

9-Оптика и спектроскопия

Берёза Алексей Сергеевич, 1 курс
Новосибирск, Институт автоматизации и электротехники СО РАН
Борновское приближение для рассеяния электромагнитной волны наночастицами
Шапиро Давид Абрамович, д.ф.-м.н.
e-mail: alex.bereza2010@yandex.ru стр. 267

Богатова Елена Геннадьевна, 4 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, новых производственных технологий
Колебательная спектроскопия биосовместимых полимеров
Шеремет Евгения Сергеевна, к.ф.-м.н.
e-mail: bogatova2304@mail.ru стр. 268

Бочарникова Елена Николаевна, 4 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический
Теоретическое исследование фотофизических процессов, протекающих в фурукумаринах
Брянцева Наталья Геннадьевна, Чайковская Ольга Николаевна
e-mail: bocharnikova.2010@mail.ru стр. 269

Брюханов Илья Дмитриевич, аспирант 3 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический
Пространственно-временная изменчивость элементов матрицы обратного рассеяния света облаков верхнего яруса
Самохвалов Игнатий Викторович, д.ф.-м.н.
e-mail: plyton@mail.tsu.ru стр. 271

Долгих Лев Юрьевич, магистрант 1 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа ядерных технологий
Оценка эффективности использования PIN-диодов в целях спектрометрии рентгеновского и гамма-излучения
Чурсин Станислав Сергеевич
e-mail: peand18@gmail.com стр. 272

Дышлюк Антон Владимирович, с.н.с.
Владивосток, Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, отдел оптоэлектронных методов исследования
Численное моделирование поверхностного плазмонного резонанса в изогнутом металлизированном световоде методом конечных элементов
e-mail: anton_dys@iacp.dvo.ru работа опубликована в сборнике ВНКСФ-23, стр. 265

Ежов Дмитрий Михайлович, магистрант 2 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический
Генерация второй гармоники излучения перестраиваемого фс лазера в порошке γ -Ga₂S₃
Андреев Юрий Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: ezhov_dm@mail.ru стр. 273

Елина Кристина Алексеевна, 4 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный технический университет, физико-технический
Создание фокусирующего элемента для пучка синхротронного излучения с использованием изогнутых кремниевых пластин
Николенко Антон Дмитриевич, к.ф.-м.н.
e-mail: elinakris@gmail.com стр. 275

Журавлева Дарья Валерьевна, 3 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа новых производственных технологий

Влияние дисперсности перхлората аммония и алюминия на характеристики лазерного зажигания

Форат Егор Викторович

e-mail: zhuravleva.dascha@yandex.ru стр. 276

Заичко Кирилл Владимирович, аспирант 1 года обучения

Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, радиотехнический

Методы повышения радиационной стойкости оптических волокон для применения на борту космического аппарата с длительным сроком активного существования

Шарангович Сергей Николаевич, к.ф.-м.н.

e-mail: zaichkov@gmail.com стр. 278

Ильчук Анна Владимировна, 3 курс

Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, физики высоких технологий

Сверхвысокочувствительное обнаружение методом гигантской спектроскопии комбинационного рассеяния

Рауль Давид Родригес Контрерас, PhD

e-mail: belegestel97@mail.ru стр. 280

Казачков Денис Вадимович, 3 курс

Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический

Алгоритмы оценки энергетических центров тяжести фокальных пятен в плоскости фотоприемного устройства

Лавринова Лидия Николаевна, к.ф.-м.н.

e-mail: den-kazakov-1995@mail.ru стр. 281

Калинин Ростислав Георгиевич, 4 курс

Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа новых производственных технологий

Влияние ВаF₂ на спектрально-кинетические характеристики люминофоров на основе ИАГ:Ce³⁺

Валиев Дамир Талгатович, к.ф.-м.н.

e-mail: kalininrostislav@gmail.com стр. 283

Кеда Инна Сергеевна, 1 курс

Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический

Определение рабочих характеристик лазера для исследования рассеивающих сред

Брюханова Валентина Владимировна, к.ф.-м.н.

e-mail: keda_innochka99@mail.ru стр. 284

Ким Лариса Робертовна, 3 курс

Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа новых производственных технологий

Исследование гетероструктур двумерных материалов для применения в оптоэлектронике

Шеремет Евгения Сергеевна, PhD

e-mail: lrk1@tpu.ru стр. 285

Климашевская Анна Олеговна, 2 курс

Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический

Исследование пропускания лазерного излучения молочной суспензией

Брюханова Валентина Владимировна, к.ф.-м.н.

