaF_2, а оптический резонатор состоял из глухого сферического зеркала 3 (радиус кривизны R=5 м) и плоскопараллельной пластины 4 из Ge с коэффициентом пропускания 50%, используемой в качестве выходного зеркала. Для юстировки резонатора через активную среду CO_2 лазера 5 пропускалось излучение He-Ne-лазера 6, которое отражалось от плоского зеркала 7, проходило через зеркало с отверстием 8 и направлялось в лазер. Излучение CO_2 лазера, отразившееся от зеркала с отверстием 8, направлялось на сферическое зеркало 9, проходя через плоскопараллельную пластину 10 из BaF_2, и фокусировалось в спектрометр 11 (CO Spectrum Analyzer). Часть излучения (~6%) отражалась от пластины 10 и направлялась на сферическое зеркало 12 (R= 1 м), после проходила через пластинку 13 из BaF_2 и фокусировалась на измеритель мощности и энергии 14 (Ophir-12A). Отраженное от пластины 13 излучение фокусировалось на фотодетектор 15 (PEM-L-3, временное разрешение 0.5 нс).

В качестве активной среды CO_2 лазера использовалась газовая смесь CO_2:N_2:He=2:1:8 при общем давлении 0.55 атм.

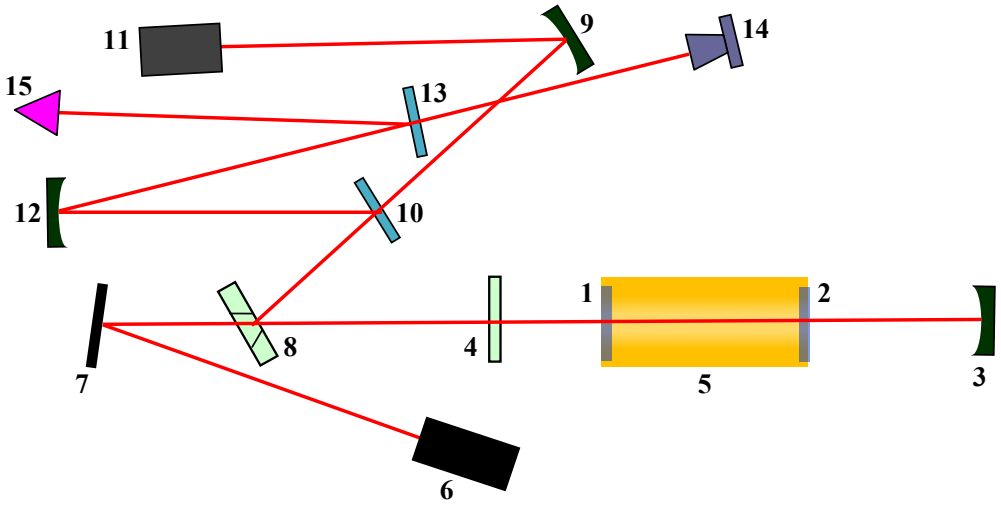


Рис. 1. Оптическая схема для исследования электрооптической модуляции излучения CO_2 лазера. 1, 2, 10, 13 – пластины из BaF_2; 3, 9, 12 – сферические зеркала; 4 – выходное зеркало; 5 – активная среда CO_2 лазера; 6 – HeNe лазер; 7 – плоское зеркало; 8 – зеркало с отверстием; 11 – спектрометр; 14 – измеритель мощности; 15 – фотоприемник.

Сигнал от фотодетектора регистрировался осциллографом Tektronix MDO3054. Установка позволяла получать генерацию в режиме одиночных импульсов и в импульсно-периодическом режиме при помощи внешнего генератора импульсов АКИП-

3425/3.

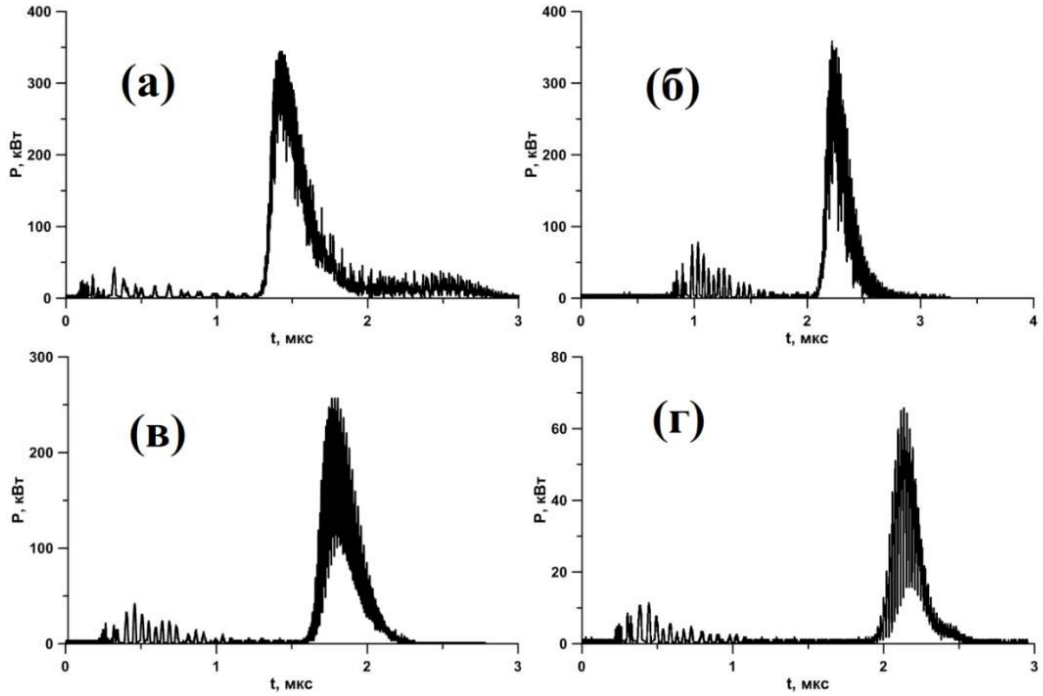


Рис. 2. Форма импульса CO_2 лазера в моноимпульсном (а) и импульсно-периодическом режиме генерации при частоте 3 Гц (б), 5 Гц (в) и 10 Гц (г).

Задержка между импульсом запуска от генератора импульсов и срабатыванием ТЕА разряда составляла ~23.6 мс. При этом разброс времени срабатывания ТЕА разряда составлял 24 мкс при 3 Гц, 20 мкс при 5 Гц и 12 мкс при 10 Гц.

На рис. 2 представлена форма импульса генерации при различных режимах работы лазера. Задержка между началом ТЕА разряда (момент начала электромагнитной наводки на рис. 2) и началом генерации излучения не превышала 2 мкс. Длительность импульсов генерации по полувысоте лежала в диапазоне от 300 до 400 нс.

Наибольшая пиковая мощность генерации была достигнута на частоте следования импульсов 3 Гц и составила 350 кВт (см. рис. 3). Максимальная энергия излучения была получена в моноимпульсном режиме генерации и составила 85 мДж. При увеличении частоты генерации наблюдается линейный спад значений энергии импульса излучения (см. рис. 3). На рисунках 4-5 представлены фотографии ТЕА разряда с УФ предыонизацией в различные моменты времени. На рисунке 4 запечатлен момент, во время которого наблюдается наиболее равномерное распределение тока по объему разряда. На рисунке 5 зафиксирован момент начала развития пробоя, а на рисунке 6 момент шунтирования электрического разряда.

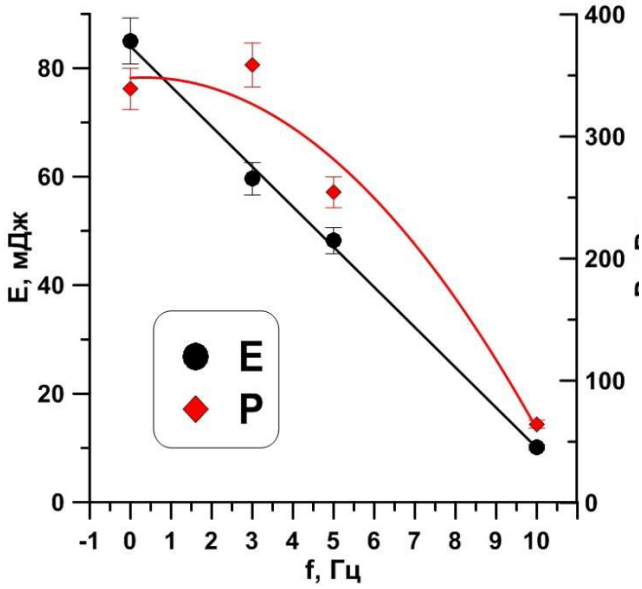


Рис. 3. Зависимость энергии и пиковой мощности импульса CO_2 лазера от частоты генерации излучения.

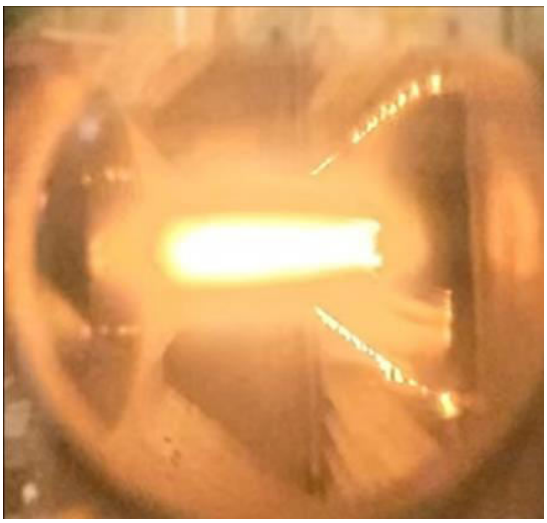


Рис. 4. Фотография разряда TEA CO_2 лазера с УФ предыонизацией.

Рис. 5. Фото разряда.

Рис. 6. Послеразрядный пробой.

В результате эксперимента был измерен спектр генерации и определены линии генерации CO_2 лазера (табл. 1). Основной линией генерации CO_2 лазера являлась линия 10P(20), которая соответствует длине волны 10.59 мкм (выделено в таблице жирным шрифтом). На этой линии наблюдалась основная (до 90%) мощность генерации лазера. При этом наблюдалась генерация и на 2-3 других линиях, как из 10-ти микронной, так и 9-ти микронной полос. Анализ временной формы импульсов позволяет сделать вывод, что данные дополнительные линии могут работать как во время самого импульса генерации, сильно искажая его форму (рисунок 7а), так и отдельно по времени от основного импульса (рисунок 7б). Линия генерации CO_2 лазера 10P(20) наблюдалась во всех исследованных вариантах режима генерации.

Табл. 1. Спектр CO_2 лазера при различных частотах генерации излучения

Частоты генерации излучения, Гц	Линии генерации CO_2 лазера	Длины волн линий генерации CO_2 лазера, мкм (Точность ±0,01 мкм)
0	9P(20), 10P(18), **10P(20)**, 10P(22), 10P(24)	9.56, 10.58, **10.59**, 10.62, 10.63
3	9P(20), 9P(22), **10P(20)**, 10P(24)	9.56, 9.57, **10.59**, 10.63
5	9R(12), 9P(18), **10P(20)**, 10P(22)	9.32, 9.54, **10.59**, 10.62
10	9P(22), **10P(20)**, 10P(22)	9.57, **10.59**, 10.62

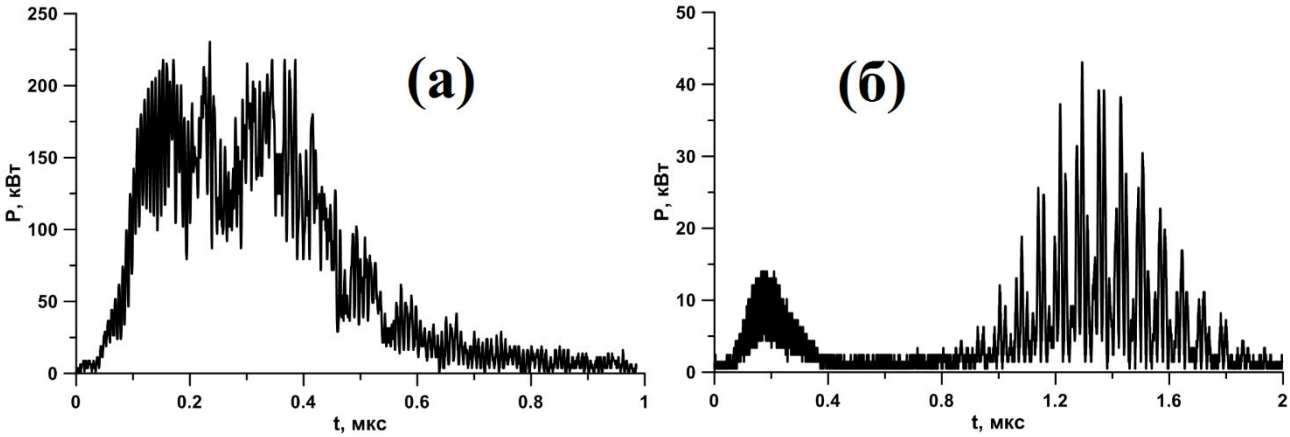


Рис.7. Форма импульса CO_2 лазера на двух линиях генерации в моноимпульсном (а) и импульсно-периодическом режиме генерации при частоте 10 Гц (б).

Полученные короткие (до 0.5 мкс) мощные (до 350 кВт) импульсы генерации излучения ТЕА CO_2 лазера с УФ предыонизацией позволят осуществить нам оптическую накачку терагерцового NH_3 лазера и исследовать каскадный механизм его генерации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 25-22-00495)

Литература

1. Осипов В. В. и др. Применение мощного импульсно-периодического CO_2-лазера с высоким КПД для получение наноразмерных порошков //Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 1999. – Т. 63. – №. 10. – С. 1968-1971.
2. Егунов А. И., Гвоздев Д. И., Горохов А. А. Применение лазеров в современной промышленности // Современные инструментальные системы, информационные технологии и инновации. – 2011. – С. 69-75.

3. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Кормашова Д.И., и др. «Генерация терагерцового излучения молекулами NH_3 при оптической накачке CO_2 лазером» в кн. Коллективная монография «Терагерцовая фотоника», ISBN 978-5-907645-40-0, М. Российская академия наук, 2023, сс. 6-29.
4. Marchetti S., Simili R. New FIR emissions in ammonia by pumping with a line narrowed high pressure CO_2 laser // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1999. – Т. 20. – №. 12. – С. 2083-2090.
5. Киняевский И. О., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю. и др. CO_2-лазер атмосферного давления на основе установки для эксимерного лазера // XII Международная конференция по фотонике и информационной оптике. – 2023. – С. 96-97.
6. Балашов А.В., Ионин А.А., Киняевский И.О. и др. ТЕА CO_2 лазер с УФ предыонизацией // X Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2024»: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ. 2024. С. 35.
7. Ионин М.В., Киняевский И.О., Корибут А. В. и др. Экспериментальный макет гибридной (суб) пикосекундной лазерной системы с длиной волны ~10 мкм // XI Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2025»: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ. 2025. С. 39.

Угловое распределение рентгеновского излучения искрового разряда

Я. К. Болотов [1,2], А. В. Огинов [1], А. А. Родионов [1],

[1]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН,

[2]Московский физико-технический институт (НИУ)

Лабораторные исследования физики искрового атмосферного мегавольтного разряда и механизмов генерации в нем рентгеновского излучения продолжаются в настоящее время как в Отделе физики высоких плотностей энергии Отделения ядерной физики и астрофизики ФИАН на установке «Электронный релятивистский генератор» (ЭРГ) [1-7], так и ведущих мировых лабораториях [8,9]. Так, механизмы генерации рентгеновского излучения в прикатодной зоне разряда, обнаруженного недавно в работах [1,2], до сих пор неизвестны и представляют значительный интерес. Изучение этих механизмов является целью настоящей работы.

В работе впервые выполнено измерение зависимости интенсивности рентгеновского излучения из прикатодной области разряда от угла. Сцинтилляционные

детекторы размещались примерно под углом от 35˚ до 117 к оси разряда (если считать от анода к катоду). Они располагались внутри свинцовых труб толщиной 1 см, которые выступали в качестве коллиматоров, выделяющих определенные области разряда и препятствующих регистрации рентгеновского излучения из других областей. Диаметр области в разряде, из которой детекторы, расположенные в трубах, регистрировали рентгеновское излучение, равен 10 см. Перед сцинтилляционными детекторами были установлены свинцовые фильтры-ослабители толщиной 1 мм для отсечения слабоэнергетичной части спектра. Использовалась конфигурация электродов “обратно-конический катод с остриём -сетчатый анод”. Длина разрядного промежукта – 54 см. Напряжение разряда – порядка 1 МВ, время нарастания фронта ~ 220 нс. В работе обсуждаются результаты, полученные на этой экспериментальной установке.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 19-79-30086.

Литература

1. Родионов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов Я.К., Медведев М.А., Паркевич Е.В., Мозговой А.Г., Огинов А.В. Исследование областей генерации жестких ионизирующих излучений в атмосферном разряде //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 116. – №. 4. – С. 225-232. DOI: 10.31857/S1234567822160066.
2. Родионов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов Я.К., Медведев М.А., Паркевич Е.В., Мозговой А.Г., Огинов А.В. Временные параметры ионизирующего излучения анодной и катодной локализации в мегавольтном атмосферном разряде //Краткие сообщения по физике Физического института им. ПН Лебедева Российской Академии Наук. – 2022. – Т. 49. – №. 7. – С. 38-49. DOI: 10.3103/S1068335622070077.
3. A.V. Agafonov, V. A. Bogachenkov, A. P. Chubenko, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, A. S. Rusetskiy, V. A. Ryabov, A. L. Shepetov, K. V. Shpakov Observation of hard radiations in a laboratory atmospheric high-voltage discharge, J. Phys. D: Appl. Phys. 50 (2017) 165202 (9pp).
4. A.V. Agafonov, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, V. A. Ryabov and K. V. Shpakov. Anisotropy in hard bremsstrahlung from a high-voltage laboratory simulation of an atmospheric discharge //Plasma Sources Science and Technology. – 2019. – Т. 28. – №. 9. – С. 095014.
5. Parkevich E.V., Shpakov K.V., Baidin I.S., Rodionov A.A., Khirianova A.I., Khirianov T.F. & Oginov A.V. Streamer formation processes trigger intense x-ray and high-

frequency radio emissions in a high-voltage discharge //Physical Review E. – 2022. – Т. 105. – №. 5. – С. L053201.

6. Parkevich E.V., Khirianova A.I., Khirianov T.F., Baidin I.S., Shpakov K.V., Rodionov A.A. & Oginov A.V. Electromagnetic emissions in the MHz and GHz frequency ranges driven by the streamer formation processes //Physical Review E. – 2022. – Т. 106. – №. 4. – С. 045210.
7. Rodionov A.A., Oginov A.V., Shpakov K.V. Photomultiplier-Based Scintillation Radiation Detectors of Increased Sensitivity and Time Resolution for Measurements under Conditions of High Electromagnetic Interference //Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2018. – Т. 82. – №. 4. – С. 404-408.
8. Dwyer J. R. Energetic particles produced by thunderstorm electric fields //Journal of Geophysical Research: Atmospheres. – 2025. – Т. 130. – №. 2. – С. e2024JD042193.
9. Kochkin P., Köhn C., Ebert U. & Van Deursen L. Analyzing x-ray emissions from meter-scale negative discharges in ambient air //Plasma Sources Science and Technology. – 2016. – Т. 25. – №. 4. – С. 044002.

Аберрационное самовоздействие цилиндрического векторного пучка в прозрачном НЖК

А.И. Баранов, И.А. Будаговский, А.С. Золотько, А.А. Кузнецов, М.П. Смаев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Нематические жидкие кристаллы (НЖК) представляют собой уникальные нелинейно-оптические среды, в которых световое поле способно индуцировать пространственно-неоднородную переориентацию молекул – ориентационную деформацию поля директора. Эта деформация сопровождается локальным изменением показателя преломления и формированием фазовых структур, зависящих от распределения интенсивности и поляризации падающего излучения. Контролируемая деформация директора НЖК является универсальным способом управления волновым фронтом световых пучков.

В работе экспериментально исследовано нелинейное взаимодействие структурированных световых полей — векторных пучков с радиальной, тангенциальной или промежуточной между ними поляризацией ($\lambda = 532$ нм) — с нематическим жидким кристаллом ЖКМ-1277, в ячейках толщиной 100 мкм гомеотропной и планарной ориентации. Используя методы аберрационного самовоздействия света и

поляризационной оптической микроскопии установлено, что при наклонном прохождении цилиндрического пучка и в гомеотропном, и в планарном образцах обыкновенная волна проходит жидкокристаллический слой без изменения своей расходимости, а необыкновенная волна индуцирует две симметричные относительно оптической оси области деформации, аналогичные формирующимся при воздействии моды TEM_{01} [1]. В результате на экране формируется кольцевая аберрационная картина, промодулированная интерференционными полосами Юнга (рис. 1a,b). Шаг полос, расходимость и вид аберрационной картины позволяют определить профиль создаваемой деформации, а их ориентация определяется углом наклона поляризации относительно полярной координаты.

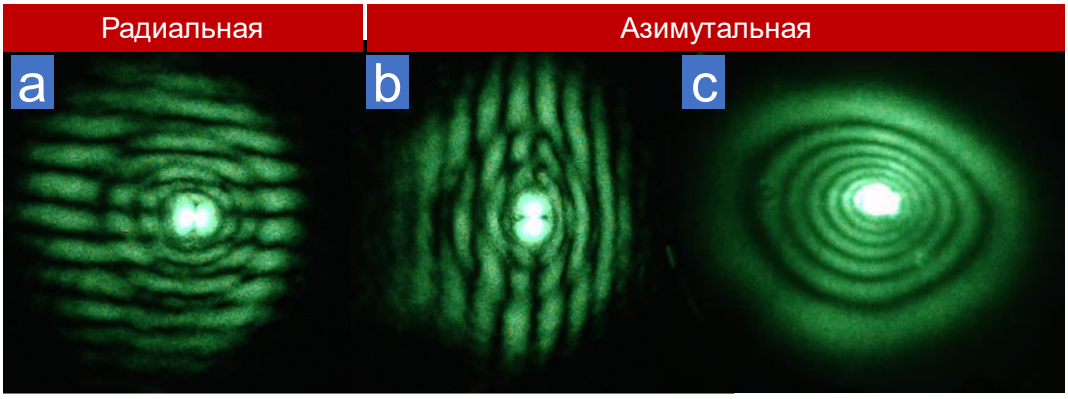


Рис. 1. Аберрационные картины при воздействии векторного пучка с (a) радиальной или (b,c) азимутальной поляризацией. Диаметр пучка $2w_0$ = (b) 100, (c) 30 мкм.