e-mail: annaklim98@mail.ru стр. 287

Костин Денис Валерьевич, 4 курс

Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический

Влияние размеров капель облака на распределение поляризационных характеристик двукратно рассеянного излучения в плоскости регистрации

Брюханова Валентина Владимировна, к.ф.-м.н.

e-mail: Mitch_kostin@mail.ru стр. 288

Краюхина Влада Сергеевна, магистрант 2 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический
Исследование фотофизических процессов, протекающих в метиленовом зеленом
Чайковская Ольга Николаевна, д.ф.-м.н.
e-mail: krayvlada0523@mail.ru стр. 289

Кучеренко Максим Андреевич, 3 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический
Оценка влияния размерности линзового растра в датчике волнового фронта Шэка-Гартмана на эффективность адаптивной коррекции
Лавринов Виталий Валерьевич, к.ф.-м.н.
e-mail: xardthis@mail.ru стр. 290

Кучинская Олеся Ивановна, аспирант 4 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический
Пространственные характеристики области множественной филаментации ультракоротких лазерных импульсов Ti: Sapphire лазера в воздухе
Кабанов Андрей Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: OlesyaTSU14@mail.ru стр. 292

Кучинская Олеся Ивановна, аспирант 4 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический
Эволюция постфиламентационных каналов на атмосферной трассе длиной 150 м
Кабанов Андрей Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: OlesyaTSU14@mail.ru стр. 293

Ли Цзысюань, аспирант 3 года обучения
Харбин, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа новых производственных технологий
Время-разрешенная фотолюминесцентная спектроскопия гетероструктур на основе InGaN/GaN-квантовых ям
Олешко Владимир Иванович, д.ф.-м.н.
e-mail: llzxx0@163.com стр. 295

Ма Бин, магистрант 1 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа новых производственных технологий
Исследование наноразмерных структур восстановленного оксида графена методом спектроскопии комбинационного рассеяния света
Рауль Давид Родригес Контрерас, PhD
e-mail: 562918740@qq.com стр. 296

Макаренко Мария Алексеевна, аспирант 1 года обучения
Екатеринбург, Институт металлургии УрО РАН, лаб. электротермии восстановительных процессов
Электронные спектры ионов Er(III) и Yb(III) в расплавленных фторидах щелочных металлов
Хохряков Александр Александрович, д.х.н.
e-mail: mari.makarenko.1993@mail.ru стр. 297

Метлин Василий Олегович, магистрант 2 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический
Исследование методики дистанционного измерения температуры мезосферы по интенсивности сигналов резонансной флуоресценции натрия
Бобровников Сергей Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: yometlin@gmail.com стр. 299

Минина Ольга Владимировна, аспирант 4 года обучения
Томск, Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический
Интерпретация экспериментальных данных по филаментации лазерных импульсов в воздухе в рамках дифракционно-лучевого подхода

Землянов Александр Анатольевич, д.ф.-м.н.
e-mail: olga_minina@mail.ru стр. 300

Москаленко Виктория Дмитриевна, 2 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический
Исследование ослабления лазерного излучения суспензиями

Брюханова Валентина Владимировна, к.ф.-м.н.
e-mail: irreproachable17@bk.ru стр. 302

Николаева Алёна Андреевна, 3 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа природных ресурсов

Исследование люминесцентных свойств азокрасителей

Короткова Елена Ивановна, д.х.н.
e-mail: ivanovaaa@tpu.ru стр. 303

Попов Константин Евгеньевич, 4 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа ядерных технологий

Определение показателя преломления материалов в миллиметровом диапазоне длин волн с использованием интерферометра Мартина - Паппетта

Науменко Геннадий Андреевич, д.ф.-м.н.
e-mail: popovkonstantin09@mail.ru стр. 304

Попова Мария Александровна, магистрант 1 года обучения
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, физико-технологический институт
ЭПР-дозиметрия ионизирующих излучений с использованием аланиновых детекторов

Мильман Игорь Игорьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: mari.mashapopova@mail.ru стр. 305

Прокопенко Александр Анатольевич, аспирант 3 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, химический

Особенности спектроскопии цинковых комплексов дипиррометенов

Кузнецова Римма Тимофеевна, д.ф.-м.н.
e-mail: alexpr898@gmail.com стр. 306

Пудовкин Никита Андреевич, 2 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический
Влияние характеристик кюветы на деполяризацию лазерного излучения