При нормальном падении на гомеотропно ориентированный слой выше пороговой мощности светоиндуцированного перехода Фредерикса (порог составлял около 180 мВт при диаметре пучка $2w_0 \approx 100$ мкм) векторные пучки также, как правило, индуцируют деформацию в виде двух областей, но их ориентация случайна и определяется, по-видимому, локальными дефектами. При уменьшении диаметра пучка ($2w_0 \approx 30$ мкм) усиливается нелокальность отклика, что сопровождается переходом к картине с повышенной расходимостью и большим числом колец, что свидетельствует о формировании колокообразной деформации поля директора НЖК (рис. 1c).

Литература

1. Будаговский И.А., Золотько А.С., Кузнецов А.А. и др. Аберрационная картина при самовоздействии TEM_{01} моды светового излучения в нематических жидких, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **5**, 36-45 (2020).

Экспериментальное исследование температуры плавления графита в диапазоне давлений 200-700 атмосфер

А.С. Булава, М.А.Шейндлин, Т.В. Бгашева

Объединенный институт высоких температур РАН

В последние двадцать лет графит обратил на себя пристальное внимание самых разных отраслей. Его уникальные анизатропные физические свойства позволяют использовать его в качестве теплоизолятора в ядерной энергетике и материала электродов в батареях [1]. Тем не менее, поведение углерода при воздействии высоких температур, и, в частности, условия его плавления, остается малоисследованным вопросом. Обусловленно это многочисленными сложностями, сопровождающие плавления графита. Так, во-первых, очевидной проблемой при исследовании жидкой фазы углерода является необходимое давление: известно, что тройная точка углерода наблюдается при давлении порядка 100 атмосфер. Во-вторых, температура тройной точки на несколько сотен градусов превышает 4000К [2], что накладывает ограничения на выбор методов диагностики температуры.

Важно отметить, что температура плавления графита остаётся наиболее противоречивым вопросом начиная с самых первых экспериментов. В различных источниках температура могла варьироваться от 4000 до 5000К [2]. Такой большой разброс можно объяснить несовершенством экспериментального оборудования и фундаментальной невозможностью проведения достаточно качественных экспериментов по получению жидкой фазы углерода. Так, измерение столь высоких температур возможно только с помощью методов пирометрии, однако автоматические высокосоротсные пирометры появились не ранее 1980-х гг. Помимо этого, интенсивное испарение создавало плотный слой горячего конденсата в области над исследуемым образцом. Этот слой мог вносить сильные искажения в показания приборов, что могло приводить к противоречивым результатам. Тем не менее, даже после появления высокоскоростных пирометров и учета возможных эффектов горячего углеродного конденсата исследование линии плавления углерода оставалось неполным [3].

В данной работе описаны эксперименты по плавлению графита в атмосфере гелия при давлении от 200 до 700 атмосфер. Эксперименты проводились при помощи комбинации методов лазерного нагрева и многоканальной пирометрии. Нагрев проводился милисекундными лазерными импульсами, что позволяло достигать температуры плавления до формирования оптически плотного облака углеродного конденсата. В работе детально описана методика проведения экспериментов, а также

приведены результаты измерений.

Целью работы являлось определение температуры плавления графита при давлении как можно более близком к тройной точке, а также определение излучательной способностей жидкого углерода.

В результате исследования была предложена новая методика определения точки плавления на термограмме при исследовании графита. При помощи метода многоканальной пирометрии была определена излучательная способность поверхности пирографита, что позволило значительно увеличить точность измерения температуры. Было обнаружено и описано резкое и значительное падение излучательной способности при переходе углерода в жидкую фазу.

По результатам экспериментов была построена фазовая диаграмма, продемонстрировавшая плавный рост температуры плавления графита от давления, а также была описана особенность фазовой диаграммы при приближении к тройной точке.

Литература

10. Zhou, Y. et al. A printed, recyclable, ultra-strong, and ultra-tough graphite structural material. *Mater. Today* **30**, 17–25 (2019).
11. Savvatimskiy, A. Measurements of the Melting Point of Graphite and the Properties of Liquid Carbon (A Review for 1963–2003). Carbon, 43, 1115–1142. (2005)
12. Musella, M., Ronchi, C., Brykin, M., & Sheindlin, M. The molten state of graphite: An experimental study. Journal of Applied Physics, 84(5), 2530–2537. (1998)

Направленное замораживание суспензии наночастиц как способ повышения чувствительности Лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии

В.В. Воронова, М.А. Шевченко

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Одним из наиболее перспективных методов определения качественного и количественного элементного состава образцов является лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС), благодаря возможности локального и дистанционного определения, простоте пробоподготовки и возможности измерений в режиме реального времени [1-3]. Предложен и экспериментально исследован метод направленной заморозки суспензий как способ повышения чувствительности Лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии (ЛИЭС). В рамках данной работы реализованы 2 конфигурации заморозки – однонаправленная и концентрическая, для которых измерены

концентрационные зависимости интенсивностей линий цинка и проведен их сравнительный анализ. В случае однонаправленной заморозки максимальное усиление сигнала по сравнению с жидким образцом составило 15-20 раз. Увеличение чувствительности при концентрической заморозке по сравнению с однонаправленной составило 8 раз. Кроме того, получена калибровочная прямая для определения концентрации частиц оксида цинка в суспензии при однонаправленной заморозке.

Определен оптимальный диапазон pH, при котором наблюдается максимальная эффективность для однонаправленного замораживания при исследовании ЛИЭС, оно составил от 6 до 10. Методом обратного когерентного рассеяния определены длина свободного пробега фотона и объемная доля частиц в плотноупакованном замороженном слое оксида цинка света, составившие 66 мкм и 0,35 соответственно.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №19-79-30086.

Литература

1. D. A. Cremers and L. J. Radziemski, *Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, USA, 2013.

2. Tognoni, E., Palleschi, V., Corsi, M., Cristoforetti, G., Omenetto, N., Gornushkin, I., ... & Winefordner, J. D. From sample to signal in laser-induced breakdown spectroscopy: a complex route to quantitative analysis. *Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) fundamentals and applications*, 122-170 (2006); DOI: 10.1017/CBO9780511541261.004

3. Cui, M., Xiong, S., Yang, N., Wang, Y., Wang, Z., Luo, M., ... & Deguchi, Y. Applications of laser-induced breakdown spectroscopy in industrial measurement and monitoring: Multi-technology combination. *Applied Spectroscopy Reviews*, ***60***(3), 243-291 (2025). https://doi.org/10.1080/05704928.2024.2398196

Обработка интерферограмм плазменных микроструктур с использованием итеративных методов

С. Ю. Гаврилов, Е. В. Паркевич, А. И. Хирьянова, Т. Ф. Хирьянов

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Интерферометрия является классическим неинвазимным диагностическим методом получения точной информации об электронной плотности плазмы газового разряда и ее визуализации [1]. Однако текущие традиционные способы обработки интерферограмм часто оказываются достаточно сложными в применении и

вычислительно затратными [2], что делает перспективной разработку быстрых, автоматизированных методов восстановления фазы [3].

В работе представлены некоторые реализации итеративных алгоритмов восстановления фазовых картин плазменных микрообъектов по одной интерферограмме сдвигового интерферометра. Восстановление фазовой картины по единственной интерферограмме является неопределенным без дополнительных допущений, поэтому при решении данной задачи мы предполагаем гладкость изменения фазовой картины. Стоит отметить, что для подавления шумов была использована анизотропная диффузия, как в работе [4]. Использованные алгоритмы основаны на параметризации фазовой поправки через базисные функции (B-сплайны [5], полиномы Цернике [6]), что обеспечивает гладкость получаемых решений. Для уточнения фазовой картины используется итерационная оптимизация параметров с целью минимизации ошибки между наблюдаемой из эксперимента интерференционной картиной и получаемой при помощи рассчитанной фазы [7]. Минимизация невязки происходит при помощи градиентных методов [8].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 24-79-10167).

Литература

1. A. M. Kozhevnikova et al, Appl. Opt. 62, 7881-7889 (2023)
2. A. He et al, Appl Opt. 56(25), 7217-7224 (2017)
3. F. Liu et al, Sci Rep 13, 9917 (2023)
4. Khirianov T. F. et al, IEEE Access, vol. 13, pp. 131757-131771 (2025)
5. X Liu, Y. Gao, KEM, 238–239, 169–74 (2003)
6. K. Yan et al, Opt Express. Dec 19, 30(26), 47168-47178 (2022)
7. M. Servin et al, Appl. Opt. 36, 4540-4548 (1997)
8. A. Wong et al, J. Opt. Soc. Am. B 38, 2465-2478 (2021)

Моделирование распространения стримеров в малой области с фотоионизацией по Монте-Карло

Ф. К. Гасратов, И. С. Байдин, А. В. Огинов
Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Стримерные разряды представляют собой начальную фазу электрического пробоя газового промежутка, возникающую под действием высокого напряжения [1]. Данный процесс играет ключевую роль в развитии искрового разряда, в том числе в формировании лидерных каналов молнии. Стримеры находят применение в плазменных

технологиях и высоковольтной технике, где их свойства используются для управления разрядными процессами. Механизм ветвления стримеров существенно влияет на динамику стримерной короны и на характеристики излучений, наблюдаемых на начальной стадии разряда [2]. Особую роль в ветвлении стримерных каналов играют механизмы фотоионизации.

Мы используем открытый код для двумерного и трехмерного моделирования электрических разрядов в газах — Afivo-streamer (Adaptive Finite Volume Octree) [3]. Рассматривается модель плазменной жидкости, в рамках которой решается уравнение баланса числа электронов в диффузионно-дрейфовом приближении. Изменение плотности электронов во времени зависит от напряженности электрического поля, коэффициентов диффузии и подвижности электронов, источника фотоионизации и источника свободных электронов [4]. Электрическое поле рассчитывается в электростатическом приближении.

Моделирование выполняется в цилиндрической области 30x30x50 $мм^3$, заполненной воздухом (80% N_2, 20% O_2) под давлением в диапазоне от 500 до 1000 мбар. В эту область помещается электрически нейтральные затравки с плотностью ионизации порядка 10^{19} $м^{-3}$ (что сопоставимо с плотностью стримерного канала) и расположенные параллельно оси Z. Во внешнем электрическом поле затравки быстро поляризуются, обеспечивая начальные электроны для создания стримера. Напряженность внешнего поля задается в диапазоне от 6 до 15 кВ/см.

Мы рассматриваем фотоионизацию с подходом Монте-Карло: фотоны моделируются со стохастическим дискретным распределением [5]. Данный подход учитывает квантование фотонов и, следовательно, воспроизводит стохастические флуктуации электронной плотности перед стримером. Учет этих флуктуаций позволяет воспроизвести ветвление стримеров, которое наблюдается экспериментально. В результате моделирования стримеров с различными параметрами наблюдается неоднородные распределения электрического поля и электронной плотности. Эти особенности указывают на сложный характер развития стримеров, влияющий на генерацию излучений.

Исследование динамики развития стримеров проводилось как для одной затравки, так и для двух пространственно-разнесённых затравок, расположенных параллельно с вертикальным смещением. Распределения электронной плотности показывают, что увеличение давления и внешнего поля приводит к быстрому и сложному ветвлению, росту электронной плотности в стримерных каналах и слиянию смежных структур. Для случая с двумя затравками построены поперечные сечения в области слияния каналов.

Это позволило установить, что максимумы электронной плотности соответствуют минимумам электрического поля. Результаты моделирования согласуются с экспериментальными данными, полученными для протяженного высоковольтного атмосферного разряда.

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

Литература

1. Y. P. Raizer. Gas discharge physics. Springer-Verlag Berlin, 1991.
2. E.V. Parkevich, K.V. Shpakov, I.S. Baidin, A.A. Rodionov, A.I. Khirianova, T.F. Khirianov, Ya.K. Bolotov, M.A. Medvedev, V.A. Ryabov, Yu.K. Kurilenkov, and A.V. Oginov // Physical Review E. 2022. V.105. №.5. L053201. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.105.L053201.
3. J. Teunissen, U. Ebert // Journal of Physics D: Applied Physics. 2017. V.50. №47. 474001. http://dx.doi.org/10.1088/1361-6463/aa8faf.
4. A. Luque, U. Ebert // Journal of Computational Physics. 2012. V.231. №3. P.904–918. http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2011.04.019.
5. Bagheri, B., & Teunissen, J. // Plasma Sources Science and Technology. 2019. V.28. №.4. P.045013. https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab1331.

Получение функции распределения электронов по энергиям различными методами

А. В. Бернацкий[1,**], И. Драганов[1,2,*], В. В. Лагунов[1]

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

[2] Московский физико-технический институт

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

Традиционно, для определения параметров заряженных частиц в плазме используется метод зонда Ленгмюра [1-2]. Одним из важнейших аспектов, который определяет параметры электронов, является их функция распределения по энергиям (ФРЭЭ). Задача о ее нахождении решена [3], и заключается в определении второй производной вольтамперной характеристики (ВАХ) зонда. На практике, нахождение второй производной оказывается крайне сложной задачей, ввиду того что экспериментальная ВАХ зашумлена. Даже небольшие шумы могут приводить к существенным ошибкам при получении ФРЭЭ, вследствие чего экспериментальную

ВАХ необходимо сглаживать. Вторую производную ВАХ можно искать несколькими способами: аналоговое дифференцирование, численное дифференцирование, модуляционный метод. Остановимся на методах, которые можно реализовать в цифровой среде.

При численном дифференцировании (ND) необходимо применять различные сглаживающие фильтры, у которых есть параметры сглаживания. Выбор этих параметров неочевиден и может существенно искажать вид второй производной. В данной работе мы используем фильтр Blackman (BM) для предварительного сглаживания зашумленной ВАХ перед процедурой дифференцирования. В недавней работе [4] было показано, что использование различных фильтров: BM и Савицкий-Голей (SG), работающих отлично друг от друга, дает одинаковый результат при определении ФРЭЭ, если пользоваться предложенным в этой же работе алгоритмом “splicing”, предполагающим получение разных участков ФРЭЭ путем обработки ВАХ фильтрами с различными параметрами. Алгоритм “splicing” решает многолетнюю проблему выбора параметра сглаживающего фильтра, по крайней мере для разрядов пониженного давления в гелии в слабом поле.

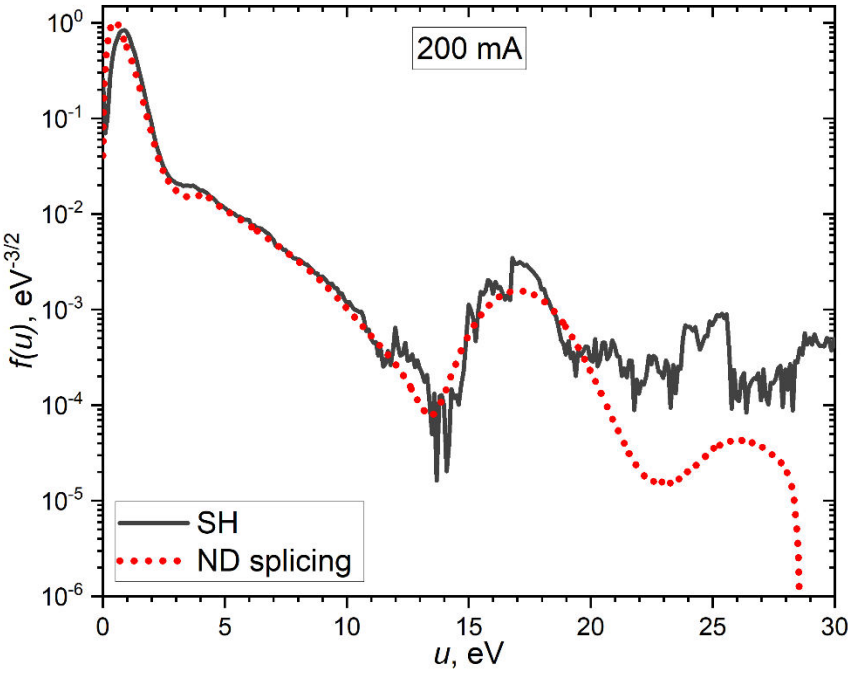


Рис. 1. Пример ФРЭЭ, полученных методами ND splicing и SH.

В модуляционном методе (SH) используются свойства периодической функции. К напряжению, подаваемому на зонд, в каждой точке i дискретного значении периодического сигнала $U(t)$ добавляется синусоидальная составляющая с амплитудой

A и частотой *ν* [5, 6]. Значение второй производной в каждой точке определяется по значению амплитуды второй гармоники в сигнале тока зонда.

В данной работе сравниваются два независимых метода для получения функции распределения. ФРЭЭ получены вблизи среза полого катода, на расстоянии 1 мм от среза вдоль центральной оси. ФРЭЭ получены для разряда в гелии при давлении 2 мбар в диапазоне изменяемых токов разряда (80-300) мА. Зонд Ленгмюра состоит из вольфрамовой проволоки диаметром 60 мкм, вставленной в кварцевый изолятор диаметром 230 мкм, и удовлетворяет критерию Ленгмюра для данных условий. Пример измерений ФРЭЭ различными методами при токе разряда 200 mA показан на рисунке 1.

Литература

1. H.M. Mott-Smith, I. Langmuir, The theory of collectors in gaseous discharges, Physical Review, 28 (1926) 727-763, https://doi.org/10.1103/physrev.28.727
2. H.M. Mott-Smith, Studies of electric discharges in gases at low pressures, H.M. Mott-Smith as co-author General Electric Review No. XXVII July-December (1924). Electrical Discharge With Contributions in Memoriam Including a Complete Bibliography of His Works 1961, Pages 23-98 https://doi.org/10.1016/B978-1-4831-9909-2.50012-6
3. M.J. Druyvesteyn, Der Niedervoltbogen, Zeitschrift für Physik, 64 (1930) 781-798, https://doi.org/10.1007/BF01773007
4. A.V. Bernatskiy, I.I. Draganov, N.A. Dyatko, I.V. Kochetov, V.V. Lagunov, V.N. Ochkin, On the choice of filters and their parameters in the determination of EEDF in gas discharge plasma from the current-voltage characteristic of the Langmuir probe, Vacuum, 235 (2025) 114162, https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2025.114162
5. L.F. Xu, J. Zhao, Y. Jian, H.J. Kang, Measurement of plasma electron energy distribution functions by Langmuir probe using a modified AC modulation method, Measurement Science and Technology, 36 (2025) 015902, https://www.doi.org/10.1088/1361-6501/ad8a7e
6. R.H. Sloane, E.I.R. MacGregor, XV. An alternating current method for collector analysis of discharge-tubes, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 18, (1934) 193-207, https://doi.org/10.1080/14786443409462488

Оптические свойства ионов Fe и V в широкозонных материалах кубической сингонии

Д.А. Зазымкина

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Полупроводники группы II-VI с кубической структурой, легированные ионами железа в Fe^{2+}, находят широкое применение при создании перестраиваемых [1] и импульсных [2] лазеров среднего ИК диапазона. Дальнейшее развитие лазерных технологий приводит к совершенствованию имеющихся лазерных систем [3-4] и разработку новых методов лазерной генерации [5]. Помимо этого, развиваются новые применения, связанные с биологией, биохимией и медициной. Излучение ИК диапазона может проникать в биологические ткани с минимальными помехами из-за меньшего поглощения и рассеяния тканями, такими как кожа и кровь, в этом диапазоне длин волн [6]. Кроме того, поскольку вода поглощает видимый спектр, материалы, излучающие в ближней ИК-области, обладают улучшенными возможностями биовизуализации [7]. В совокупности эти свойства и другие свойства [8] обеспечивают широкий спектр потенциальных применений, включая биологические изображения, терапию, коммуникации и технологии отображения.

Данные задачи предполагают более детальное понимание механизмов формирования электронного спектра ионов переходных элементов в кристаллических решетках II-VI. Анализ экспериментальных данных в совокупности с современными ab-initio расчетами позволяют установить не только структуру и электронный спектр люминесцентных центров, но и изучить возможные сценарии их образования [9]. Тем не менее, к настоящему моменту возможности данного похода часто оказываются весьма ограниченными из-за необходимости корректного учета многоэлектронных эффектов. В этом контексте большое внимание уделяется обсуждению многоэлектронных поправок в рамках теории кристаллического поля, в частности, обсуждается роль, так называемого нефелоксетического эффекта [10-11], который можно трактовать как эффективное уменьшение отталкивания между электронами. Иначе говоря, при наличии окружения, возникает поправка, обусловленная многоэлектронными эффектами, физический смысл которой можно качественно описать как делокализацию одноэлектронных орбиталей и взаимодействие электронов центра с окружением.

Несмотря на активное изучение нефелоксетического эффекта для целого ряда химических соединений [11-12], его роль остается малоизученной для ионов переходных элементов в кристаллических матрицах. Экспериментальные исследования в этой

области осложняются тем, что оказывается необходимой спектроскопическая информация о нескольких (по крайней мере двух) переходах с участием разных электронных оболочек. Данная особенность определяется тем, что для фиксации нефелоксетического эффекта в рамках теории кристаллического поля необходимо определить как саму величину кристаллического поля, так и точные значения параметров Рака.

Данная работа посвящена исследованию нефелоксетического эффекта для ионов Fe^{2+}, V^{2+} и V^{3+} в кристаллах кубической сингонии. Выбор ионов Fe^{2+}, V^{2+} и V^{3+} определяется количеством электронов, что является интересным с точки зрения поведения систем с малым и с большим количеством электронов в кубическом кристаллическом поле. Выбраны матрицы ZnSe, ZnTe, CdTe, что позволяет рассмотреть не только расщепление энергетических уровней в одной матрице, но и сравнить спектры для одного и того же иона в разных матрицах с различными значениями кристаллического поля. Это позволяет более детально и качественно описать изучаемые системы с целью дальнейшего теоретического и практического применения. Также описывается TiO_2:V, отличающийся по симметрии, но крайне первспетивный для применения в биологии и медицине.

В данной работе на основе измерений низкотемпературной фотолюминесценции впервые идентифицирован переход $^3T_1(^3H) \rightarrow {}^5E(^5D)$ для системы CdTe:Fe. Детально описан аналогичный для ZnSe:Fe, включая его тонкую структуру, рассчитан спектр TiO_2:V и на основе доступных литературных экспериментальных данных созданы полуэмпирические модели для ZnSe:V, CdTe:V, ZnTe:V и ZnTe:Fe. Полученные данные позволили экспериментально определить значение параметра β_1 для данных систем и экспериментально продемонстрировать разную роль многоэлектронных поправок, определяющих нефелоксетический эффект для внутренних оболочек ионов Fe и V.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №19-79-30086.

Литература

1. A. E. Dormidonov, K. N. Firsov, E. M. Gavrishchuk, et al., Appl. Phys. B , 122 (2016)
2. Y. Wang, T. T. Fernandez, N. Coluccelli, et al., Opt. Express, 25, 25193 (2017).
3. Mirov, S., Fedorov, V., Moskalev, I., Mirov, M., & Martyshkin, D. (2013). Journal of Luminescence, 133, 268–275.
4. J. Cook, M. Chazot, A. Kostogiannes, et al., Opt. Mater. Express, 12, 1555 (2022).
5. Y. Luo, M. Yin, L. Chen, et al., Opt. Mater. Express 2021, 11, 2744.

6. A.M. Smith, C. Michael, S. Nie Bioimaging: second window for in vivo imaging Nat. Nanotechnol., 4 (2009), pp. 710-711
7. G. Hong, A.L. Antaris, H. Dai. Nat. Biomed. Eng., 1 (2017), p. 0010
8. A. Zampetti, A. Minotto, F. Cacialli Near-infrared (NIR) organic light-emitting diodes (OLEDs): challenges and opportunities Adv. Funct. Mater., 29 (2019), p. 1807623
9. Mirov, S. B., Moskalev, I. S., Vasilyev, S., Smolski, V., Fedorov, V. V., Martyshkin, D., Gapontsev, V. (2018). IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 24(5), 1–29.
10. Li, K., Lian, H., Van Deun, R., & Brik, M. G. (2019). Dyes and Pigments, 162, 214–221.
11. Jørgensen, C. K. (2007). Progress in Inorganic Chemistry, 73–124.
12. S. B. Mirov, V. V. Fedorov, D. Martyshkin, I. S. Moskalev, M. Mirov, and S. Vasilyev, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 21, 1601719 (2015).

Микроскопия растекания тока для исследования эпитаксиальных вырощеных XBn фотоприемных гетероструктр A_3B_5 с содержанием Sb

А. В. Клековкин[1], А. А. Фельде[1], И. И. Минаев[1], Г. Н. Ерошенко[1],
Д. Е. Свиридов[1], А. А. Захаренков[1,2], К. А. Савин[1], В. С. Кривобок[1],
С. Н. Николаев[1], М. А. Чернопицский[1]

[1]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

[2]Московский физико-технический институт (государственный университет)

В работе представлены результаты разработки и исследования барьерно-диодных (XBn) гетероструктур (ГС) на основе соединений III–V, сформированных из систем InSb/InAlSb и InAsSb/AlSb. Основное внимание уделено повышению эффективности инфракрасных фотоприемников за счет снижения темнового тока путем введения униполярного барьера, препятствующего прохождению основных носителей, но сохраняющего прозрачность для фотоиндуцированных неосновных носителей.

Структура типа InSb/InAlSb состоит из двух высоколегированных ($\approx 10^{18}$ см$^{-3}$) контактных слоев InSb, между которыми размещены слаболегированный поглощающий слой InSb (~10^{15} см$^{-3}$) и барьер из $In_xAl_{1-x}Sb$. Изменяя содержание алюминия, удается управлять высотой потенциального барьера и одновременно контролировать морфологию поверхности. Эпитаксиальный рост проводился на подложках InSb, что позволяет минимизировать механические напряжения и связанные с ними дефекты. Такие структуры рассчитаны на диапазон 3–5 мкм и рабочие температуры около 80 К [1].

Для расширения температурного диапазона работы фотоприемников до ~150 К применялась система InAsSb/AlSb. По своей архитектуре она аналогична предыдущей, однако в качестве барьера использовался бинарный AlSb, формирующий более резкий энергетический разрыв в зоне проводимости. Поглощающий слой представлял собой тройной раствор $In_xAs_{1-x}Sb$, состав которого подбирался с учетом как требуемой длины волны, так и согласования решетки с подложкой GaSb. Оптимизация параметров позволила получить детектор с красной границей чувствительности около 4,5 мкм и максимальной чувствительностью порядка 1,3 А/Вт.

Для анализа качества структур использовался ряд методов, включая микроскопию сопротивления растекания тока (МСР), выполненную на поперечном сколе образца. Этот подход обеспечил двумерное картирование локальной проводимости, что позволило наглядно подтвердить высокое сопротивление барьерной области и однородность удельной проводимости в каждом из слоёв ГС. В отличие от интегральных электрических измерений, МСР дает возможность выявить дефекты проводимости, скрытые токовые каналы и области локальных шунтов, которые не регистрируются стандартными методами.

Результаты экспериментов подтвердили отсутствие локальных пробоев и диффузионных процессов в области барьера. Было установлено, что буферный слой эффективно подавляет распространение дефектов от подложки, обеспечивая высокое структурное качество активной зоны. Дополнительно наблюдались эффекты перераспределения заряда на гетерограницах, что представляет интерес для дальнейшей оптимизации конструкции детектора.

Полученные XBn-гетероструктуры характеризуются сочетанием высокой морфологической однородности, структурного совершенства и стабильных электрических свойств. Совмещение данных микроскопии сопротивления растекания с традиционными рентгеновскими и оптическими методами анализа позволило реализовать комплексную диагностику, необходимую для совершенствования эпитаксиальных инфракрасных фотоприемников нового поколения.

Литература

1. Evirgen A. et al. Quantum Sensing and Nanophotonic Devices XI. SPIE. Vol. 8993, p 186-196 (2014)

Радиационные неадиабатические процессы переноса заряда
в плазме смесей Ne/Xe и Ne/Ar

К. С. Кислов, А. А. Нариц, В. С. Лебедев
Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН

В последние годы наблюдается повышенный интерес к изучению плазменных сред на основе смесей инертных газов, широко представленных в активных средах мощных газовых лазеров [1] и лазеров с оптической накачкой на инертных газах [2], а также в различных источниках УФ- и ВУФ-излучения, включая массивы микроплазменных ячеек [3] и эксимерные лампы [4]. Определяющий вклад в кинетику релаксации и рекомбинации в подобных плазмах играют молекулярные ионы, среди которых выделяются гетероядерные ионы BA^+. Их важная особенность состоит в наличии «перезарядочных» возбужденных состояний, диссоциирующих на систему A + B^+. Неадиабатические механизмы перераспределения заряда, ведущие к заселению этих состояний, становятся в настоящее время объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [5,6].

В случае, если у потенциальных кривых молекулярных термов в начальном и конечном состоянии имеются ямы, резонансные радиационные процессы, сопровождающиеся переносом заряда, могут протекать по четырем каналам. Механизмы с участием связанных молекулярных ионов BA^+ в начальном канале реакции включают фотодиссоциацию (и обратный процесс излучательной ассоциации)

$$BA^+(i;\, vJ) + \hbar\omega \leftrightarrow BA^+(f, E') \leftrightarrow A + B^+ \qquad (1)$$

и связанно-связанные переходы

$$BA^+(i;\, vJ) + \hbar\omega \leftrightarrow AB^+(f, v'J') \qquad (2)$$

Здесь индексы i и f обозначают начальное и конечное электронные состояния квази-молекулярного иона BA^+; vJ и $v'J'$ – колебательно-вращательные состояния связанного иона в начальном и конечном канале реакции, E' – энергия относительного движения ядер в конечном канале.

Альтернативные резонансные фотопроцессы переноса заряда протекают с участием атомов B и атомарных ионов A^+ и включают свободно-свободные фотопереходы

$$B + A^+(i;E) + \hbar\omega \leftrightarrow BA^+(i, E') + \hbar\omega \leftrightarrow AB^+(f, E') \rightarrow A + B^+ \quad , \qquad (3)$$

и свободно-связанные переходы / фотоассоциация (и обратный процесс излучательной диссоциации):

$$B + A^+(i;E) + e(\varepsilon) \rightarrow BA^+(i, E') + e(\varepsilon') \rightarrow AB^+(f, v'J') + e(\varepsilon'), \qquad (4)$$

Фотопроцессы перераспределения заряда ионов $ArXe^+$ и $KrXe^+$ были подробно исследованы в недавних экспериментальных [4] и теоретических [5] работах.

В данной работе выполнены теоретические исследования неадиабатических процессов поглощения и излучения (1-4), сопровождающихся переносом заряда в квазимолекулярных ионах $NeXe^+$ и $NeAr^+$. Для расчета сечений поглощения и спектров излучения для соответствующих процессов применялся оригинальный теоретический подход, основанный на применении приближения квази-непрерывного спектра для колебательно-вращательных состояний ионов BA^+ в начальном и конечном каналах переходов. Данный подход позволил единым образом рассматривать все четыре возможных канала фотопереходов (1-4), проводить сравнительный анализ их эффективности в условиях равновесия плазмы по ядерному движению и рассчитывать спектры излучения и коэффициенты поглощения с учетом всех доступных фотопроцессов.

Одна из наиболее сложных задач теоретического изучения процессов радиационного переноса заряда в слабосвязанных гетероядерных ионах (таких как $HeXe^+$, $NeXe^+$ или $NeAr^+$) связана с тем, что потенциальные кривые их конечного и начального электронных состояний практически параллельны вблизи равновесных межъядерных расстояний. В рамках классической версии теории неадиабатических переходов это приводит к наличию сингулярностей вблизи максимумов рассчитанных полос в спектрах излучения. Мы модифицировали наш теоретический подход, чтобы исключить возможные сингулярности, и продемонстрировали превосходное согласие с экспериментальными данными по спектрам излучения исследуемых слабосвязанных ($NeXe^+$, $NeAr^+$) ионов инертных газов в процессах, сопровождаемых переноса заряда. Выполнен анализ эффективности каждого из каналов фотопереходов (1-4). Показано, что при повышенных газовых температурах (T > 450 K) ключевым механизмом излучения иона $NeXe^+$ является канал диссоциации (4), что указывает на квази-эксимерную природу иона.

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

Литература

1. *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
2. *M.V. Zagidullin, P.A. Mikheyev* Kinetic analysis of an optically pumped rare gas lasing medium with a nanosecond repetitively pulsed discharge in Ar-He mixture //Optics & Laser Technology. 2025. V. 181. P. 111702.
3. *H. Kim; J. Hopwood,* Scalable microplasma array for argon metastable lasing medium. // J.

Appl. Phys. V. 126, P. 163301 (2019).
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. *K. Samarkhanov, M. Khasenov, E. Batyrbekov, I. Kenzhina, Y. Sapatayev, and V. Bochkov*, Sci. Technol. Nucl. Install. V. 2020, 8891891 (2020).
6. *A.A. Narits, K.S. Kislov, V.S. Lebedev* J. Chem. Phys., V. 157, 204307 (2022).

Применение мягкого рентгеновского излучения Х-пинчей для определения физических характеристик биологических объектов

А. О. Кондрамашена[1,2], И. Н. Тиликин[2], Т.А. Шелковенко[2], С.А. Пикуз[2]

[1]Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»

[2]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Современная биология и биомедицина требуют неинвазивных методов исследования с высоким пространственным и временным разрешением для изучения нативных, в том числе гидратированных, биологических образцов [1,2,3]. Традиционные источники рентгеновского излучения, такие как синхротроны и рентгеновские трубки, имеют ограничения, связанные с габаритами установок, низкой эффективностью или недостаточной яркостью. В этом контексте перспективными являются компактные плазменные источники – Х-пинчи, генерирующие короткие импульсы мягкого рентгеновского излучения (МРИ) с уникальными параметрами.

В основе работы лежал метод точечной проекционной теневой рентгенографии (ПТР). Его ключевое преимущество – возможность достижения высокого пространственного разрешения (до 100 нм) при использовании источника малого размера (< 10 мкм). Метод основан на регистрации ослабления рентгеновского излучения при прохождении через объект. [4] Для повышения контрастности изображений биологических тканей, состоящих из легких элементов (C, N, O), планируется использовать эффекты фазового контраста, которые проявляются при высокой пространственной когерентности пучка, обеспечиваемой Х-пинчем.

Х-пинч представляет собой плазменную систему, формируемую в области пересечения тонких проволочек (или в гибридной конструкции – конического электрода с проволочкой), через которые пропускается мощный импульс тока (100–500 кА). В результате магнитного сжатия в области «горячих точек» создается плотная высокотемпературная плазма, являющаяся интенсивным источником МРИ (1–8 кэВ) с

длительностью импульса ~0,1–1 нс и размером области излучения ~1–10 мкм. [5, 6] Эти параметры делают Х-пинчи идеальными для динамической микроскопии.

Исследования планируется провести на сильноточном генераторе БИН, который представляет собой **классическую установку** с выходным током до 270 кА и временем нарастания ~100 нс. [7]

В ходе дальнейшей работы планируется продемонстрировать возможность применения ПТР с использованием Х-пинчей для оценки изменения плотности биологических тканей в процессе регенерации. Ключевым результатом должна стать установление корреляции между степенью поглощения рентгеновского излучения и плотностью ткани. Основная методическая задача – разработка способа подготовки и размещения живых биологических образцов в вакуумной камере, обеспечивающей их жизнеспособность во время измерений. Успешная реализация проекта откроет новые возможности для неинвазивных исследований биологических объектов in vivo с высоким разрешением.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №19-79-30086.

Литература:

1. Skoulakis A. et al. Characterization of an X-ray Source Generated by a Portable Low-Current X-Pinch. *Applied Sciences*. 2021; 11(23):11173.
2. Liu, R. et al. Phase-contrast imaging of a soft biological object using X-pinch as X-ray source. *EPL (Europhys. Lett.)* **2008**, 83, 25002.
3. Шелковенко Т. А. Создание, исследование и применение источников рентгеновского излучения на основе Х-пинчей для проекционной рентгенографии и абсорбционной спектроскопии плазменных объектов: дис. д-ра физ.-мат. наук. — М., 2012.
4. Тиликин, И. Н. Исследование динамики гибридных Х-пинчей: дис. канд. физ.-мат. наук. — М., 2016.
5. Shelkovenko, T., Pikuz, S. and Hammer, D. (2015) X-Pinches as Broadband Sources of X-Rays for Radiography. *Journal of Biomedical Science and Engineering*, 8, 747-755.
6. Т.А. Шелковенко и др. Гибридные Х-пинчи. *Физика Плазмы*, том.38, № 5, стр.395, 2012.
7. Г. А. Месяц и др. Источник субнаносекундных импульсов мягкого рентгеновского излучения на основе Х-пинча и малогабаритного низкоиндуктивного генератора тока. *ЖЭТФ*, 138, 411-420, 2010.

Плазменная релятивистская сильноточная СВЧ электроника

О. Т. Лоза

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Объектом исследования обозначенной в заголовке доклада области электроники является вынужденное черенковское излучение импульсных сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП) в заранее созданной плазме. Практическим результатом развития стали плазменные мазеры — источники микроволнового излучения с субгигаваттной мощностью излучения в течение импульсов с длительностью от единиц до сотен наносекунд.

В плазменных мазерах взаимодействие РЭП происходит с медленной волной пространственно-ограниченной плазмы, имеющей фазовую скорость меньше скорости света. При больших длинах волн ($k_z \to 0$) ее частота близка к нулю, а на коротких волнах ($k_z \to \infty$) стремится к ленгмюровской частоте электронов плазмы, которая зависит от ее концентрации. Скорость электронов, взаимодействующих с плазменной волной, совпадает по направлению с групповой скоростью волны, поэтому работа плазменного мазера похожа на работу известного черенковского СВЧ-усилителя — вакуумной лампы бегущей волны (ЛБВ). Принципиальное отличие плазменного мазера от вакуумной ЛБВ заключается в замедляющей структуре: роль металлического пространственно-периодического волновода играет плазма. Это обстоятельство делает существенно разными параметры излучения плазменных мазеров и любых вакуумных СВЧ-приборов.

РЭП с энергией электронов порядка сотен кэВ взаимодействует максимально эффективно с медленной плазменной волной на частоте в 2-4 раза меньшей ленгмюровской. Плазма создается перед каждым импульсом, если ее концентрацию задавать в диапазоне, например, от 10^{11} см$^{-3}$ до 10^{14} см$^{-3}$, то ленгмюровская частота создаваемой плазмы будет меняться в диапазоне примерно от 3 ГГц до 90 ГГц. Тем самым в каждом импульсе плазменного мазера частоту излучения можно «назначить» заранее в диапазоне примерно от 1 ГГц до 30 ГГц. Для вакуумных СВЧ-генераторов и СВЧ-усилителей такая ширина спектра принципиально недостижима.

Шириной спектра излучения плазменного мазера также можно управлять, спектр может быть как сравнительно узким, ~ 1% от центральной частоты излучения, так и широким, ~ 100%. Более того, даже в течение импульса с длительностью в несколько десятков наносекунд центральную частоту спектра излучения плазменного мазера можно менять на десятки процентов как в сторону уменьшения, так и в сторону

увеличения. По ширине спектра отдельного импульса излучения, как и по диапазону изменения частот излучения от импульса к импульсу, плазменные мазеры полностью соответствуют категории сверхширокополосных (СШП) источников.

Существуют три типа плазменных мазеров. Будучи по своей природе усилителем, плазменный мазер может работать в качестве усилителя внешнего СВЧ-сигнала. Если усиленное излучение частично отражается от выходного узла, и достаточная часть его снова попадает на вход, усилитель превращается в автогенератор, т.е. самостоятельный источник СВЧ-излучения. Для такого усилителя с обратной связью характерен спектр излучения с выраженным набором равноудаленных друг от друга частот, соответствующих продольным модам плазменно-пучкового резонатора. Но плазменный мазер, обладающий очень широкой полосой усиления сигнала, может работать еще в одном режиме — усиления шума. Когда на входе устройства нет внешнего сигнала, усиливается шум электронного пучка. Мощность шума РЭП в СВЧ-диапазоне, особенно на первых наносекундах работы взрывоэмиссионного катода, достигает нескольких мегаватт. Для усиления такого шума в плазменном мазере до сотен мегаватт, т.е. всего на ~ 20 дБ, не требуется большой длины плазменно-пучкового взаимодействия, обычно она не превышает 0.5 м.

Следует особо подчеркнуть, что принципиальным отличием плазменных мазеров от известных СШП излучателей является независимость частоты их излучения и ширины спектра, которые управляются параметрами плазмы, от длительности импульса. В отличие от других источников СШП излучения с такой же импульсной мощностью в том же частотном диапазоне, энергия импульса плазменного мазера может быть больше на несколько порядков просто вследствие значительного превосходства в длительности импульса.

Литература

1. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника, Москва, изд-во МГТУ имени Н.Э. Баумана, 544 с. (2002) // Изд.2-е, доп. -М.: ЛЕНАНД, 624 с. (2018).
2. П.С. Стрелков, УФН, **189** (5), 494-517 (2019).
3. A.B. Buleyko, A.V. Ponomarev, O.T. Loza, D.K. Ulyanov, K.A. Sharypov, S.A. Shunailov, M.I. Yalandin, Physics of plasmas, 28, 023304 (2021).

4. V. I. Rogozhin, A. E. Donets, A. B. Buleyko, O. T. Loza, A. G. Bykov, V. P. Bakhtin, and A. A. Ravaev, Physics of Wave Phenomena, **32**(6), pp. 436–440 (2024).

5. S.E. Andreev, I.L. Bogdankevich, O.T. Loza, K.V. Mal'chik, Physics of plasmas 32, 113101 (2025).

Динамика ПВП-гидрогелей и её поведение во времени

М.Н. Кириченко[1], О.А. Легонькова[2], М.Т. Махамадиев[1], Л.Л. Чайков[1]

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

[2]Национальный медицинский исследовательский центр хирургии имени А. В. Вишневского

e-mail:chaykovll@lebedev.ru, muhriddin.mahamadiyev@gmail.com

Основа метода ДРС – измерение автокорреляционных функций (АКФ) интенсивности рассеянного света:

$$G_I(\tau) = \langle I(t)I(t+\tau)\rangle = I^2(1 + A|g_E(\tau)|^2), \qquad g_E(\tau) = \langle E(t)E^*(t+\tau)\rangle/\langle I\rangle \quad (1)$$

При измерении АКФ в гелях прибор показывает нормированную АКФ. Считается [1, 2], что она имеет вид:

$$g_I(\tau) = \frac{G_I(\tau)}{\langle I\rangle^2} - 1 = \exp(-2Dq^2\tau) \text{ где } D = (K + \frac{4}{3}\mu)/\zeta \neq \frac{k_B T}{6\pi\eta r}, \quad (2)$$

где K и μ – объёмный и сдвиговый модули упругости, а ζ – коэффициент трения между волокном, образующим гель, и растворителем, k_B - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, η - сдвиговая вязкость. Считается также, что в момент гелеобразования (начала роста интенсивности рассеяния) в АКФ появляется степенная составляющая:

$$g_I(\tau) = G_I(\tau)/I^2 = 1 + A[Cexp(-\Gamma\tau) + (1 - C)(1 + \tau/\tau')^{-\varphi}]^2, \qquad (3)$$

а затем АКФ превращается в набор экспонент.