Животенюк Иван Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: adidas1919@mail.ru стр. 308

Радченко Михаил Михайлович, 4 курс
Краснодар, Кубанский государственный университет, физико-технический
Сравнительный анализ систем детектирования терагерцового излучения

e-mail: just4fail@yandex.ru стр. 309

Романовский Ярослав Олегович, 1 курс
Москва, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический
Применение параметрического генератора света для лазерного газоанализа атмосферы

Яковлев Семён Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: sancur@iao.ru стр. 310

Сапунова Анастасия Алексеевна, 4 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа новых производственных технологий

Интеграция плазмонных наночастиц в структуры, напечатанные 3D принтингом

Рауль Давид Родригес Контрерас, PhD

e-mail: sapunovanastja@rambler.ru стр. 312

Свиридов Егор Игоревич, 4 курс

Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический

Моделирование передающей системы лабораторного стенда для исследования многократного рассеяния

Брюханова Валентина Владимировна, к.ф.-м.н.

e-mail: EgoryanZZZ@yandex.ru стр. 313

Семенчук Евгений Олегович, магистрант

Гродно, Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, физико-технический

Воздействие лазерного излучения на образец при различном давлении окружающего мишень воздуха

Иванов Алексей Юрьевич, д.ф.-м.н.

e-mail: Unata1976-2010@mail.ru стр. 314

Симонова Анна Андреевна, аспирант 1 года обучения

Томск, Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, -

Континуальное поглощение водяного пара и димеры воды в полосах 0.94 и 1.13 мкм

Пташник Игорь Васильевич, д.ф.-м.н.

e-mail: anna678.tomsk@mail.ru стр. 315

Степанищева Дарья Игоревна, 3 курс

Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа новых производственных технологий

Исследование эффектов оптической интерференции для зондов, используемых в наноспектроскопии

Шеремет Евгения Сергеевна, PhD

e-mail: dasha.step.01@gmail.com стр. 317

Тимофеев Дмитрий Николаевич, аспирант 2 года обучения

Томск, Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

Решение задачи рассеяния света на невыпуклых ледяных атмосферных кристаллах в приближении физической оптики

Коношонкин Александр Владимирович, д.ф.-м.н.

e-mail: tdn@iao.ru стр. 318

Титова Татьяна Юрьевна, доцент

Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический

Межмолекулярные взаимодействия в системе флуоресцентный зонд-растворитель

e-mail: tatyana.yu.titova@gmail.com стр. 319

Трифонов Дмитрий Александрович, м.н.с.

Томск, Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

Определение полной квантовой эффективности системы фоторегистрации СКР-лидара

Бобровников Сергей Михайлович, д.ф.-м.н.

e-mail: trifonov@iao.ru стр. 321

Трофимов Павел Игоревич, 6 курс

Санкт-Петербург, Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Физико-технический

Взаимодействие фемтосекундного лазерного излучения с 1D и 2D металл-органическими каркасами

Миличко Валентин Андреевич, к.ф.-м.н.

e-mail: p.trofimov@metalab.ifmo.ru стр. 322

Трофимова Елена Сергеевна, 5 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, физико-технологический институт
Антистоксова люминесценция в Gd_2O_3 , легированном редкоземельными ионами
Пустоваров Владимир Алексеевич, д.ф.-м.н.
e-mail: trofimova.e.s@yandex.ru стр. 323

Тютерева Юлия Евгеньевна, 3 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
ИК спектроскопия тонких DLC плёнок на кремнии, синтезированных из ионных пучков
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: Y57z@mail.ru стр. 325

Шевченко Екатерина Александровна, 2 курс
Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, систем управления
Расчеты коэффициентов самоуширения линий молекулы SO_2
Воронин Борис Александрович, к.ф.-м.н.
e-mail: shvchenko.k92@gmail.com стр. 326

Шишко Виктор Андреевич, м.н.с.
Томск, Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
**Сравнение E- теории дифракции и E,M- теории дифракции на примере неидеальных гексагональных
ледяных столбиков, характерных для перистых облаков**
Коношонкин Александр Владимирович, д.ф.-м.н.
e-mail: sva@iao.ru стр. 327

Шульга Андрей Владимирович, 2 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический
Калибровка фотоприемника для поляризационного стенда
Животенюк Иван Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: andrey1198@mail.ru стр. 328