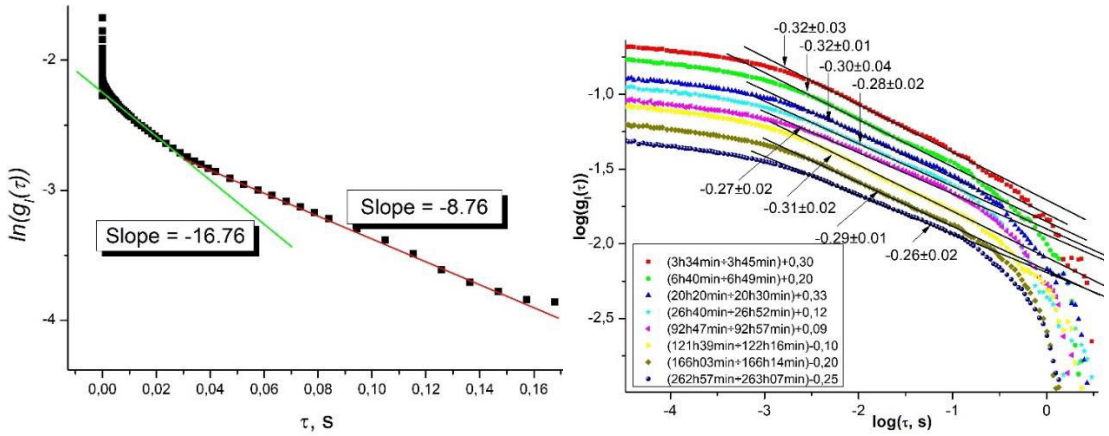
Однако, как мы докладывали в прошлом году [3], при моделировании АКФ света, рассеянного гидрогелем поливинилпирролидона (ПВП), оказалось, что значение φ близко к наблюдаемому наклону кривой АКФ в двойном логарифмическом масштабе, а не к его половине, как следовало бы из (3). Кроме того, отмечалось, что область выраженной степенной зависимости $G_I(\tau)$ (прямой в двойном логарифмическом масштабе) сохраняется на всём протяжении существования геля ПВП. Релаксационные свойства и фрактальные структуры в таких гелях ранее не рассматривались, а это важно для объяснения тиксотропности. Это также важно с точки зрения практического применения медицинского изделия в форме гелей, например, возможной упаковки, не изменяющей свойств геля.

Однако для применения ДРС нужно иметь адекватное описание связи структуры и релаксационных процессов в гелях с особенностями рассеяния света, в частности, с интенсивностью и спектрами (или корреляционными функциями) рассеяния света.

Цель настоящей работы - исследование методом динамического рассеяния света (ДРС) динамики ПВП-гидрогеля и её изменения во времени после его разведения и определение адекватных выражений для описания автокорреляционных функций (АКФ) интенсивности рассеянного света.

Глобальная цель всего проекта – выявление связи оптических и динамических свойств гелей с их лечебной эффективностью и другими практически важными свойствами (тиксотропностью, вязкоупругими свойствами, стабильностью структуры и т.п.).

В [1] указанно, что в рассеянном свете есть ещё когерентная составляющая, обусловленная рассеянием на неподвижных узлах решётки полимерных молекул геля и медленно движущихся элементах этой решётки. Наличие этой гетеродинирующей составляющей приводит к появлению в (3) дополнительного слагаемого $C_1 exp(-\Gamma\tau)$.



(а) (б)

Рис 1. (а): АКФ света, рассеянного в гидрогеле альгинат-пектин, 1:1, 2% в логарифмическом масштабе. Наклоны соответствуют 2Γ и Γ соответственно. (б): усреднённые по нескольким измерениям АКФ света, рассеянного в гидрогеле ПВП, 2%. Видно падение АКФ при τ порядка 0.5 секунды.

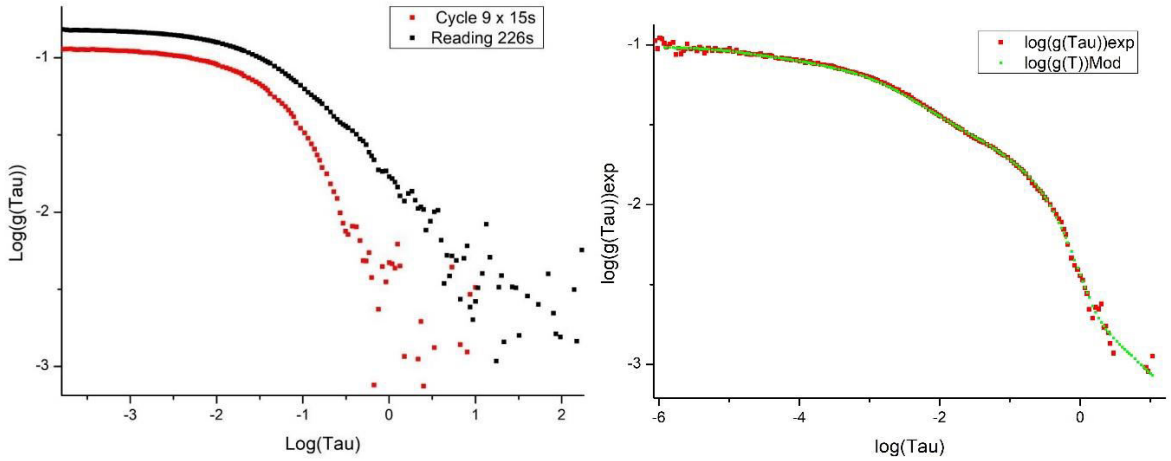
Но если имеет место гетеродинирование рассеяния на флуктуациях с экспоненциальной релаксацией, то то же самое относится и к рассеянию, дающему степенной вклад в АКФ. Тогда, считая эти процессы независимыми, и учитывая, что 1/2Г<<τ', формулу (3) следует переписать в виде:

$$g_I(\tau) = A\left[C_1 exp(-\Gamma\tau) + C_2 exp(-2\Gamma\tau) + C_\varphi(1+\tau/\tau')^{-\varphi} + C_{2\varphi}(1+\tau/\tau')^{-2\varphi} +\right.$$

$(1 - C_1 - C_2 - C_\varphi - C_{2\varphi})exp(-\tau/\tau_R)\big]$. (4)

Последнее слагаемое в (4) возникает из-за ограниченного времени накопления АКФ, (см. рис. 2а) и время τ_R является артефактным, но как видно из рис. 1(б) его нужно учитывать при подгонке и моделировании функции. Пример АКФ, смоделированной на основе подгонки, приведен на рис. 2б.

Сразу отметим, что, как и в случае старой аппроксимационной формулы, использованной в [3], разложение такой АКФ по экспонентам даёт три несуществующих времени релаксации в области превалирования степенной составляющей АКФ [4]. Полученные подгонкой к формуле (4) величины φ приведены в таблице 1.



(а) (б)

Рис. 2. (а): АКФ света, рассеянного в гидрогеле альгинат-пектин, 1:1, 2%, полученные в режиме циклов по 15 секунд и непрерывным накоплением за 226 секунд; (б): результат моделирования АКФ света, рассеянного в гидрогеле ПВП, 2%, 26 часов после разбавления, по результатам подгонки . Видно хорошее согласие.

Таблица 1. Величины φ, полученные в ПВП-гидрогеле при аппроксимации формулой (4) усреднённых АКФ, измеренных в разное время T_d после разбавления.

T_d (час)	3	6	20	26	92	121	166	262
φ	0,35 ±0,17	0,35 ±0,02	0,34 ±0,02	0,27 ±0,06	0,28 ±0,003	0,35 ±0,02	0,35 ±0,02	0,35 ±0,17

Отметим, что в отличие от принятой ранее формулы (3) величина φ может оказаться близкой или даже больше наклона прямого участка АКФ в двойном логарифмическом масштабе. Это объясняется соотношением между C_2, $C_\varphi, C_{2\varphi}, \tau'$ и τ_R [4].

По усреднённому значению φ, используя результаты [5], была получена фрактальная размерность ПВП-геля, которая оказалась D_f= 1.781.

Литература

1. Shibayama M., *Bull. Chem. Soc. Jpn.* **79**, No. 12, 1799–1819 (2006). doi:10.1246/bcsj.79.1799
2. Kureha T, Hayashi K, Ohira M, Li X, Shibayama M., *Macromolecules*, **51**, 8932−8939. (2018) doi: 10.1021/acs.macromol.8b02035.
3. Л. Л. Чайков, Г. А. Давыдова, И. И. Селезнева, М. Т. Махамадиев, О.А. Легонькова. Исследование динамики альгинат-пектиновых и поливинилпирролидоновых гелей с помощью динамического рассеяния света. *Тезисы доклада на Школе молодых ученых (БПИО-2024)*, Москва, 18-22 ноября 2024 г., https://confelectronics.moscow/Sbornik_2024.pdf .
4. Кириченко М.Н., Легонькова О.А., Махамадиев М.Т., Чайков Л.Л. *КСФ ФИАН*, **52**, №12, 34-44, (2025).
5. M. Muthukumar. Screening Effect on Viscoelasticity near the Gel Point. *Macromolecules* **22**, 4658-4660 (1989) doi: 10.1021/ma00202a050

Анализ неадиабатической связи ионного и ковалентного термов при столкновениях ридберговского атома с полярной молекулой в модели эффективного диполя

А. В. Мекшун [1,2], А. А. Нариц [1], В. С. Лебедев [1]

[1]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

[2]Московский физико-технический институт (НИУ)

Изучение элементарных радиационных и столкновительных процессов с образованием и распадом слабосвязанных молекулярных анионов представляет большой фундаментальный и практический интерес, поскольку они играют важную роль в спектроскопии, диагностике и кинетике лабораторной и астрофизической плазмы [1]. В настоящее время наиболее распространенный способ создания дипольно-связанных отрицательных ионов с малой энергией связи (от нескольких единиц 1 до 100 мэВ) основан на использовании техники скрещенных лазерного и атомно-молекулярных пучков, в которых происходит образование ионной пары $A^+ + M^-$ в процессе переноса электрона при тепловых столкновениях сильно полярной молекулы M с закритическим значением дипольного момента ($d > d_{cr} \approx 2.5$ Д) и ридберговского атома $A(nl)$ в

селективно возбужденном состоянии (так называемая техника RET – Rydberg Electron Transfer [2]). Надежное определение физических параметров слабосвязанных анионов, а также исследование их квантовой динамики в поле электромагнитного излучения проводится в настоящее время методами фотоэлектронной спектроскопии (Photoelectron Spectroscopy) и фотоэлектронной спектроскопии с визуализацией скоростей молекулярных анионов [3,4].

При описании процессов столкновения ридберговских атомов с сильно полярными молекулами необходимо учитывать два возможных канала: образование ионной пары (1a) и резонансное тушение (1b) при неупругих переходах между уровнями $nl \to n'l'$:

$$A(nl) + M \to A^+ + M_t^- \to \begin{cases} A^+ + M^-, & (1a) \\ A(n'l') + M. & (1b) \end{cases}$$

Оба канала реакции являются результатом неадиабатических переходов между ковалентными и ионным термами квазимолекулы, образующейся в процессе столкновения. Расчет сечений и констант скоростей в процессах столкновения ридберговских атомов с сильно полярными молекулами проводился до сих пор лишь в приближении сферически-симметричного потенциала взаимодействия электрона с полярной молекулой. В работе [5] для этого использовалась многоканальная модель Демкова-Ошерова [6], учитывающая множественные пересечения ионного и системы ридберговских ковалентных термов. В работе [7] был применен метод модифицированной теории Ландау-Зинера, дополненный расчетами факторов выживания, а в [8] использовался упрощенный метод сильной связи в сочетании с вычислением распадных ширин. Недостаток первого подхода состоит в неучете существенно вырожденной природы ковалентных водородоподобных состояний, а второго и третьего в приближенном описании множественных пересечений ионного и ковалентных термов квазимолекулы. Точное описание временной динамики амплитуд вероятностей в процессе тепловых столкновений ридберговского атома с сильно полярными молекулами необходимо проводить с помощью самосогласованного метода сильной связи, который корректно учитывал бы всю множественную совокупность неадиабатических переходов, участвующих в процессах (1a) и (1b).

Цель работы – построение адекватной физической картины неадиабатической связи огромного числа состояний в исследуемой системе $A(nl) + M$ в приближении сферически симметричного потенциала $U = -d_{eff}/r^2$ с использованием модели эффективного диполя d_{eff}, взаимодействующего с внешним электроном. Выяснена эффективность такого взаимодействия и проанализирована его влияние на характер ионно-ковалентной связи в исследуемых процессах. Определены энергии

неадиабатических расщеплений в системе и установлена роль близких по энергии ковалентных термов для заданного начального состояния атома $A(nl)$. Получены зависимости матричных элементов перехода и энергий расщепления термов от главного и орбитального квантовых чисел n и l. Установленная картина неадиабатических расщеплений является основой для построения надежной теории процессов (1a) и (1b) полуклассическим методом сильной связи с учетом гигантского числа и вырожденности водородоподобных состояний ридберговского атома. Дальнейшая задача заключается в выходе за рамки приближения эффективного точечного диполя при описании потенциальной энергии электрон-дипольного взаимодействия.

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

Литература

1. *Dunning F. B., Buathong S.* Int. Rev. Phys. Chem. – 2018. – Vol. 37. – №. 2. – p. 287-328.
2. *Desfrançois C. et al.* The Journal of chemical physics. – 1992. – Vol. 96. – №. 7. – p. 5009-5016.
3. *Laws B. A. et al.* Journal of the American Chemical Society. – 2021. – Vol. 143. – №. 44. – p. 18684-18692.
4. *Yuan D. F. et al.* Physical Review Letters. – 2020. – Vol. 125. – №. 7. – p. 073003.
5. *Desfrançois C.* Physical Review A. – 1995. – Vol. 51. – №. 5. – p. 3667.
6. *Демков Ю. Н., Ошеров В. И.* ЖЭТФ. – 1967. – Т. 53. – С. 1589.
7. *Lebedev V. S., Narits A. A.* Chemical Physics Letters. – 2013. – Vol. 582. – p. 10-14.
8. *Narits A. A., Mironchuk E. S., Lebedev V. S.* J. Phys. B – 2016. – Vol. 49. – №. 12. – p. 124001.

Влияние межзонных переходов в металле на поведение энергетических ветвей гибридных плазмон-экситонных мод наночастиц типа «ядро-оболочка»

С. С. Моритака[1,2], В. С. Лебедев[1]

[1]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

[2]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

Оптика гибридных плазмон-экситонных наноструктур и наноматериалов является активно развивающейся областью современной нанофотоники [1-3]. Особо место здесь занимают гибридные наночастицы, состоящие из ядра благородного металла и внешней оболочкой из упорядоченных молекулярных J-агрегатов красителя [4-5]. Металлические

наночастицы обеспечивают локализацию и усиление поля на субволновых масштабах за счет эффекта поверхностного плазмонного резонанса [6], тогда как J-агрегаты красителей обладают высокими силами осциллятора экситонного перехода и узкими полосами поглощения [7].

Благодаря ближнепольному взаимодействию составных частей гибридных металлоорганических наночастиц в их спектрах поглощения и рассеяния света вместо пиков плазмонных и экситонных резонансов формируются новые пики гибридных мод. Их спектральное поведение определяется конкретным составом, размером и формой наночастиц. Надежное теоретическое описание эффектов плазмон-экситонной связи дается, как правило, в рамках классической электродинамики сплошных сред [5]. Для количественного определения эффективности плазмон-экситонной связи, однако, их требуется дополнять различными приближенными моделями, такими как модель связанных осцилляторов или эффективного гамильтониана [8, 9]. В рамках имеющихся моделей такого рода при описании металлической подсистемы учитывается только вклад электронов проводимости. При этом, как известно, для благородных металлов в видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазоне существенную роль играют переходы из валентной зоны в зону проводимости [10].

В данной работе проведен анализ спектров поглощения и рассеяния света, а также эффективности плекситонной связи в гибридных наночастицах, состоящих из сферического серебрянного или золотого ядра и внешней оболочки J-агрегатов цианинового красителя. Теоретический подход основан на использовании обобщенной теории Ми и модели эффективного многоуровневого гамильтонина, явно учитывающего межзонные переходы в металле. Были выполнены расчеты дополнительного сдвига резонансных частот гибридных мод, обусловленного межзонными переходами в металле. Проведено сравнение величин этих дополнительных сдвигов с величиной расщепления спектральных пиков гибридных мод, вызванных связью экситонных возбуждений с локализованным поверхностным плазмонным резонансом металлического ядра.

В работе показано, что для наночастиц Ag/J-агрегат межзонные переходы в серебре приводят к снижению энергии верхней плекситонной моды по сравнению с предсказаниями более простой модели, в которой диэлектрическая функция металла описывается в рамках модели Друде. Для наночастиц Au/J-агрегат показано, что межзонные переходы в золотом ядре приводят к существенному уменьшению интенсивности спектрального пика верхней плекситонной моды. Одновременно с этим межзонные переходы в наночастицах с золотым ядром приводят к относительному

увеличению эффективности плазмон-экситонной связи по сравнению с наночастицами с серебряным ядром, что проявляется главным образом в спектральном положении нижней плекситонной моды, сдвинутой в красную область видимого диапазона. Полученные результаты демонстрируют важную роль межзонных переходов металла в формировании ближнепольной плазмон-экситонной связи и могут представлять интерес для разработки элементной базы современной нанофотоники.

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

Литература

1. P. Zhao, C. Lü, S. Sun and F. Wu, Nanomaterials **15**, 1463 (2025).
2. H. Wei et al, Adv. Funct. Mater. **31**, 2100889C (2021).
3. R. Bhuyan et al, Chem. Rev. **123**, p. 10877 (2023).
4. P. Vasa, Adv. Phys. X **5**, 1749884 (2020).
5. V. S. Lebedev and A. D. Kondorskiy, Phys. Usp. **68**, 46 (2025).
6. S. Gaponenko, Introduction to Nanophotonics (Cambridge University Press, 2010).
7. S. Ma, S. Du, G. Pan, S. Dai, B. Xu and W. Tian, Aggregate **2**, e96 (2021).
8. R. Thomas et al, ACS Nano **12**, 402 (2018).
9. D. Finkelstein-Shapiro et al, J. Chem. Phys. **158**, 104104 (2023).
10. Inouye H et al. Phys. Rev. B **57**, 11334 (1998).

Одностадийный механизм горения метан-воздушных пламен для разных составов и давлений

А. Д. Морошкина[1,2,3], В. Е. Рогожников[1,2], Е. В. Серещенко[1], В. В. Мислављский[1], В. В. Губернов[1]

[1]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

[2]Московский физико-технический институт (государственный университет)

[3]Дальневосточный федеральный университет

Для моделирования процессов горения, предсказания характеристик, устойчивости и динамики распространения пламени активно применяются как детальные кинетические схемы, так и одностадийные модели горения. В рамках одностадийной модели химическая реакция горения описывается в виде одной гросс-реакции между топливом и окислителем, а кинетические константы, такие как предэкспоненциальный фактор, энергия активации, порядки реакции, являются феноменологическими, в отличие от элементарных реакций, где эти константы могут

быть измерены напрямую. Несмотря на это, одностадийный подход к описанию горения имеет ряд преимуществ и в настоящее время активно используется для численного моделирования различных задач.

Предпринимаются попытки определить кинетические константы реакции горения метана, поскольку он является одним из самых доступных топлив. Однако данные из литературы имеют значительный разброс в значениях энергии активации, порядков реакции и предэкспоненциального фактора. В работе [1] показана неоднозначность выбора данных параметров одностадийной модели для предсказания величины ламинарной скорости горения, полученной экспериментально. Поэтому вопрос о выборе конкретных кинетических констант остается открытым.

В предыдущей работе авторов [2] представлено измерение общей энергии активации метан-воздушной смеси и установлено, что она постоянная и не зависит от параметров смеси. В работе [3] измерена ламинарная скорость метан-воздушного пламени для нормального и повышенного давления (от 1 до 6 бар) для широкого диапазона коэффициента избытка топлива (от 0.6 до 1.4).

В данной работе предложен одностадийный механизм реакции горения метан-воздушных смесей в широком диапазоне параметров, кинетические параметры которого выбраны на основе экспериментальных данных, полученных в предыдущих исследованиях. Значение энергии активации положено постоянным и равным 256 кДж/моль, в то время как остальные параметры оказались лишь функциями коэффициента избытка топлива и не зависят от давления.

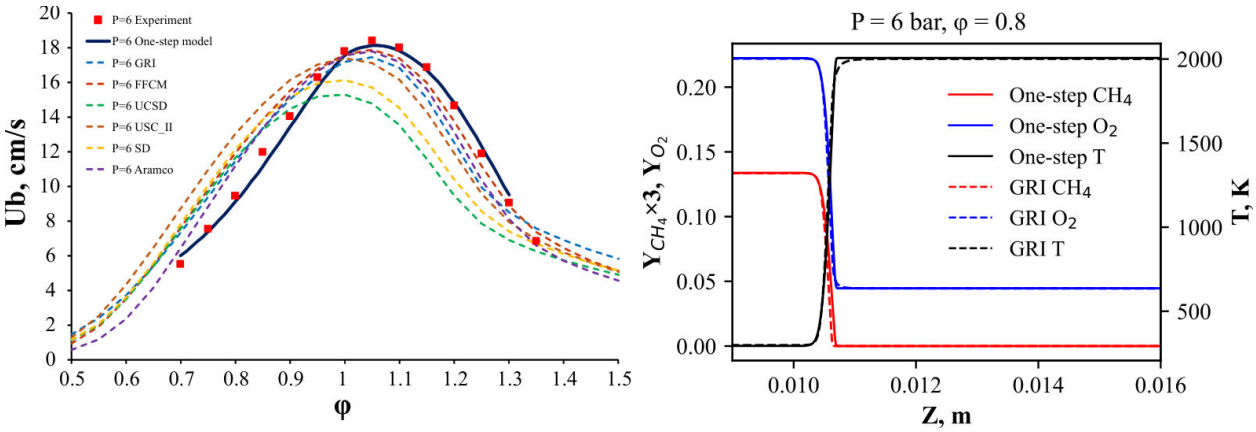


Рис.1. Сравнение ламинарной скорости горения (слева) и структуры метан-воздушного пламени (справа), полученные в рамках одностадийной и детальных механизмов горения для P = 6 бар.

На рисунке 1 приведено сравнение ламинарной скорости и структуры свободно распространяющегося пламени, рассчитанных с помощью одностадийного и детальных

механизмов реакции. Показано, что построенная модель хорошо описывает качественно и количественно характеристики метан-воздушного пламени в диапазоне параметров P = 1 – 6 бар и φ = 0.7 – 1.3 и может быть включена в программы численного моделирования пламени, такие как Cantera.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FZNS-2025-0009).

Литература

1. Zakharov, A. D., Fursenko, R. V., & Minaev, S. S. (2023). Optimisation method for automatic selection of rate constants of global reaction mechanisms. Combustion Theory and Modelling, 27(2), 153-167.
2. Moroshkina, A., Ponomareva, A., Mislavskii, V., Sereshchenko, E., Gubernov, V., Bykov, V., & Minaev, S. (2024). Activation Energy of Hydrogen–Methane Mixtures. Fire, 7(2), 42.
3. Moroshkina, A., Babina, S., Ponomareva, A., Sereshchenko, E., Mislavskii, V., Gubernov, V., & Bykov, V. (2025). Numerical and experimental study of stability limits of methane-air flame stabilized on a flat porous burner at normal and elevated pressure. Combustion and Flame, 280, 114336.

Люминесцентные и оптические свойства кристаллов оксиортосиликата лютеция, выращенных в атмосферах различных газов

В.И. Власов[1], Ю.Д. Заварцев[1], М.В. Завертяев[2], А.И. Загуменный[1], В.А. Козлов[2], А.С. Мыза[2,3], Н.В. Пестовский[2], С.Ю. Савинов[2], В.С. Цхай[2]

[1]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН

[2]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

[3]Российский университет дружбы народов им. П. Лумумбы

Лютециевый оксиортосиликат (Lu_2SiO_5, или коротко - LSO), легированный ионами трехвалентного церия и его разновидности, благодаря высокому световыходу (более 30000 фотонов/МэВ), высокой радиационной стойкости, сравнительно малому времени высвечивания (30-40 нс и меньше) и довольно высокой массовой плотности (более 7 г/см^3) в настоящее время широко применяются в качестве сцинтилляторов для измерения параметров γ-излучения и ионизирующих излучений других типов [1]. Особенно активно эти кристаллы используются в системах позитроно-эмиссионной

томографии раковых опухолей. В настоящее время представляют значительный интерес как поиски технологических способов повышения различных характеристик кристаллов типа LSO:Ce, так и изучение механизмов оптических процессов и эволюции электронных возбуждений в кристаллах этого типа, поскольку сейчас они известны недостачно [2], и их выяснение может быть полезно для физики сцинтилляционных материалов в целом.

В работе исследуются люминесцентные и оптические свойства кристаллов типа LSO:Ce, выращенных методом Чохральского из расплавов в иридиевом тигле в атмосферах газов атомов Ar и молекул N_2. Обсуждается влияние атмосферы газа, напускаемого в ростовую камеру, на спектры импульсной катодолюминесценции и оптическое пропускание исследованных материалов. Рассмотрены возможные механизмы дефектообразования в кристаллах, растущих в указанных атмосферах.

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

Литература

1. M. Nikl, A. Yoshikawa, Recent R&D Trends in Inorganic Single-Crystal Scintillator Materials for Radiation Detection, Adv. Optical Mater. Vol. 3, 463–481 (2015)
2. M.V. Belov, S.A. Koutovoi, V.A. Kozlov, N.V. Pestovskii, S.Yu. Savinov, A.I. Zagumennyi, Yu.D. Zavartsev, M.V. Zavertyaev, Luminescence from oxygen vacancies in Lu_2SiO_5 crystal and ceramics at room temperature, Journal of Luminescence Vol. 263, 120155 (2023).

Механизм быстрой филаментации в наносекундных искровых разрядах в атмосферном воздухе

Паркевич Е.В.[1], Хирьянова А.И.[1], К. В. Шпаков[1], Т. Ф. Хирианов[1], Н. А. Попов[2]

[1] Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

[2] Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет

Формирование импульсных искровых разрядов в атмосферном воздухе может сопровождаться наработкой плазмы с параметрами, близкими к состоянию полностью ионизованной термолизованной плазмы. Электронная плотность такой плазмы может достигать $N_e \sim 10^{19}$ см$^{-3}$ при температурах газа $T_g \sim 50$ кК за времена, соизмеримые с 1 нс [1]. Однако механизмы кинетики плазмохимических реакций, протекающих в объеме разряда и приводящих к наработке плазмы со столь высокой степенью ионизации за

наносекундные времена, на сегодняшний день являются предметом интенсивных исследований.

В данной работе были проведены исследования закономерностей формирования высокоионизированных плазменных каналов (филаментов) в наносекундном разряде в воздухе в широком диапазоне давлений (от единиц Торр до 760 Торр). Для этого применялся комплекс методов пикосекундной лазерной диагностики (интерферометрия, теневая и шлирен-фотосъёмка) с высоким временным (на уровне 1 нс) и пространственным (2–3 мкм) разрешением, что позволило количественно анализировать распределения электронной концентрации и динамику плазменных структур.

В ходе исследований было показано, что развитие искрового разряда в атмосферном воздухе происходит по следующему сценарию. Сначала на катоде формируется сгусток плазмы, наподобие катодного пятна, размером ~20 мкм, с электронной плотностью $N_e > 10^{19}$ см$^{-3}$. Далее от зоны генерации сгустка первичной плазмы рождается волна ионизации, которая начинает распространяться в сторону анода со скоростью ~10^7 см/сек. Скорость ионизационной волны слабо зависит от давления. Фронт волны неустойчив и распадается на множество микроканалов, формируя мелкомасштабную микроструктуру по всей длине искрового канала. Микроканалы обладают диаметрами ~20 мкм и электронной плотностью $N_e = (1–5) \times 10^{19}$ см$^{-3}$.

Установлено, что при понижении давления воздуха до 400–600 Торр микроструктура искры сохраняется, но понижается контрастность ее изображений на тенеграммах. При этом регистрируется постепенное снижение максимальной электронной концентрации плазмы (N_e^{max}), которая, однако, остается близкой к теоретическому пределу полной диссоциации и однократной ионизации воздуха (N_e^{thr}) при данном давлении.

При переходе к разряду в воздухе при 300 Торр формирование микроканалов полностью прекращается. Разряд развивается в виде относительно однородного плазменного канала (широкого филамента) с гладким профилем электронной плотности и диаметром ~200 мкм. В таком канале N_e^{max} составляет ~83% от N_e^{thr}.

При еще более низких давлениях, 100–200 Торр, формирование протяженной микроструктуры в разряде не наблюдается. Картина разряда меняется кардинально. Высокоионизованная плазма генерируется взрывным образом на боковой поверхности катода, а не на его вершине. Наблюдается развитие зародыша однородного плазменного канала в направлении анода, но с более низкими значениями N_e.

При очень низком давлении, около 100 Торр, плазма вблизи катода состоит в основном из ионизированных паров материала катода (меди), что подтверждается

значениями N_e, почти на порядок превышающими N_e^{thr} для воздуха при данном давлении [2]. Генерация высокоионизованной плазмы носит пороговый характер и становится нерегулярной, полностью исчезая при дальнейшем снижении давления.

В рамках интерпретации механизмов генерации высокоионизованной плазмы в [3] был описан процесс ступенчатой ступенчатой диссоциации $e+N_2 \rightarrow e+N_2(A^3\Sigma^+_u, B^3\Pi_g, C^3\Pi_u)$ и $e+N_2(A^3\Sigma^+_u, B^3\Pi_g, C^3\Pi_u) \rightarrow e+N(^4S)+N(^2D)$ и ионизации $e+N(^4S) \rightarrow e+N(^2D, ^2P)$ и $e+N(^2D, ^2P) \rightarrow e+N^+ +e$ молекулярного азота, протекающий при высоком электрическом поле E/N>150 Тд. Численные расчеты плазменной кинетики показали, что характерное время филаментации (τ_{ex}) – отвечающее за быструю наработку высокоионизованной газоразрядной плазмы, увеличивается (до десятков наносекунд) с уменьшением давления, что отчасти объясняет наблюдаемую тенденцию спадания электронной плотности плазмы в разряде и исчезновение волны ионизации при очень низких давлениях (не более ~100 Тор).

В то же время выявленный пороговый характер развития микроструктуры электрической искры в зависимости от давления воздушной среды в настоящее время не находит однозначное объяснение в рамках предложенного механизма, что указывает на принципиальную сложность наблюдаемого явления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 24-79-10167).

Литература

1. Minesi N. Q. et al. Kinetic mechanism and sub-ns measurements of the thermal spark in air //Plasma Sources Science and Technology. – 2023. – Т. 32. – №. 4. – С. 044005.
2. Parkevich E. V., Khirianova A. I., Shpakov K. V. On the Parameters of the Cathode Plasma Arising during the Breakdown of Millimeter Air Gaps at Low Pressures //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2025. – Т. 52. – №. 5. – С. 213-218.
3. E.V. Parkevich et al. Threshold effects in the development of highly-ionized plasma channels in a pulsed nanosecond discharge in air at pressures of 100–760 Torr //Physical review E. – 2025 (in print).

Пороговая по давлению взрывная электронная эмиссия как доминирующий источник высокоплотной плазмы в наносекундных разрядах в воздухе

Паркевич Е.В.[1], Хирьянова А.И.[1], К. В. Шпаков[1], Т. Ф. Хирианов[1], Н. А. Попов[2]

[1] Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

[2] Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет

Образование высокоионизованной прикатодной плазмы является фундаментальным процессом в газовых разрядах, имеющим глубокие последствия для науки и приложений, от генерации наночастиц до импульсной сильноточной техники. Такая плазма, характеризующаяся крайне высокими градиентами электронной плотности [1], определяет первичные энерговклады в газоразрядную среду, тем самым стимулируя интенсивные кинетические и химические реакции в объёме разряда [2] и на поверхности электродов. Несмотря на устоявшиеся представления, зарождение и ранняя эволюция высокоионизованной прикатодной плазмы в широком диапазоне давлений остаются недостаточно изученными из-за экстремально малых пространственно-временных масштабов. Ключевой задачей является применение диагностик с одновременным субнаносекундным временным и микронным пространственным разрешением для оценки характеристик и структуры плазмы в течение первых наносекунд после её зарождения.

В работе мы экспериментально обнаружили и детально исследовали новый пороговый механизм формирования высокоионизованной прикатодной плазмы в наносекундных разрядах в воздухе. Показано, что при давлениях выше ~100 Торр доминирующим источником плазмы с экстремально высокой электронной плотностью (до ~6×10^{19} см$^{-3}$) является не ионизация газа, а взрывной процесс на катоде, приводящий к выбросу и ионизации материала катода. Процесс взрыва на катоде начинается резко и исчезает, когда давление воздуха падает всего на несколько десятков Торр относительно 100 Торр, подчеркивая пороговый характер явления [3].

В ходе исследований было также показано, что высокоионизованная прикатодная плазма при разряде в воздухе при давлении 100 Торр преимущественно образуется на боковой поверхности острийного катода на участке длиной ~300 мкм. Далее наблюдается взрывное расширение плазмы в полусферу со скоростью ~$(1–2)\times10^{6}$ см/сек. Внутри плазмы были зарегистрированы рекордно высокие электронные плотности: до $N_e=(6\pm1.5)\times10^{19}$ см$^{-3}$ непосредственно у поверхности катода. Такие плотности почти на порядок превышают теоретический предел для полностью диссоциированных и

однократно ионизованных молекул воздуха при данном давлении ($N_e^{thr} \approx 7.1 \times 10^{18}$ см$^{-3}$), что доказывает преобладающий вклад ионизованных паров металла катода. При снижении давления всего на несколько десятков Торр относительно 100 Торр взрывная генерация плотной плазмы резко прекращается. В отсутствие этого механизма не наблюдается существенной эрозии катода, а пробой промежутка осуществляется за счет объемных ионизационных процессов.

Наблюдаемая высокоионизованная прикатодная плазма состоит преимущественно из ионизованных атомов меди. Микрочастицы (капельная фаза) либо отсутствуют, либо локализованы на самой поверхности катода. Оценка объема испаренного материала катода за первые наносекунды составила: ~10–20 мкм^3 при 100 Торр. Отмечено, что эрозия катода при 100 Торр значительно слабее, чем при атмосферном давлении.

Одним из объяснений генерации высокоионизованной прикатодной плазмы является «электрический взрыв» микровыступов (микропинов) на катоде, переходящих в режим взрывной электронной эмиссии при достижении критической плотности тока (~10^7–10^9 А/см^2). Однако проявляется тенденция к конкуренции между двумя процессами. А именно, механизм взрывной электронной эмиссии доминирует при давлениях воздуха P≥100 Торр, где высокое поле в катодном слое облегчает взрыв микропинов. Напротив, механизм развития пробоя промежутка на основе объемных ионизационных процессов становиться ключевым при давлениях P<100 Торр, когда поле у катода внутри катодного слоя недостаточно для запуска взрывных процессов.

Полученные результаты имеют важное прикладное значение для оптимизации технологий, где критически важен контроль над плазмой и эрозией электродов: искровый синтез наночастиц, импульсная энергетика, системы зажигания газовых смесей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 24-79-10167).

Литература

1. Levko D., Raja L. L. High-voltage microdischarge as a source of extreme density plasma //Physics of Plasmas. – 2018. – Т. 25. – №. 1.
2. Popov N. A., Starikovskaia S. M. Relaxation of electronic excitation in nitrogen/oxygen and fuel/air mixtures: fast gas heating in plasma-assisted ignition and flame stabilization //Progress in Energy and Combustion Science. – 2022. – Т. 91. – С. 100928.
3. E.V. Parkevich et al. Threshold effects in the development of highly-ionized plasma channels in a pulsed nanosecond discharge in air at pressures of 100–760 Torr //Physical review E. – 2025 (in print).

Спектры ИК-поглощения в области валентных колебаний ОН-групп градиентного кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$

А. Ю. Пятышев[1], А. В. Скрабатун[1,2], Н. В. Сидоров[3], В. В. Галуцкий[4], Е. В. Строганова[4]

[1]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

[2]МГТУ им. Н. Э. Баумана

[3]Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И. В. Тананаева Кольского НЦ РАН

[4]Кубанский государственный университет

Нелинейно-оптический монокристалл ниобата лития ($LiNbO_3$) обладает рядом уникальных свойств, что обеспечивает его широкое применение. При этом для изготовления функциональных элементов в промышленности в основном используются композиционно однородные монокристаллы $LiNbO_3$ конгруэнтного состава (R=[Li]/[Nb]=0.946), как номинально чистые, так и легированные. Легирование редкоземельными элементами позволяет значительно расширить возможности практического применения материалов на основе $LiNbO_3$.

В последние годы в материаловедении интенсивно развивается направление, связанное с созданием структур с изменяющимися по объёму физическими характеристиками. Направленные изменения физических характеристик в материале задаются пространственным изменением состава материала. Такие материалы получили название «градиентные материалы».

При выращивании градиентных кристаллов $LiNbO_3$ градиент состава реализуется в сильно неравновесных условиях в соответствии с инконгруэнтным плавлением кристалла. Особенности определенных химически активных комплексов в расплаве, определяющие особенности локализации в кислородно-октаэдрических кластерах MeO_6 (Me–Li^+, Nb^{5+}, вакантный октаэдр V, примесный ион) кристалла $LiNbO_3$ основных (Li^+, Nb^{5+}) и легирующих ионов (а также атомов водорода, связанных с атомами кислорода водородной связью), при определённых условиях могут привести к более совершенной кристаллической структуре, как легированных композиционно-неоднородных кристаллов, так и градиентных кристаллов $LiNbO_3$.

Методы колебательной спектроскопии (комбинационное рассеяние и ИК-поглощение) являются эффективными методами исследования влияния различных дефектов на структуру кристаллов.

В данной работе приведены результаты исследований полных спектров ИК-поглощения в области валентных колебаний ОН-групп градиентного кристалла

$LiNbO_3:Er^{3+}$(конгруэнтного состава по основным компонентам, градиент Er^{3+} 0.55 ат%/см).

Для выращивания градиентного кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$ использовался метод Чохральского с жидкостной подпиткой. Подробно технология выращивания градиентных кристаллов $LiNbO_3:Er^{3+}$ представлена в работе [1]. Концентрация ионов Er^{3+} в участке 1 составляла 3.0 ат% и линейно уменьшалась с градиентом 0.55 ат%/см. Образец сравнения - композиционно однородный монокристалл $LiNbO_3:Er^{3+}$(3.1 вес%) выращивался методом Чохральского в воздушной атмосфере. Регистрация спектров ИК-поглощения в области валентных колебаний ОН-групп производилась с использованием спектрометра Bruker VERTEX 70x (Bruker, Germany) со спектральным разрешением 0.4 $см^{-1}$. Измерения проводились в вакууме при давлении 1.78 гПа и комнатной температуре.

В спектре ИК-поглощения кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$(3.1 вес%) уверенно проявляются несколько линий. Линия с частотой 3494 $см^{-1}$ соответствует валентным колебаниям ОН-группы в кластерном дефектном узле Er^{3+} (Er_{Li}^{2+} -OH- Er_{Nb}^{2-}), который состоит из одного точечного дефекта Er_{Li} (ион Er^{3+} в позиции иона Li^+) и одного точечного дефекта Er_{Nb} (ион Er^{3+} в позиции иона Nb^{5+} идеальной структуры $LiNbO_3$ стехиометрического состава [2]. Линии поглощения с частотами 2851 и 2918 $см^{-1}$ соответствуют симметричному и антисимметричному валентному колебанию связи С-Н группы CH_2. Соединения с группами CH_2 могут присутствовать в микроколичествах на поверхности кристалла вследствие протирки поверхности кристалла этиловым спиртом после полировки. Линии поглощения с частотами 2115 и 2338 $см^{-1}$ соответствуют полосам поглощения СО и CO_2 групп. Их происхождение может быть связано с наличием карбоната лития, из которого приготавливается шихта для выращивания кристалла ниобата лития.

Было обнаружено существенное различие в спектрах ИК-поглощения композиционно однородного кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$(3.1 вес%) и градиентного кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$. Градиентный кристалл обладает намного бóльшим поглощением в диапазоне частот 2000-4000 $см^{-1}$. В тоже время характерной особенностью исследованных нами композиционно однородного $LiNbO_3:Er^{3+}$(3.1 вес%) и градиентного кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$ является отсутствие расщепления линии валентных колебаний ОН-групп, как это наблюдается для многих кристаллов $LiNbO_3$ [3]. В исследованных нами композиционно однородном кристалле $LiNbO_3:Er^{3+}$(3.1 вес%) и в градиентном кристалле $LiNbO_3:Er^{3+}$ величина $R\approx1$, то есть, близка к таковой для кристалла стехиометрического состава. В градиентном кристалле $LiNbO_3:Er^{3+}$ объёмная концентрация ОН-групп не превышает 7.0×10^{16} $см^{-3}$ и уменьшается вслед за градиентом

ионов эрбия. Данная величина в несколько раз меньше, чем в композиционно однородном кристалле $LiNbO_3:Er^{3+}$(3.1 вес%), в конгруэнтном $LiNbO_{3конг}$ и стехиометрическом $LiNbO_{3стех}$ кристаллах.

Таким образом, нами впервые исследованы спектры ИК-поглощения в области валентных колебаний ОН-групп градиентного кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$(конгруэнтного состава по основным компонентам, градиент Er^{3+} 0.55 ат%/см). Кислородно-октаэдрические кластеры MeO_6 в структуре кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$(3.1 вес%) и градиентного кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$, также как и кислородно-октаэдрические кластеры MeO_6 высокосовершенного композиционно однородного кристалла стехиометрического состава практически не искажены. Показано также, что в структуре исследованных кристаллов $LiNbO_3:Er^{3+}$ практически отсутствуют точечные дефекты Nb_{Li}. Объёмная концентрация ОН-групп в градиентном кристалле $LiNbO_3:Er^{3+}$ почти на порядок меньше, чем в композиционно однородном кристалле $LiNbO_3:Er^{3+}$(3.1 вес%).

А. Ю. Пятышев благодарит РНФ (грант 19-79-30086-П). Н. В. Сидоров благодарит Минобрнауки (тема FMEZ-2025-0055). В. В. Галуцкий и Е. В. Строганова благодарят Минобрнауки (тема FZEN-2023-0006).

Литература

1. V. V. Galutskiy, M. I. Vatlina, E. V. Stroganova, J. Cryst. Growth **311**, 1190 (2009).
2. М. Н. Палатников, Н. В. Сидоров, О. В. Палатникова, И. В. Бирюкова. Дефектная структура кристаллов ниобата лития одинарного и двойного легирования. М: РАН, 2024. 331 с.
3. J. M. Cabrera, J. Olivares, M. Carrascosa, J. Rams, R. Müller, E. Diéguez, Adv. Phys. **45**, 349 (1996).

Исследование двумерной структуры пламени методом LIF

В. Е. Рогожников[1,2], А. Д. Морошкина[1,2,3], Е. В. Серещенко[1],
В. В. Мислављский[1], В. В. Губернов[1]

[1]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

[2]Московский физико-технический институт (НИУ)

[3]Дальневосточный федеральный университет

Благодаря развитию вычислительных мощностей стало возможным моделирование процессов горения с помощью детальных кинетических механизмов реакции, которых в настоящее время существует большое количество. Параметры кинетических моделей как правило верифицируются исходя из согласования

характеристик пламени, таких как ламинарная скорость горения и задержка воспламенения, полученных с помощью численного расчета, с экспериментальными данными. Однако открытым остается вопрос о предсказательной способности механизмов для иных физико-химических характеристик пламени, для этого необходимо получить набор новых экспериментальных данных. Этой цели может служить исследование двумерной структуры метан-воздушного пламени, стабилизированного на плоской пористой горелке.

Горение водорода и углеводородных топлив, характеризуется образованием значительной доли радикалов, которые являются важными промежуточными продуктами их окисления. Такими радикалами, например, являются OH и CH, которые в процессе протекания химической реакции также могут рождаться в возбуждённом электронном состоянии, обозначаемом как OH* и CH*, соответственно. Данные радикалы локализованы вблизи фронта пламени, что позволяет использовать их в качестве индикаторов его положения и структуры.

В данной работе представлено экспериментальное исследование 2D-структуры метан-воздушного пламени двумя различными методами: пространственно разрешенное детектирование сигнала хемилюминесценции OH* и CH* [1], измерение концентрации OH с помощью метода лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) (вращательно-колебательный переход (1 – 0) R2(10)). Преимущества данных методов заключаются в их неинвазивности и высоком пространственном разрешении и позволили определить структуру, форму и положение стационарных фронтов горения с высокой точностью для различных значений параметров.

Одним из важных экспериментальных параметров является скорость подачи спутного потока инертного газа в экранирующей «рубашке» горелки, отсекающей диффузионный приток кислорода из окружающей среды. В работе продемонстрировано, что влияние попутного потока инертного газа на структуру пламени имеет существенных характер. Обсуждается вопрос об оптимальном значении величины потока азота.

На рисунке 1.а приведены результаты измерения концентрации радикала OH в условных единицах с помощью метода ЛИФ для метан-воздушной смеси с коэффициентом избытка топлива $\varphi = 1.0$ и массовым расходом свежей смеси $M = 0.42$ кг/м^{2}с в отсутствии попутного потока азота. Для сравнения на рисунке 1.б приведена фотография пламени.