Борновское приближение для рассеяния электромагнитной волны наночастицами

Берёза Алексей Сергеевич

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

Шапиро Давид Абрамович, д.ф.-м.н.

alex.bereza2010@yandex.ru

В настоящее время в связи с развитием численных методов исследования, круг решаемых задач значительно расширился. Численные методы, в отличие от аналитических решений, обладают большей универсальностью и позволяют получить решение с заданной степенью точности, тем не менее, аналитическое решение по-прежнему остается исключительно ценным для выявления общих физических закономерностей. Одним из способов получения аналитического решения является борновское приближение, суть которого заключается в том, чтобы для слабого рассеивателя вместо полного поля внутри рассеивающего потенциала использовать падающее поле. Однако, традиционный квантовомеханический борновский ряд не применим к системам с резкой границей, поскольку не позволяет точно учесть граничные условия.

Целью данной работы является построение модифицированного борновского приближения для задачи рассеяния электромагнитной волны на нанобъектах. В задаче выделяют возмущенную и невозмущенную среды; для последней должно быть известно решение в аналитическом виде, основываясь на котором, строится специальная функция Грина [1]. Тем самым задача сводится к возмущителю, помещенному в модифицированную среду, характеристики которой описываются специальной функцией Грина. После выводятся интегральные соотношения, связывающие внешнее поле и поле внутри возмущителя, из которых методом последовательных приближений получается решение в виде борновского ряда. Такое борновское приближение точно учитывает все граничные условия.

Данный метод был проверен на примере задачи рассеяния электромагнитной волны на системе из двух параллельных цилиндров. Для случая s- и p- поляризации была построена функция Грина и получена первая борновская поправка к рассеянному полю, а так же рекуррентные соотношения для нахождения последующих поправок. Оценен диапазон применимости решения. Проведено сравнение с двумя независимыми численными решениями: методом точечных диполей [1] и методом граничных элементов [2]. Первое борновское приближение подходит для определения качественного характера рассеяния, второе и последующие могут быть использованы для описания его количественных характеристик. Метод обобщен на случай большего числа тел произвольной формы.

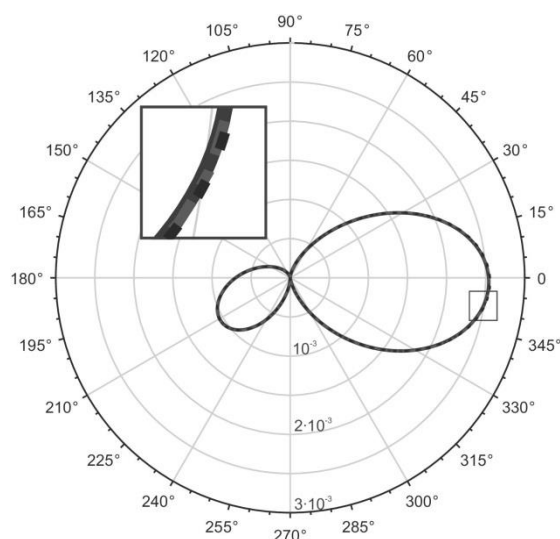


рис.1. Сравнение борновского приближения с численными методами. Пунктирная линия — борновское приближение с учетом 3-й поправки, сплошная — метод граничных элементов, штрих-пунктирная — метод точечных диполей. На врезке увеличенная часть диаграммы, отмеченная на основном рисунке квадратом.

Список публикаций:

[1] A. S. Bereza, A. V. Nemykin, S. V. Perminov, L. L. Frumin and D. A. Shapiro, «Light scattering by dielectric bodies in the Born approximation», *Phys. Rev. A*, 2017, <https://arxiv.org/abs/1704.04767>.

[2] O. V. Belai, L. L. Frumin, S. V. Perminov, and D. A. Shapiro, «Scattering of evanescent wave by two cylinders near a flat boundary», *EPL* 97, 2012.

Колебательная спектроскопия биосовместимых полимеров

Богатова Елена Геннадьевна

Родригес Р.Д., Большасов Е.Н., Твердохлебов С.И., Шеремет Е.С.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Шеремет Евгения Сергеевна, PhD

bogatova2304@mail.ru

Биосовместимые полимеры в настоящее время часто используются в качестве биоразлагаемых имплантатов и доставки лекарств к тканям. Поликапролактон является одним из наиболее широко используемых материалов; он применяется для изготовления имплантатов для костных тканей, так как имеет более длительное время деградации, по сравнению с другими полимерами.