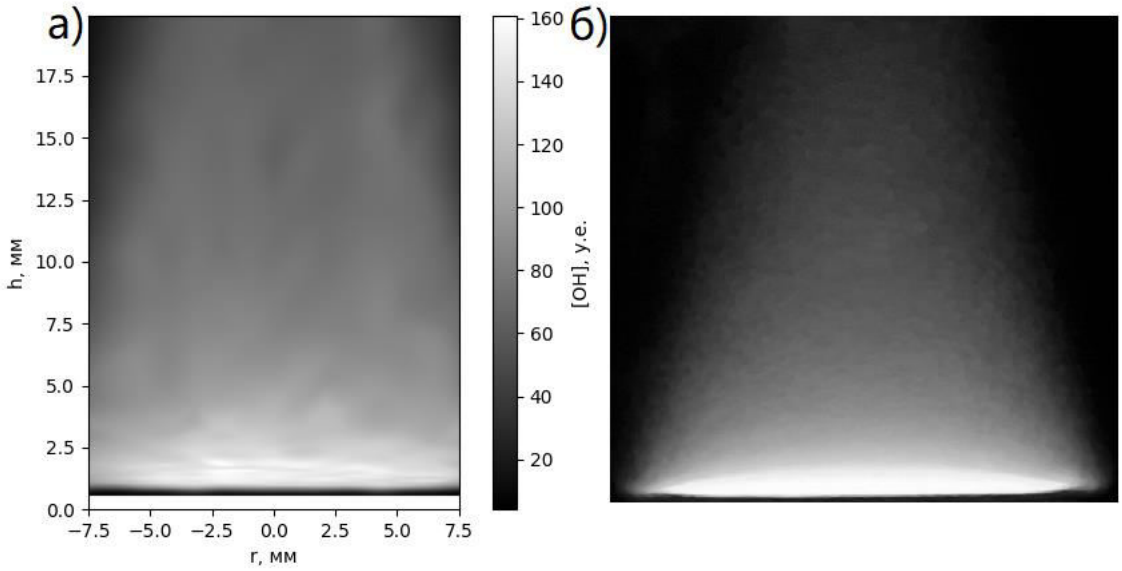


Рис. 1 Двумерная структура пламени, полученная различными способами: а) методом ЛИФ б) при помощи фотоаппарата.

В результате исследования двумерной структуры метан-воздушного пламени плоской горелки было показано, что наличие инертной атмосферы уменьшает концентрацию радикала OH над фронтом пламени. При этом, эффект становится сильнее при отдалении от оси горелки. В силу чрезвычайной пространственной чувствительности данные методы позволяют убедиться в плоскостности фронта пламени, стабилизированного на плоской пористой горелке, и могут служить для измерения ламинарной скорости горения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования (проект № FZNS-2025-0009).

Литература

1. Moroshkina A. et al. Study of chemiluminescence of methane–air flame stabilized on a flat porous burner //Combustion and Flame. – 2024. – Т. 270. – С. 113755.

Пространственное исследование процессов ионного распыления с помощью многосеточного зонда

Булгаков М. А.[1], Романов И. Р.[1], Скрябин А. С.[1,2], Пушкин Д. Б.[2,1]

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

[2]АО «НИИ НПО «ЛУЧ»

Ионно-лучевое распыление, или IBS (англ. Ion beam sputtering), – это вакуумный метод напыления, способный решить технологические задачи создания качественных покрытий. В отличие от других методов метод IBS предлагает уникальную возможность адаптировать свойства пленкообразующих частиц (распыленная мишень и рассеянные первичные частицы) и, следовательно, свойства тонких пленок [1]. Нанесение высококачественных покрытий с рекордными параметрами спектральных характеристик (выше 99,99 %) и радиационной прочности может быть осложнено влиянием упруго- и неупруго отраженных ионов рабочих газов (Ar, Xe, Kr), а также ионов и атомов материалов мишени. Это вызвано, во-первых, теми радиационными дефектами, которые могут быть привнесены в покрытия, а во-вторых, немонотонностью функции распределения ионов по энергиям (ФРИЭ), которыми обладают ионы, достигающие подложку.

В данной работе методами зондовой диагностики экспериментально исследованы характеристики ионного источника, с известными ВАХ, а также энергетические характеристики (ФРИЭ) потоков частиц, отражённых от металлических мишеней. Конечной целью является получение новой информации о параметрах и энергетическом распределении отраженных ионов, а также частиц распылённых мишеней.

Фокусировочные характеристики первичного пучка ионов (Ar^+, Kr^+), с известными ВАХ, были исследованы в диапазоне рабочего напряжения ионного источника от 1500 до 2500 В. Измерения углового распределения плотности ионного и пленкообразующего потока от мишени проводилось при использовании двух рабочих газов: Ar и Kr. При использовании танталовой мишени для обоих рабочих газов максимум ионного тока приходит на угол $\theta = 45°$ и достигает 5 мкА/см^2, при изменении угла плотность тока падает. Нами были получены пленки в аналогичных условиях, а также с использованием запирающего напряжения до 60 В. Проведен анализ данных пленок двумя независимыми методами: контактная профилометрия на стилусном профилометре KLA D-600; оптическая интерферометрия поверхности на приборе 4D NanoCam Sq, которые давали близкие результаты.

Литература

1. Bundesmann C., Neumann H. Tutorial: The systematics of ion beam sputtering for deposition of thin films with tailored properties // Journal of Applied Physics. 2018. Vol. 124. P. 231102.

Управление спектральными характеристиками ВРМБ в воде

А.Д. Кудрявцева, М.А. Карпов, Т.В. Миронова, А.Э. Саларидзе,
С.Ф. Уманская, М. А. Шевченко, Н.В. Чернега
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Сдвиг частоты и ширина линии вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) являются двумя наиболее важными спектральными параметрами, используемыми для целого ряда практических приложений, связанными прежде всего с дистанционным зондированием водных сред для определения температуры и солености [1,2]. Отметим так же использование излучения ВРМБ в качестве источника бигармонической накачки, в этом случае спектральное смещение рассеянной компоненты, и возможность его перестройки являются ключевыми параметрами, определяющими данное практическое приложение.

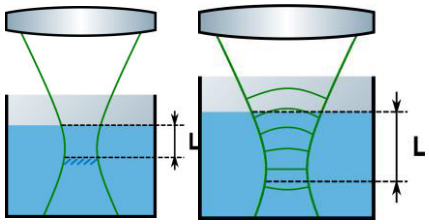


Рис. 1 Образование резонатора в жидкости.

Исследовались временные и спектральные характеристики излучения ВР света в воде при возбуждении излучением второй гармоникой наносекундного Nd:YAG лазера. Отличительной особенностью проводимых измерений являлась фокусировка излучения накачки в открытую поверхность жидкости. Данная схема возбуждения позволяет существенно увеличить эффективность преобразования волны накачки в волну вынужденного рассеяния (ВР), причем это относится к различным типам ВР [3,4,5]. Одной из причин увеличения энергетической эффективности ВРМБ может быть возникновение обратной связи из-за отражения излучения ВРМБ от поверхности жидкости, приводящего к образованию резонатора [6]. Отметим, что ВРМБ в резонаторе

активно используется в настоящее время для генерации мощных импульсов дифракционного качества в лазерных системах.

Схематически образование резонатора при фокусировке на свободную поверхность жидкости представлено на рисунке 1. В процессе измерений менялось положение активной среды относительно фокусирующей линзы. Длина каустики пучка для используемой линзы (фокусное расстояние 150 мм) составляет величину около 5 мм. Считая, что усиление процесса ВРМБ происходит на длине каустики, то длинна резонатора, определяемая областью взаимодействия, будет меняться практически от 0 до 5 мм при изменении положения кюветы. Экспериментально было обнаружено, что спектральное смещение первой стоксовой компоненты ВРМБ относительно возбуждающего излучения менялось от 7,2 ГГц до 7,5 ГГц при заглублении фокальной перетяжки от 0 до 5мм. Отметим, что при этом наблюдалось увеличение длительности импульса ВРМБ от 3 нсек до 7 нсек с одновременным сужением спектральной линии.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №19-79-30086.

Литература

1. Lei Zhang, Dong Zhang, Zhuo Yang et al. Experimental investigation on line width compression of stimulated Brillouin scattering in water. Applied Physics Letters 98, 221106 (2011).

2. Yuanqing Wang, Jinghao Zhang, Yongchao Zheng et al. Brillouin scattering spectrum for liquid detection and applications in oceanography. Opto-Electronic Advances. 6, 220016 (2023).

3. N. Tcherniega, A. Sokolovskaia, A.D. Kudriavtseva et al Backward stimulated Raman scattering in water. Optics Communications 18, 1197–205, (2000).

4. A.D. Kudryavtseva, A.I. Sokolovskaya, N.V. Tcherniega et al Stimulated Scattering of light in thin layers of active materials, neighbour to the surface, in: Nonlinear Optical Phenomena and Coherent Optics in Information Technologies, S.S.Chesnokov, V.P.Kandidov, N.I.Koroteev, Editors, Proceedings of SPIE, 3733,43-49, (1999).

5. S.M. Pershin, A.I. Vodchits, I.A. Khodasevich et al. Backward SRS suppression of picosecond pulses in water upon moving the pump beam caustic from the water volume through the surface. Quantum Electronics 52, 283, (2022).

6. С.М.Першин, А.Ф.Бункин, М.А.Давыдов и др, Новый ВРМБ-лазер с индуцированным резонатором Письма в ЖЭТФ, 112, с. 437- 442, (2020).

Влияние внедрения коллоидных нанокристаллов на оптические свойства полимерных ионообменных мембран

А.В. Скрабатун[1,2], М.Д. Говоров[2], Е.Н. Задорожный[2], Н.А. Задорожный[2], Е.А. Шарандин[2], С.Л. Тимченко[2]

[1]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

[2]МГТУ им. Н.Э. Баумана

Использование ион-активных полимеров в комбинации с оптически активными наночастицами является перспективным направлением для создания и совершенствования световых преобразователей, люминесцентных источников излучения, систем, влияющих на пространственное разделение заряда [1]. Мембрана Нафион производится путем сополимеризации сомономера перфторированного винилового эфира с тетрафторэтиленом и представляет из себя соединения перфтор-винилового эфира, на концах которых расположены сульфогруппы. Перфторированные углеводородные цепи $(C_2F_4)_m$, представляющие собой тефлон, проявляют исключительно гидрофобные свойства, в то время как сульфогруппы – (SO_3H) проявляют гидрофильные свойства [2]. Мембрана Нафион, благодаря своей высокой катионной проводимости, способствует передаче протонов и тем самым влияет на скорость окислительно-восстановительных реакций с участием метиленового синего [3].

Внедрение полупроводниковых наночастиц в полимерные мембраны сильно влияет на спектр образующихся таким образом систем. Полупроводниковые нанокристаллы проявляют хорошую фотостабильность, высокий порог фотообесцвечивания и высокую квантовую эффективность. Тип пассивирующего агента поверхности нанокристаллов и состав матрицы, в которой эти нанообъекты размещаются, существенным образом влияет на их электрические и люминесцентные характеристики. Для одинаковых наночастиц, структура которых имеет вид ядро/оболочка/оболочка CdSe/CdS/ZnS, изменение типа пассиватора приводит к существенным различиям в скоростях диполь-дипольной передачи энергии [4]. Так как мембрана Нафион является протонобменной, то ее активно используют для создания композиционных структур за счет внедрения в нее различных химических элементов [5], для выращивания кристаллов [6].

Кинетика процесса заселения нанокристаллов в мембрану была измерена по спектрам поглощения мембраны в процессе ее вымачивания в толуоле. Проверка наличия внутри мембраны нанокристаллов проводилась с помощью лазерной

эмиссионной спектроскопии, по спектрам люминесценции, поглощения образцов в видимом и УФ диапазонах. Измерения ИК-спектров проводились с применением ИК-Фурье спектрометра — ФС2201 в волновом диапазоне 370—7800 $см^{-1}$. Спектральное разрешение спектрометра составляло не более 1 $см^{-1}$. Возбуждение люминесценции образцов осуществлялась третьей гармоникой λ = 355 нм неодимого лазера на алюмоиттриевом гранате (QX500 SolarRS). Лазер работал в режиме модуляции добротности и генерировал импульсы длительностью 10 нс и частотой следования 20 Гц. Вторичное излучение регистрировалось с помощью мини-спектрометра ASP-100, позволяющий регистрировать излучение в диапазоне 180—1100 нм со спектральным разрешением ≈ 0.3 нм.

Внедрение коллоидных нанокристаллов CdSe/CdS/ZnS в полимерную мембрану Нафион приводит к возникновению новых молекулярных комплексов, что приводит к возбуждению новых линий люминесценции. Использование ультрафиолетового источника лазерного излучения позволило обнаружить значительный рост интенсивности вторичного излучения системы полимерная мембрана-нанокристаллы относительно каждой из компонент системы по отдельности. Дополнительным фактором, подтверждающим внедрение частиц CdSe/CdS/ZnS, стало наблюдение анизотропии вторичного излучения при возбуждении мембраны непрерывным злучением с длиной волны 369 нм. Использование ион активных полимерных мембран и коллоидных нанокристаллов позволяет создавать оптические среды с дополнительными линиями люминесценции и поглощения, и возможностью управления их характеристиками. Увеличение полосы пропускания протонобменной мембраны за счет ее допирования нанокристаллами указывает на альтернативную возможность управления ее оптическими свойствами.

Литература

1. Y. Wang et al, Appl. Energy **88**, 981 (2011).
2. S. Ambrozevich et al, J. Russ. Laser Res. **30** (4), 384 (2009).
3. N. F. Bunkin et al, Opt. Spectrosc. **131**, 966-972 (2023).
4. A.G. Vitukhnovskii et al, Semiconductors. **47**, 1567 (2013).
5. N. F. Bunkin et al, Polymers. **14**, 4007 (2022).
6. N. F. Bunkin et al, Polymers. **16**, 744 (2024).

Индуцированные ультракороткими лазерными импульсами периодические поверхностные структуры на тонких теллуридных пленках

М.П. Смаев[1,2], П.А. Смирнов[2,3], Я.С. Лебедева[2], К.Г. Никитин[2], Д.О. Кузовков[2,3], М.Е. Федянина[2], С.А. Козюхин[4], И.А. Будаговский[1], П.И. Лазаренко[2]

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

[2]Национальный исследовательский университет “МИЭТ”

[3]ГК “Лазеры и аппаратура”

[4]Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН

Фазопеременные материалы характеризуются возможностью быстрого обратимого переключения между фазовыми состояниями, что делает их привлекательными для многочисленных приложений интегральной оптики и нанофотоники. Фазопеременные среды на основе тонкопленочных халькогенидных соединений демонстрируют быстрые переключения между аморфным и кристаллическим состояниями при воздействии тепловых, электрических, оптических импульсов. Воздействие ультракоротких лазерных импульсов на халькогенидные пленки существенно расширяет диапазон наблюдаемых явлений. Так, известно, что воздействие фемто- и пикосекундных лазерных импульсов на пленки $Ge_2Sb_2Te_5$ может приводить к формированию в доабляционном режиме лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ЛИППС), представляющих собой чередующиеся линии аморфной и кристаллической фаз с периодом, близким к длине волны, и ориентированные перпендикулярно поляризации светового поля [1,2]. Возникновение периодических структур связывают с формированием (в процессе воздействия на пленку ультракоротких лазерных импульсов) поверхностной плазмон-поляритонной волны и последующей её интерференцией с падающим излучением [1].

В данной работе представлены сравнительные исследования режимов формирования ЛИППС на поверхности тройного соединения $Ge_2Sb_2Te_5$ и его бинарных компонентов – соединений GeTe и Sb_2Te_3. Теллуридные пленки наносились методом магнетронного распыления на постоянном токе на стеклянные подложки; толщины исследуемых пленок составляли 100÷120 нм Исходные аморфные пленки и пленки, модифицированные ультракороткими лазерными импульсами (1030 нм, 250 фс, 100 кГц, 1 мкДж), анализировались с помощью спектроскопической эллипсометрии, оптической и атомно-силовой микроскопии, а также спектроскопии комбинационного рассеяния света. В узком диапазоне значений плотности энергии (флюенса) в пленках GeTe и

$Ge_2Sb_2Te_5$ наблюдались аморфно-кристаллические ЛИППС, тогда как в Sb_2Te_3 двухфазные периодические структуры не формировались ни при каких плотностях энергии. Возможными причинами различий в формировании ЛИППС являются отличающиеся механизмы кристаллизации (рост числа кристаллических зародышей в GeTe и $Ge_2Sb_2Te_5$ или рост самих зародышей в Sb_2Te_3), а также существенно меньшая проводимость тонких пленок Sb_2Te_3, ограничивающая проявление плазмонных эффектов.

Синтез образцов и спектроскопические исследования выполнены в лаборатории «Материалы и устройства активной фотоники» (FSMR-2025-0002).

Литература

1. S. Kozyukhin, M. Smayev, V. Sigaev, Y. Vorobyov, Y. Zaytseva, A. Sherchenkov, P. Lazarenko, Phys. Stat. Solidi B, **257**, 1900617 (2020).

2. M.P. Smayev, P.I. Lazarenko, I.A. Budagovsky, A.O. Yakubov, V.N. Borisov, Y.V. Vorobyov, T.S. Kunkel, S.A. Kozyukhin, Opt. & Laser Technol., **153**, 108212 (2022).

Расчет давлений в прианодной области диодного зазора электронного ускорителя «Кальмар», с учетом взаимодействия катодной и анодной плазм

А. Р. Смирнова[1,2,3], Д. С. Бойков[4], Е. Д. Казаков[1,2], С. И. Ткаченко[1,2,3]

[1]Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”

[2]Московский физико-технический институт (НИУ),

[3]Объединённый институт высоких температур РАН,

[4]Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН

Развитие технологий создания новых конструкционных материалов повышает актуальность исследований их стойкости к мощному импульсному воздействию, а также фундаментальных задач, связанных с поведением вещества в экстремальных состояниях [1]. Одним из методов такого воздействия являются сильноточные электронные пучки [2–6]. Ускорители, способные генерировать подобные электронные пучки, применяются для исследования прочностных свойств материалов, а также для исследования ударно-волновых процессов при импульсном нагружении различных материалов. В ранних моделях ударно-волновых процессов, инициированных электронным пучком, основным механизмом воздействия считалось образование сверхгорячего слоя в зоне энерговыделения, в то время как влияние плазмы, разлетающейся в диодный зазор,

считалось незначительным. Однако результаты последних исследований демонстрируют, что давление в диодной плазме может достигать значений, достаточных для формирования волн сжатия на значительной временной задержке относительно момента разгрузки основной области [7].

Экспериментальные результаты, использованные в данной работе при описании начальных и граничных условий, а также для валидации матетматической модели, были получены на сильноточном электронном ускорителе «Кальмар» (ток до 40 кА, напряжение до 350 кВ, длительность импульса порядка 100 нс, энергия электронов в пучке порядка 0,35 МэВ). В результате экспериментов получены совместные хронограммы: зарегистрированная методом теневого фотографирования область мишени с проходящими в ней волнами разгрузки/сжатия, а также одновременная с нею регистрация собственного свечения плазмы диода. В качестве начальных условий для моделирования были выбраны параметры одиного из экспериментов, в котором демонстрируется наличие волн сжатия внутри мишени в моменты времени превышающие время разгрузки основной области. Энергия пучка электронов в данном выстреле составляла 350 Дж; мишень была изготовлена из ПММА.

Моделирование воздействия РЭП на исследуемый образец проводилось с помощью разработанного в ИПМ им. М. В. Келдыша РАН кода MARPLE [8], который был дополнен моделью потока катодной плазмы [9]. Вычисления проводились в приближении однотемпературной 3-х мерной магнитной гидродинамической модели с учетом теплопроводности и объемных потерь энергии на тормозное излучение. Энерговклад электронного пучка учитывался в форме источника в уравнении баланса энергии. Расчеты выполнены с использованием широкодиапазонных уравнений состояния вещества.

В данной работе проведено численное моделирование взаимодействия потоков анодной и катодной плазмы в диодном зазоре электронного ускорителя, с последующим расчетом параметров плазмы по мере по ней протекания тока проводимости, а также влияния её давления в прианодной области на зарождение и прохождение волн в мишени.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 25-19-00944). Эксперименты проведены в рамках выполнения государственного задания НИЦ "Курчатовский институт".

Литература

1. F. Coppari, T. De Ressʾeguier, S. Razorenov, T. Sekine, and E. Zaretsky, “Shock behavior of materials,” J. Appl. Phys. 133 (2023), DOI:10.1063/5.0143414.
2. M. I. Gurevich, E. D. Kazakov, Y. G. Kalinin, A. A. Kurilo, O. V. Tel’kovskaya, and K. V. Chukbar, “On the destruction of elastic polymer materials under the action of an electron beam,” Technical Physics 69, 255 (2024), DOI:10.1134/S1063784224010171
3. D. Sadovnichii, Y. Milekhin, and A. Tyutnev, “Electrical effects in polymers and composite materials under electron beam irradiation,” Russian Chemical Bulletin 69, 1607 (2020), DOI:10.1007/s11172-020-2944-y.
4. B. A. Demidov, E. D. Kazakov, and A. A. Kurilo, “Experimental determination of the spallation strength of polymer materials,” Physics of Atomic Nuclei 87, 252 (2024), DOI:10.1134/S106377882413026X.
5. B. Gao, N. Xu, and P. Xing, “Shock wave induced nanocrystallization during the high current pulsed electron beam process and its effect on mechanical properties,” Materials Letters 237, 180 (2019), DOI:10.1016/j.matlet.2018.11.054.
6. D. Wang, R. Ying, W. Chen, and S. Wang, “Study on effects of energy deposition and thermal shock wave by electron beam irradiation,” Applied Sciences 12, 3395 (2022), DOI:10.3390/app12073395.
7. E. D. Kazakov, M. Y. Orlov, A. R. Smirnova, M. G. Strizhakov, K. A., Sunchugashev, L. M. Yusupova, and S. I. Tkachenko, “Assessment of the influence of plasma processes in the vacuum diode of the high-current electron accelerator calmary on the development of shock-wave processes in targets,” Applied Physics 2, 55 (2025).
8. Гасилов В. А. и др. Пакет прикладных программ MARPLE3D для моделирования на высокопроизводительных ЭВМ импульсной магнитоускоренной плазмы //Препринты Института прикладной математики им. МВ Келдыша РАН. – 2011. – №. 0. – С. 20-36.
9. Смирнова А.Р., Бойков Д.С., Казаков Е.Д., Ольховская О.Г., Ткаченко С.И. Моделирование распространения ударных волн в полимерных мишенях, с учётом взаимодействия катодной и анодной плазм в диодном зазоре сильноточного электронного ускорителя «Кальмар»// 51 Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 18 – 22 марта 2024 г.

Связь осцилляций тока и СВЧ излучения в начальной стадии высоковольтного протяжённого атмосферного разряда

П. А. Старовойтова[1,2], И.С. Байдин[1], П.К. Батраков[1], Я.К. Болотов[1,3], А.В. Огинов[1]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

[2] Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

[3] Московский физико-технический институт

Исследование корреляции СВЧ излучения и осцилляций тока является актуальной задачей из-за своей возможности быть ранним предвестником электрического пробоя. Впоследствии, как один из примеров, мы сможем с помощью СВЧ-мониторинга предсказывать выход из строя дорогостоящего оборудования ещё до наступления этого момента.

В ходе работы были взяты данные осциллограмм, полученные на установке ЭРГ [1,2], сформированы графики в предымпульсной стадии разряда изменения тока во времени на осевом анодном шунте и на антенне Вивальди [3,4], расположение которой было ближе к протяжённому разряду. Был проведен анализ времени получения сигнала на анодном шунте и на антенне и его полярность.

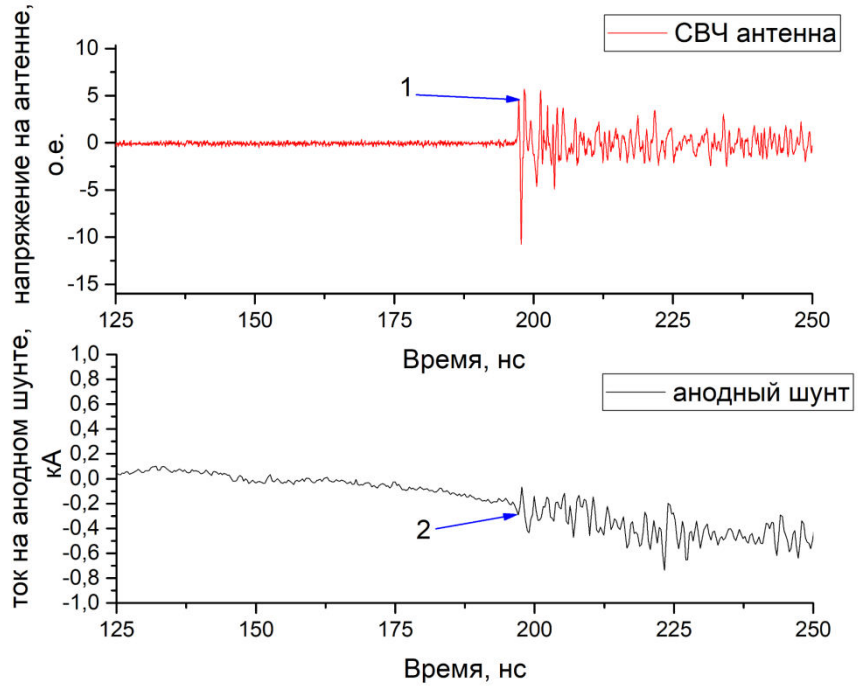


Рис.1. Пример сигнала на двух детекторах: сверху - СВЧ антенна, снизу - осевой анодный шунт. Точками 1 и 2 обозначены выбранные локальные экстремумы.

Ниже представлен пример, рис. 1, типичных сигналов на антенне Вивальди (рис. 1, сверху) и на анодном шунте (рис. 1, снизу). На этих графиках определялась полярность и время всплеска путем выбора первого локального экстремума сигнала (1 и 2 на рис.1 соответственно). Было выявлено, что полярность первого биения на антенне не всегда соотносится с тем же первым биением на анодном шунте (см. пример).

На основе анализа статей [5,6] можно выстроить последовательную физическую модель, объясняющую временну́ю задержку между сверхбыстрыми токовыми процессами и генерацией СВЧ-излучения в протяжённых разрядах.

Ключевым триггером являются сверхбыстрые токовые осцилляции, которые в обеих работах синхронно регистрируются с экстремумами производной напряжения (dU/dt) и совпадают с моментами соединения плазменных каналов – например, встречей положительных и отрицательных стримеров [5] или смыканием лидеров [6]. Эти наносекундные всплески тока создают мощное индуцированное электрическое поле, которое почти мгновенно ускоряет электроны до высоких энергий. Непосредственным результатом ускорения является генерация рентгеновского излучения за счёт торможения электронов, что детектируется в обеих работах практически одновременно с токовыми осцилляциями. В то же время регистрация СВЧ-излучения может наблюдаться несколько позднее по двум основным причинам. Во-первых, сам механизм его генерации может быть связан не с прямым торможением, а с возбуждением колебаний плазменной частоты и других электромагнитных мод в плазме релятивистскими электронными сгустками. Для развития этих коллективных процессов требуется конечное время. Во-вторых, СВЧ-сигнал может являться продуктом релаксации энергетического импульса, вброшенного в плазму, что также объясняет его запаздывание относительно первичного токового импульса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант 23-19-00524).

Литература

1. Родионов А. А., Агафонов А. В., Рябов В. А., Шпаков К. В., Байдин И. С., Болотов Я. К., Медведев М. А., Паркевич Е. В., Мозговой А. Г., Огинов А. В., Исследование областей генерации жестких ионизирующих излучений в атмосферном разряде //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 116. – №. 4. – С. 225-232.

2. Agafonov A. V. et al. Observation of neutron bursts produced by laboratory high-voltage atmospheric discharge //Physical review letters. – 2013. – Т. 111. – №. 11. – С. 115003.
3. И. С. Байдин, А. В. Огинов, Е. В. Паркевич, Сверхширокополосная антенна для регистрации радиоизлучения в начальной фазе высоковольтного лабораторного атмосферного разряда, ЖТФ, 2021, том 91, выпуск 12, 1910–1915
4. Байдин И. С. и др. Высокоэффективный метод калибровки системы локализации точечных источников СВЧ-излучения //Письма в Журнал технической физики. – 2024. – Т. 50. – №. 18. – С. 32-35.
5. Kochkin P. O. et al. Experimental study of hard x-rays emitted from metre-scale positive discharges in air //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2012. – Т. 45. – №. 42. – С. 425202.
6. Rodionov A. A. et al. Time parameters of ionizing radiation of anodic and cathodic localization in the megavolt atmospheric discharge //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2022. – Т. 49. – №. 7. – С. 221-228.

Кинетика люминесценции слоистого соединения SnS_2:Tm, синтезированного при высоком давлении

Е. А. Екимов[2], С. Н. Николаев[1], И. И. Усманов[1,3]

[1]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

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

[3]Московский физико-технический институт (НИУ)

С момента открытия графена в 2004 году двумерные материалы стали активнее применяться в физике конденсированных сред, наноэлектронике и оптоэлектронике [1]. Одним из их представителей является дисульфид олова - нетоксичный материал с шириной запрещенной зоной 2,2-2,4 эВ, высокой проводимостью n-типа и низкой энергией фононов около 300 $см^{-1}$ [2]. Благодаря своим уникальным свойствам SnS_2 используется в фотокатализе [3], термоэлектриках [4] и электродах [5]. Для успешной реализации новых применений двумерных материалов нужно изучить технологию их легирования. Так, например, при легировании ионами железа (Fe) диамагнитный SnS_2 стал ферромагнетиком с температурой Кюри до 31К [6]. Также было обнаружено изменение проводимости на p-тип у монослоя SnS_2, легированного ионами трехвалентного индия (In^{3+}) [7]. Технология синтеза слоистых материалов при высоком

давлении и температуре (HTHP) расширяет возможности по легированию элементами, плохо растворимыми при нормальном давлении.

В недавней работе [8] продемонстрирован HTHP синтез дисульфида олова, легированного ионами трехвалентного тулия (Tm^{3+}). В низкотемпературных спектрах фотолюминесценции полученного материала обнаружен большой набор узких линий в области 700 и 800 нм, которые отнесли к переходам между термами Tm^{3+} $^3F_{2,3}$–$^3H_6$ и $^3H_4$–$^3H_6$ соответственно. В данной работе проведено исследования кинетики затухания люминесценции многослойных чешуек SnS_2:Tm из работы [8]. Целью исследования являлось прояснение деталей механизмов самой люминесценции, а также объяснение некоторых изменений в её спектрах для различных образцов. Измерения проводились при ~77 K, что позволяло также исследовать кинетику линий, ненаблюдаемых при ~5 K.

В результате исследования был проведен анализ кинетики затухания излучения иона Tm^{3+} в решетке SnS_2 и оценены времена жизни его возбужденных термов $^3F_3$ и $^3H_4$. Обнаружено, что сигнал от линий в области 700 нм хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией, а в области 800 нм – суммой двух экспонент, у одной из которых отрицательная амплитуда и время затухания совпадает со временем затухания сигнала в области 700 нм. Предполагается, таким образом, что при затухании излучения иона тулия происходит накачка уровней $^3H_4$ с терма $^3F_3$.

Литература

1. A. Di Bartolomeo, Nanomaterials Vol. 10, p. 579 (2020).
2. S. Gedi et al, Nanomaterials Vol. 11, p. 1955 (2021).
3. A. Taufik, R. Saleh, G. Seong, Nanoscale Vol. 16, p. 9680–9709 (2024).
4. S. Zhan et al, Chem. Mater. Vol. 32, p. 10348–10356 (2020).
5. M. Setayeshmehr, M. Haghighi, K. Mirabbaszadeh, Energy Storage. Vol. 4, p. e295 (2022).
6. B. Li et al, Nat. Commun. Vol. 8, p. 1958 (2017).
7. Z. Li et al, Adv. Elect. Materials Vol. 7, p. 2001168 (2021).
8. I. I. Usmanov et al, APL Materials Vol. 13, p. 091106 (2025).

Влияние типа магнетронного распыления на электрофизические и термические свойства тонких пленок $Ge_2Sb_2Te_5$

Д.А. Гнеушев, А.О. Якубов, Д.Ю. Терехов, М.Е. Федянина,
И.В. Сагунова, Д.А. Голубева
Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

На сегодняшний день халькогенидные материалы с фазовым переходом вызывают интерес во многих направлениях перспективных разработок. Основной особенностью данного класса материалов является возможность быстрого перехода между аморфным и кристаллическим фазовыми состояниями с существенным изменением электрических и оптических свойств. Эта особенность позволяет находить широкое применение данным материалам в разработках перспективных элементов электрической фазовой памяти, а также фотонных интегральных схемах для нейроморфных вычислений. На сегодняшний день основным материалом в исследованиях является $Ge_2Sb_2Te_5$ (GST225), который обладает оптимальными свойствами для применения в электрической фазовой памяти. Однако, свойства данного материала сильно зависят от метода и методики нанесения тонких пленок. В данной работе была проведена отработка технологии формирования тонких пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ методами магнетронного распыления на постоянном токе (DC) и магнетронного распыление на высокочастотном токе (RF), а также зависимость влияния метода на электрофизические и термические свойства пленок GST225.

Отработка технологии формирования тонких пленок осуществлялась с применением DC и RF. RF распыление проводилось при частоте тока 13,56 МГц. Для проверки элементного состава использовался метод энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) при помощи растрового электронного микроскопа. Контроль толщины и морфологии поверхности полученных пленок осуществлялся методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Исследование температурных зависимостей электрофизических свойств и термических свойств тонких пленок проводилось на аппаратно-программном комплексе на основе термостолика Linkam HFS600E-PB4, а также с помощью дифференциального сканирующего калориметра Netzsch DSC 204 F1 Phoenix соответственно.

Результаты АСМ позволили получить значения толщин тонких пленок для процессов с применением различных видов магнетронного распыления, что позволило оценить скорость напыления, а также морфологию поверхности полученных пленок. Результаты EDX подтверждают близость составов полученных пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ к

составам мишеней для методов DC и RF.

Результаты исследования температурных зависимостей удельного сопротивления позволили определить диапазон кристаллизации первого фазового перехода для тонких пленок GST225, который составляет от 150,6 до 169,2 °C. Для метода RF результаты температуры первого фазового перехода тонкой пленки GST225 составляют 160,1 до 175,6 °C. Для обоих типов осаждения наблюдается высокий контраст сопротивлений между аморфным и кристаллическим состояниями, что позволяет надежно определять логические состояния «1» и «0» в случае использования в устройствах электрической фазовой памяти.

Термические свойства тонких пленок GST225 исследовались методом дифференциальной сканирующей калориметрии. Для пленок GST225, полученных методом DC, значения температуры начала кристаллизации, полученные при измерении набора тонкоплёночных образцов, согласуются с данными, определенными из температурных зависимостей удельного сопротивления на планарных структурах, и составляют 151,7 и 159,2 °C соответственно.

Таким образом, по результатам работы была отработана технология нанесения тонких пленок GST225 различными методами магнетронного распыления. Исследованы температурные зависимости электрофизических и термических свойств тонких пленок GST225, определены температуры фазового перехода, а также контраст удельных сопротивлений между аморфной и кристаллической фазами.

Исследования проводились в лаборатории «Материалы и устройства активной фотоники» при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение 075032025266/1 от 25.03.2025 г.,FSMR-2025-0002).

Исследование сходящихся поверхностных акустических волн гигагерцового диапазона частот в структуре NiCu/алмаз

Н. Ю. Фролов, А. Ю. Клоков, А. И. Шарков, С. И. Ченцов
Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН

В данной работе впервые продемонстрирована возможность генерации сходящихся поверхностных акустических волн (ПАВ) гиперзвуковых частот, распространяющихся по поверхности алмаза. В ходе экспериментов продемонстрировано, что данный метод позволяет снизить требуемую плотность

мощности лазерной накачки более чем на три порядка относительно возбуждения в точке, что сопровождается существенным снижением требования к лучевой стойкости материала. При этом сама ПАВ может быть сфокусирована в область размером несколько микрон (порядка ширины кольца возбуждения), в которой достигаются динамические деформации большой амплитуды, вплоть до 10^{-3}.

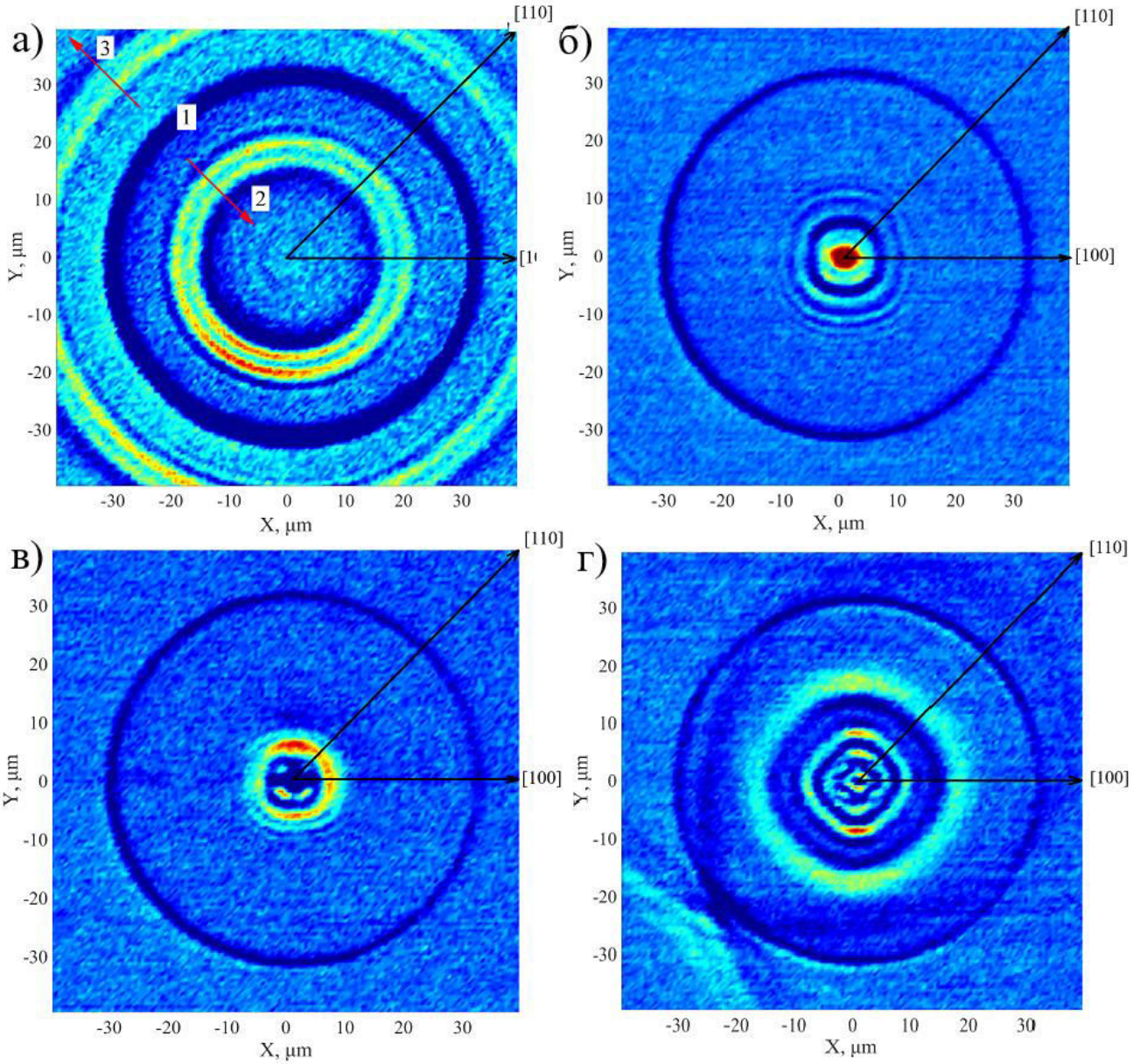


Рис. 1. Поле сходящейся ПАВ в моменты времени 1616 пс (а), 3056 пс (б), 3556 пс (в) и 4556 пс (г).

Для генерации и регистрации ПАВ использовалась установка, реализующая двухцветную методику «накачка-зондирование» и построенная на основе фемтосекундного Ti:Sa лазера Mira-900 (длина волны 800 нм, частота повторений 76 МГц). Для возбуждения фронта сходящихся ПАВ использовалось кольцевое лазерное

возбуждение, получаемое после прохождения луча возбуждения через аксикон с углом 1.0° и объектива с апертурой 0.65.

При такой конфигурации схемы на поверхности образца происходило формирование кольцевого распределения интенсивности света диаметром около 60 μm и шириной 2−3 μm. Распространяясь, ПАВ вызывала изменения фазы комплексного коэффициента отражения на величину ~10^{-5} rad, регистрируемые вторым (зондирующим) лазерным импульсом на длине волны источника излучения при помощи модифицированного интерферометра Саньяка [1]. Для регистрации временной динамики сходящейся ПАВ на поверхности алмаза в схеме использовались 4f-сканер, а также линия задержки, позволившие наблюдать пространственную картину поля ПАВ при сканировании поверхности образца для разных моментов времени относительно момента прихода импульса возбуждения.

Было установлено, что сходящиеся ПАВ, несмотря на наличие дисперсии и анизотропии групповой скорости, могут быть сфокусированы в область размером ~4 μm (FWHM), что близко к ширине кольца возбуждения (3 μm), а также длине волны ПАВ, соответствующей максимуму спектра ~3.6 μm. При этом достигнутая в результате величина деформации в точке фокуса составила $2 \cdot 10^{-5}$, что более чем в 15 раз больше, чем в области возбуждения. Использованный метод генерации сходящихся поверхностных волн гиперзвука представляет интерес для расширения арсенала методов контролируемого воздействия на центры окраски в алмазах.

Работа выполнена при поддержке Гранта РНФ 24-72-00132.

Литература

1. Tachizaki T. et al. Scanning ultrafast Sagnac interferometry for imaging two-dimensional surface wave propagation //Review of Scientific Instruments. – 2006. – Т. 77. – №. 4.

Термоциклирование аморфных тонких пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ ниже температуры фазового перехода

М. Е. Федянина[1,2]

[1]Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

[2]НПК «Технологический центр»

Перспективность исследований халькогенидных тонкопленочных структур, в частности с применением тонких пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ (GST225), связана с возможностью многократного обратимого фазового перехода между аморфным и кристаллическим состояниями под действием лазерного импульса, электрического тока или температурного воздействия. Возникаемый в результате фазового перехода контраст свойств позволяет создавать устройства с промежуточными фазовыми состояниями [1]. В связи с этим ведутся активные разработки по созданию оптических и электрических запоминающих устройств, различных устройств нанофотоники и оптоэлектроники. Однако стоит учитывать, что имеются проблемы со стабильностью свойств тонких пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ в аморфном состоянии. Данное состояние тонких пленок является неравновесным, с течением времени наблюдаются релаксационные процессы, приводящие к изменению свойств тонких пленок. Как следствие изменение исходных параметров аморфной пленки приводит к необходимости корректировки параметров переключения в кристаллическое или промежуточные состояния. Длительная выдержка аморфных тонких пленок GST225 при комнатной температуре приводит к изменению оптических характеристик, оказывающих влияние на работу устройств [2]. При этом наблюдаемые изменения свойств может усиливаться при наличии внешних факторов, таких как приложение низкотемпературного нагрева ниже температуры кристаллизации [3]. Помимо температурного нагрева с длительной выдержкой на свойства аморфных тонких пленок GST225 будет оказывать влияние проведение многократного термоциклирования при температурах ниже начала фазового перехода. В связи с этим с практической точки зрения важно оценить влияние многократного термоциклирования в температурном диапазоне от 40 до 100 °C на оптические и электрофизические свойства аморфных тонких пленок $Ge_2Sb_2Te_5$.

Аморфные тонкие пленки $Ge_2Sb_2Te_5$ были сформированы методом магнетронного распыления поликристаллической мишени на установке МАГНА-01. Давление аргона во время напыления составляло $5{,}7 \cdot 10^{-1}$ Па, мощность, подаваемая на мишень, равнялась 25 Вт. Исследование стабильности оптических и электрофизических свойств аморфных тонких пленок GST225 проводились для образца толщиной 55 нм. Измерения

эллипсометрических параметров проводились методом спектральной эллипсометрии с помощью эллипсометра Эллипс-1881А в диапазоне от 350 до 1000 нм при угле падения света 70°. Для моделирования спектральных зависимостей показателя преломления (n) и коэффициента экстинкции (k) были использованы четырехслойная модель образца и математическая модель Форохи-Блумера. Измерение температурных зависимостей удельного сопротивления было выполнено с помощью аппаратно-программного комплекса, состоящего из температурного столика фирмы Linkam, пикоамперметра и источника питания. Исследования оптических и электрофизических свойств были выполнены одновременно в in situ режиме. Измерения свойств проводились в атмосфере аргона.

Для исследования влияния термоциклирования в диапазоне температур от 40 до 100 °С было выполнено 8 последовательных циклов нагрева/охлаждения. Наиболее заметное расхождение в значениях оптических и электрофизических параметров между этапами нагрева и охлаждения наблюдаются в первом цикле, так, например, удельное сопротивление выросло практически на 190 Ом·см, при этом уже на 2 цикле разница в значениях составила 50 Ом·см. С каждым последующим циклом разница в значениях между параметрами становится меньше до выхода на стабильные значения после достижения 6 цикла. По уравнению Аррениуса были рассчитаны значения энергии активации для этапов нагрева и охлаждения на каждом цикле. Для первого цикла значения составили 0,385 эВ и 0,413 эВ, а на 6 цикле – 0,409 и 0,411 на участках нагрева и охлаждения соответственно. Аналогичное поведение наблюдается для оптических свойств. Значения показателя преломления изменились не существенно в измеренном диапазоне длин волн, однако показатель преломления изменился более существенно, значения при 40 °С возросли с 1,28 до 1,33. а при 100 °С – с 1,32 до 1,38 на длине волны 650 нм. При этом оптические свойства не выходят на стабильное постоянное значение, хотя после 6 цикла изменения в коэффициенте экстинкции становятся менее 0,002. Таким образом, было оценено влияние многократного термоциклирования и определены необходимые параметры нагрева для стабилизации оптических и электрофизических свойств аморфных тонких пленок GST225.

Работа выполнена при поддержке РНФ проект №23-79-10309. Тонкие пленки GST225 были сформированы в лаборатории «Материалы и устройства активной фотоники» (Соглашение 075032025266/1 от 25.03.2025 г., FSMR-2025-0002).

Литература

1. M. Wuttig, H. Bhaskaran, T. Taubner, Nature Photonics, Vol.11, p. 465 (2017).

2. M. Rutten et al, Sci. Rep. Vol. 5, 17362 (2015).
3. P.I. Lazarenko et al, Russ. Phys. J. Vol. 59, p. 1417 (2017).

Кремниевый фотодиод с предельной частотой более 1 ГГц для телекоммуникационных длин волн

Г. К. Красин[1], И. М. Подлесных[1], М. С. Ковалев[1,2], С. И. Кудряшов[1,2]

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

[2] Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Современная фотоника движется по пути миниатюризации, поэтому наглядно прослеживается переход от традиционной объемных оптических элементов и систем к интегральным фотонным схемам. Идет активное освоение методов формирования пассивных оптических интегральных элементов – волноводов, делителей, резонаторов, ответвителей, и т.д. однако задача интеграции активных элементов, в частности, ИК-фотодетекторов, работающих на телекоммуникационных длинах волн (1.31, 1.55 мкм) решена лишь частично и до сих пор остается актуальной [1].

При выборе материала для интегральной платформы ключевыми критериями являются минимальные оптические потери и широкий диапазон оптической прозрачности, чему в полной мере соответствует кремний. Кроме того, благодаря КМОП-совместимости кремния, одним из самых перспективных подходов к формированию ИК-фотодетекторов является его легирование глубокими примесями, что позволит решить задачу по интеграции таких фотодетекторов в фотонные схемы [2].

В работе была разработана конструкция кремниевого ИК-фотодиода, сверхлегированного примесью серы с концентрациями от 10^{18} до 10^{21} $см^{-3}$ с последующим импульсным лазерным отжигом (ИЛО). Для оценки кристалличности полученных легированных кремниевых пластин был проведен анализ спектров комбинационного рассеяния света до и после лазерного отжига. Видно, что до ИЛО наблюдается спонтанная аморфизация, после – восстановление кристалличности. Были проведены измерения электрофизических свойств – подвижности и концентрации носителей заряда по схеме ван дер Пау. Концентрация и подвижность носителей заряда для кремниевой пластины после ИЛО составили $5{,}9 \cdot 10^{15}$ $см^{-2}$ и 10^{2} $см^{2} \cdot В^{-1} \cdot с^{-1}$, соответственно [3].

Для проверки выбранной конструкции на быстродействие было проведено компьютерное моделирование. Оно показало, что быстродействие в основном зависит

от конструкционных параметров (габаритов и толщины) и электрофизических (подвыижности носителей). Показано, что для фотодиодов с диаметром активной зоны равным 250 мкм и толщиной активного слоя 500 нм достижима полоса пропускания в 1 ГГц, а при ее уменьшении диаметра до 40 мкм – 10 ГГц.

Результаты получены в рамках выполнения госзадания № FSFN-2024–0019.

Литература

1. Tran, M.A., Zhang, C., Morin, T.J. *et al.* Extending the spectrum of fully integrated photonics to submicrometre wavelengths. *Nature* **610**, 54–60 (2022).
2. Grote, R.R., Souhan, B., Ophir. N. *et al*. Extrinsic photodiodes for integrated mid-infrared silicon photonics. *Optica* **1**, 264–267 (2014).
3. Podlesnykh, I.M., Kovalev, M.S., Nastulyavichus, A.A. *et al.* Enhanced broadband IR absorption and electrical characteristics of silicon variably hyperdoped by sulfur (10^{18}–10^{21} cm^{-3}) by ion implantation/pulsed laser annealing. *MSSP* **184**, 108830 (2024).

Фемтосекундная инфракрасная фотоника алмазов

П. П. Пахольчук, Н. А. Смирнов, С. И. Кудряшов
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

Природные и синтетические алмазы ценятся за свои уникальные физические и химические свойства. Особый интерес представляют оптические центры в алмазе. Они находят применение в различных областях науки и техники [1,2]. Структура примесных дефектов может быть изменена в алмазе при воздействии сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов [3]. Несмотря на наличие различных работ, посвященных изучению взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с алмазом, они в основном ограничены видимым и ближним инфракрасным диапазоном спектра. В данной работе рассматривается взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с длинами волн 1.0, 3.3 и 5.0 мкм с алмазом.

В качестве источника фемтосекундных лазерных импульсов с длиной волны 1.0 мкм использовался лазер ТЕТА (Авеста проект). Для получения фемтосекундных лазерных импульсов среднего ИК диапазона 3.0 и 5.0 мкм излучение данного лазера преобразовывалось в оптическом параметрическом усилите и генераторе разностной частоты PARUS (Авеста проект). В качестве образцов использовались синтетические и природные алмазы различных типов (IaAB, Ib, IIa, IIb). Были проведены

экспериментальные измерения нелинейного поглощения фемтосекундных импульсов с длинами волн 1.0, 3.3, 5.0 мкм в алмазах различных типов. Излучение фокусировалось в образцы при помощи асферической линзы, изготовленной из CaF_2 с фокусным расстоянием 20 мм. Измерение мощности лазерного излучение осуществлялось на детекторе Ophir 3A-P. Также рассмотрена микромодификация примесной структуры алмазов при облучении такими импульсами. Модифицированные области были проанализированы с помощью 3D конфокального фотолюминесцентного микроскопа-спектрометра. Обнаружен спад пропускания при облучении с длиной волны 1.0 мкм при превышении интенсивности 10 ТВт/см^2 для всех типов алмазов и для облучения с длиной волны 3.3 мкм для алмазов типа I. При облучении с длиной волны 5.0 мкм спад пропускания наблюдался только для алмаза типа Ib, что может быть связано с особым влиянием примеси бора на ИК поглощение алмаза.

Работа выполнена в рамках государственного задания Физического института им. П.Н. Лебедева, FFMR-2024-0009.

Литература

1. Savvin, A., Dormidonov, A., Smetanina, E., Mitrokhin, V., Lipatov, E., Genin, D., ... & Vins, V. NV–diamond laser. *Nature communications*, *12*(1), 7118. (2021).

2. Silani, Y., Smits, J., Fescenko, I., Malone, M. W., McDowell, A. F., Jarmola, A., ... & Acosta, V. M. Nuclear quadrupole resonance spectroscopy with a femtotesla diamond magnetometer. *Science advances*, *9*(24), eadh3189. (2023).

3. Kudryashov, S., Danilov, P., Smirnov, N., Krasin, G., Khmelnitskii, R., Kovalchuk, O., ... & Levchenko, A. “Stealth scripts”: ultrashort pulse laser luminescent microscale encoding of bulk diamonds via ultrafast multi-scale atomistic structural transformations. *Nanomaterials*, *13*(1), 192. (2023).

Сверхбыстрый лазерно-индуцированный прямой перенос для пространственно-селективного формирования омических и Шоттки- контактов на n-Si

Е. В. Ултургашева[1,2], И. М. Подлесных[1], С. П. Бабина[1], С. И. Кудряшов[1,2]

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

[2]Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Контакты металл–полупроводник являются неотъемлемой частью любых современных микроэлектронных и оптоэлектронных устройств: транзисторов, фотодетекторов, солнечных элементов и др. В традиционной технологии формирования металлических контактов доминируют процессы, требующие высокотемпературных стадий, многократного вакуумного травления и фотолитографической селекции областей металлизации. Эти методы обладают высокой воспроизводимостью, однако имеют ряд фундаментальных ограничений [1].

В связи с этим особую актуальность приобретает разработка альтернативных методов, минимизирующих число технологических стадий и обеспечивающих высокую локальность воздействия. В этой работе исследуется сверхбыстрый лазерно-индуцированный прямой перенос для создания различных контактов.

Данный метод уже зарекомендовал себя для изготовления проводящих дорожек [2]. Он реализуется за три основных этапа: напыление пленки Au (толщина 100 нм); перенос магнетронно-напыленной пленки в виде наночастиц на акцепторную подложку n-Si; одновременный отжиг перенесенного материала с помощью того же лазерного излучения. Для оптимизации парметров получения контактов Шоттки варьировались следующие параметры: плотность энергии лазерного излучения (от 3.5 до 30 Дж/см^2) и количество импульсов в точку (от 1 до 3 или от 200 до 800 мм/с). Также было экспериментально подобрано расстояние между акцепторной и донорной подложками по максимальному значению содержания золота, полученному с помощью электронноренгеновской дисперсионной спектроскопии (ЭДРС). Оно составило 300 мкм.

Анализ снимков со сканирующего электронного микроскопа показал сплошность и однородность заполнения частицами. ЭДРС-анализ подтвердил, что метод сохраняет химическую идентичность донорного слоя и не приводит к глубоким реакциям металл–Si в центральной зоне контакта. Что касается функциональных параметров, данный подход позволяет получать омические контакты с линейной формой вольт-амперной характеристики (ВАХ) в диапазоне ±0.5 В, а также низкое сопротивление между двумя

площадками R= 81.1±1.4 Ом. При анализе контактов Шоттки наблюдается типичное выпрямляющее поведение; высота барьера Φ_B (0.68 эВ) согласуется с расчетными значениями.

Таким образом, лазерно-индуцированный перенос может рассматриваться как новая технологическая платформа для микроэлектроники и аддитивных производственных процессов, способная значительно упростить и ускорить создание функциональных структур на кремнии.

Результаты получены в рамках выполнения госзадания № FSFN-2024–0019.

Литература

4. Gorji, M.S., Cheong, K.Y. Embedded Nanoparticles in Schottky and Ohmic Contacts: A Review. *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences* **40**, 197–222 (2015).
5. Nastulyavichus, A., Kudryashov, S., Shelygina, S., Smirnov, N., et al. One-Step Non-Contact Additive LIFT Printing of Silver Interconnectors for Flexible Printed Circuits. *Photonics* **11**, 119 (2024).

Оценка параметрами Джадда-Офельта влияния координационного окружения на люминесценцию комплексов Eu^{3+}

Иванова В.С.[1], Осадченко А.В.[1,2], Селюков А.С.[3], Рыжов А.В.[4], Певцов Н.В.[4,5,6], Дайбаге Д.С.[1], Дайбаге Д.М.[7], Захарчук И.А.[1]

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

[2]РТУ «МИРЭА»

[3]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

[4]ООО «Химтех»

[5]Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН

[6]Московский физико-технический институт (НИУ)

[7]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Для представленных координационных соединений Eu^{3+} на основе β-дикетоновых лигандов исследованы спектральные характеристики фотолюминесценции и динамика ее релаксации, получены значения внутреннего квантового выхода люминесценции, а также рассчитаны параметры Джадда–Офельта (Ω_2, Ω_4), свидетельствующие о степени асимметрии координационной сферы ионов Eu^{3+}. Установленная зависимость

между строением координационной сферы и внутренним квантовым выходом позволяет рассматривать данные комплексы в качестве высокоэффективных эмиттеров для органических светодиодов.

Ключевые слова: *координационные соединения, ионы европия(III), фотолюминесценция, теория Джадда-Офельта, квантовый выход, β-дикетонаты.*

Соединения Eu^{3+} являются перспективными материалами для применения в оптоэлектронных устройствах нового поколения [1], в частности, в качестве эмиттеров для органических светоизлучающих диодов [2] и люминесцентных сенсоров, а также в качестве маркеров для защиты ценных бумаг от фальсификации. Научный интерес к данным комплексам обусловлен характерной для ионов лантаноидов люминесценцией в видимой области спектра, возникающей в результате 4f-4f переходов и характеризующейся высокой монохроматичностью и узкими полосами испускания. Ограничением, снижающим эффективность прямого оптического возбуждения ионов Eu^{3+}, является чрезвычайно низкое значение коэффициента молярной экстинкции, обусловленное запретом на f-f переходы. Преодоление данного ограничения достигается посредством реализации механизма сенсибилизированной люминесценции через "антенный эффект", при котором органические лиганды выступают в роли эффективных хромофоров, поглощающих УФ-излучение с последующим нерадиационным переносом энергии на резонансный уровень иона Eu^{3+} [3]. Эффективность данного процесса напрямую зависит от оптимального согласования энергетических уровней лиганда и акцептора.

Наибольшей эффективностью в реализации антенного эффекта обладают β-дикетонатные лиганды, в частности BTFA, которые при хелатировании иона металла формируют координационную сферу [4]. Дальнейшее улучшение люминесцентных характеристик комплексов, включая повышение квантового выхода и увеличение времени жизни возбужденного состояния $^5D_0$, достигается введением нейтральных донорных лигандов, таких как оксид трифенилфосфина (TPPO). Ключевой функцией таких лигандов является замещение молекул растворителя с высокоэнергетическими колебательными модами (например, O-H группы) в координационной сфере, что приводит к минимизации процессов безызлучательной релаксации [4]. Стратегия оптимизации люминесцентных параметров, включая квантовый выход и время жизни возбужденного состояния, заключается в целенаправленном варьировании состава координационной сферы через изменение соотношения β-дикетонатных и нейтральных

лигандов. Теоретической основой для такого дизайна комплексов служит формализм Джадда-Офельта. Расчетные параметры Ω_2 и Ω_4, получаемые в рамках этой теории, позволяют проводить количественную оценку локального окружения иона Eu^{3+}, устанавливая корреляцию между структурой комплекса и его люминесцентными характеристиками.

Целью данного исследования являлось изучение люминесцентных характеристик трёх координационных соединений на основе ионов европия с различным лигандным окружением: 1 – $Eu(TTFA)_2(TPPO)_3$, 2 – $Eu(TTFA)(TPPO)_5$, 3 – $Eu(TTFA)_3(TPPO)$. Синтез комплексов, измерения спектров фотолюминесценции и кривых затухания проводились по методике, описанной ранее [5].

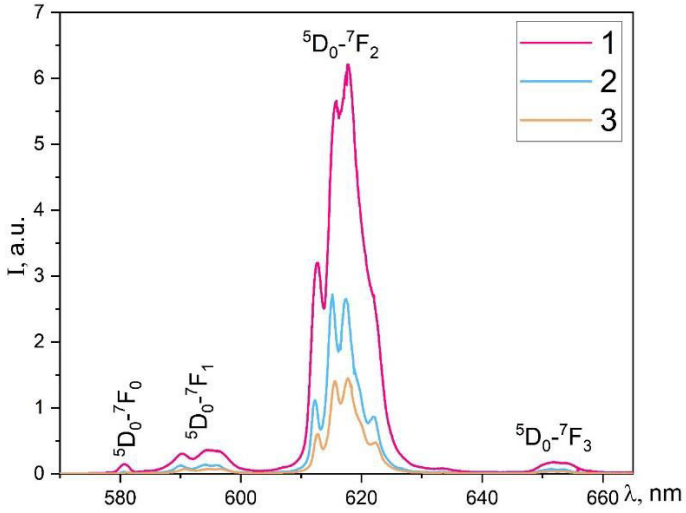


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции комплексов

Спектры фотолюминесценции исследованных комплексов (рис. 1) демонстрируют характерные для ионов Eu^{3+} линии излучения, соответствующие переходам $^5D_0 \rightarrow {}^7F_J$ (J = 0–4). Доминирующей в спектрах является полоса электронного дипольного перехода $^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ в области 615–620 нм [6], которая является гиперчувствительной к изменению локального окружения иона. Наблюдаемое тонкое структурирование данной полосы свидетельствует о расщеплении уровня $^7F_2$ под действием кристаллического поля лигандов. Степень и характер расщепления определяются симметрией координационного окружения иона Eu^{3+} и коррелируют с точечной группой симметрии кристаллической структуры комплекса [7]. Количество компонент расщепления позволяет судить о локальной симметрии координационного центра и типе сингонии кристаллической решётки.

Аппроксимация полученных кривых затухания люминесценции моноэкспоненциальной функцией [5] позволила определить время жизни возбужденного

состояния в (мс): $\tau_1 = 0{,}66$, $\tau_2 = 0{,}49$, $\tau_3 = 0{,}23$.

По результатам оптических исследований для представленных соединений европия был рассчитан квантовый выход люминесценции по формуле:

$$Q_{Ln} = A_{rad} * \tau \quad (1)$$

где τ – характерное время затухания люминесценции исследованных комплексов, а скорость излучательной релаксации вычисляется по формуле [5]:

$$A_{rad} = A_{MD} * n^3 * \frac{I_{TOT}}{I_{MD}} \quad (2)$$

Скорость магнитного дипольного перехода A_{MD} - постоянная величина, равная 14.65 $с^{-1}$. Показатель преломления n был равен 1,5. $\frac{I_{TOT}}{I_{MD}}$ - отношение между суммарной интегральной эмиссией полос перехода $^5D_0 \rightarrow {}^7F_J$ (где J = 0-6) и интегральной интенсивностью перехода $^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$. Ниже представлены основные расчетные соотношения для определения параметров Ω_2 и Ω_4:

$$\Omega_2 = \frac{3hc^3}{4\pi^2 e^2 \omega^3} \cdot \frac{A_{02}}{\chi \cdot |U^{(2)}|^2} \quad (3)$$

$$\Omega_4 = \frac{3hc^3}{4\pi^2 e^2 \omega^3} \cdot \frac{A_{04}}{\chi \cdot |U^{(4)}|^2} \quad (4)$$

Где ω – волновое число перехода, $A_{0J} = \frac{I_{TOT}}{I_{MD}} * A_{MD}$ – вероятность перехода, $\left|U^{(2)}\right|^2 = 0{,}0032$ и $\left|U^{(4)}\right|^2 = 0{,}0023$ - матричные элементы, которые характеризуют чувствительность различных 4f-переходов к внешнему координационному окружению, $\chi = \frac{n(n^2+2)^2}{9}$ - поправка на локальное поле, которая учитывает отличие электрического поля, действующего на ион в среде, от поля в вакууме.

Результаты расчетов параметров, описанных выше, представлены в таблице 1.

Таблица 1. Экспериментально полученные параметры интенсивности 4f–4f-перехода Ω_λ, а также внутренний квантовый выход Q_{Ln}.

Комплекс	A_{rad}, $с^{-1}$	Ω_2, 10^{-20} $см^2$	Ω_4, 10^{-20} $см^2$	Q_{Ln},%
1	895,53	24,33	0,99	53,9
2	745,89	25,25	0,18	40,9
3	713,30	24,26	0,16	18,5

Люминесцентные параметры изученных комплексов имеют однозначную корреляцию с характеристиками их координационной сферы, количественно описанными в рамках формализма Джадда-Офельта. Несмотря на близкие значения параметра асимметрии Ω_2, эффективность люминесценции демонстрирует выраженную зависимость от величины параметра Ω_4. Максимальный квантовый выход (53,9%) зарегистрирован для комплекса 1, характеризующегося наибольшим значением Ω_4. Последовательное уменьшение Ω_4 в ряду комплексов 2 и 3 сопровождается снижением квантовой эффективности, что позволяет идентифицировать комплекс 1 в качестве наиболее перспективного материала для применения в органических светоизлучающих устройствах.

Литература:

1. Ahmed Z., Ali A., Del Rosso T., Khan S.A. Red Europium(III) complexes: Synthesis, photophysics and optoelectronics properties // Inorganica Chimica Acta. – 2025. – V. 587. – Art. 122831.
2. Ebert A. et al. Photoluminescence and self-assembly of three different Eu complexes //Physical Chemistry Chemical Physics. – 2025. – V. 27. – №. 26. – P. 13984-13990.
3. Vogler A., Kunkely H. Excited state properties of lanthanide complexes: beyond ff states //Inorganica Chimica Acta. – 2006. – V. 359. – №. 12. – P. 4130-4138.
4. Malik S. et al. Brominated β-diketone-driven luminescence in europium (III) complexes: insights from spectroscopic, DFT and Judd-Ofelt analysis //Emergent Materials. – 2025. – P. 1-17.
5. Osadchenko A. V., et al. // Phys. Wave Phenom. – 2025. – V. 33, № 1. – P. 72–77.
6. Carnall W.T., et al. // J. Chem. Phys. – 1968. – V. 49. – P. 4424–4442.
7. Binnemans K. Interpretation of europium (III) spectra //Coordination Chemistry Reviews. – 2015. – V. 295. – P. 1-45.
8. Blois L., et al. // Оптика и спектроскопия. – 2022. – Т. 130, № 1. – С. 207–214.
9. Eliseeva S.V., Bünzli J.-C.G. // Chem. Soc. Rev. 2010. V. 39. P. 189–227
10. Dutra J. D. L. et al. LUMPAC 2.0—Bridging Theory and Experiment in the Study of Luminescent Systems //Journal of Computational Chemistry. – 2025. – Т. 46. – №. 17. – С. e70143.