Поликапролактон применяется в качестве биоразлагаемого каркаса, который к тому же стимулирует рост тканей. Его поверхностная и молекулярная структура влияет на клеточную адгезию и время жизни имплантата. Для увеличения адгезии клеток к образцам, а в дальнейшем — имплантатов используют различные методы, в нашем случае - нанесение покрытия нитрида титана [1]. Однако, в то же время нанесение покрытия на поверхность волокон полимера методом магнетронного напыления может изменить их кристаллическую структуру. Целью этой работы является исследование структурных изменений полимера с покрытием нитрида титана с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния (КР).

Исследуемые материалы были изготовлены следующим образом: на одну сторону образцов, полученных методом электроспиннинга из поликапролактона, магнетронным напылением было нанесено покрытие нитрида титана [2]. Первая цель – зафиксировать различия степени кристалличности полимера в зависимости от времени покрытия. При увеличении времени нанесения покрытия, увеличивается количество осажденного нитрида титана на поверхности. Для проведения эксперимента было изготовлено 5 образцов с разным временем покрытия: от 0 до 240 секунд.

Метод КР спектроскопии был выбран по нескольким причинам. Он позволяет изучать образцы малых размеров, не требует специальной подготовки образцов, дает большое количество информации, является неразрушающим и бесконтактным методом анализа. КР спектроскопия представляет собой оптическую спектроскопию, основанную на способности исследуемых систем (молекул) к неупругому рассеянию монохроматического света. В ходе эксперимента образец облучается лучом лазера с длиной волны 405, 532 или 785 нм, после чего луч рассеивается, и неупруго рассеянная часть излучения фиксируется и анализируется с помощью КР спектрометра. Для анализа каждого образца было измерено 3 точки. Предыдущие работы показали зависимость ширины комбинационных пиков от кристалличности поликапролактона [2]. Далее мы проанализировали КР пики на 2905, 2852, 1720, 1435, 1110 см^{-1} , однако только 2 пика дают информацию о кристалличности: 1110 см^{-1} и 1435 см^{-1} . В области валентных С=О колебаний имеет место зависимость пиков от кристалличности. Нами была исследована зависимость ширины на полувысоте необходимых пиков от времени покрытия нитрида титана. Результаты анализа одного из пиков показан на рис. 1. С увеличением времени покрытия ширина пиков на полувысоте уменьшается, а значит степень кристалличности увеличивается.

Предыдущие исследования показали, что большее время покрытия приводит к улучшению кристалличности полимерных волокон. Вероятно, за счет разрушения аморфных областей полимера во время осаждения титана. Также, нагрев полимера в процессе обработки способствует процессу кристаллизации. Известно, что повышение кристалличности волокон поликапролактона приводит к увеличению модуля Юнга и механической прочности [3].

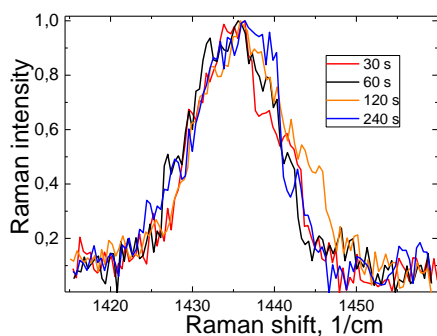


рис. 1А: Усредненные спектры комбинационного рассеяния в области пика $\sim 1110 \text{ см}^{-1}$ полученные зеленым лазером с длиной волны 532 нм,

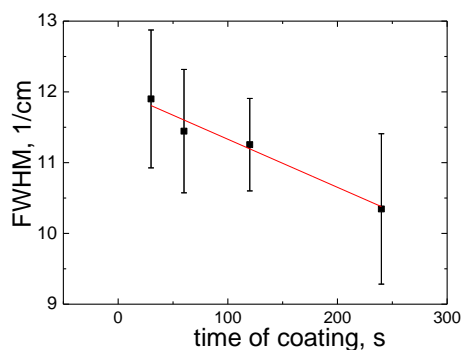


рис 1Б: Зависимость ширины на полувысоте пика 1435 см^{-1} от времени нанесения покрытия

Более тщательная оценка и сравнение результатов степени кристалличности, полученных другими методами (дифференциальная сканирующая калориметрия, рентгеновская дифракция) показывает, что спектроскопия комбинационного рассеяния света является хорошим альтернативным методом неразрушающего тестирования кристалличности и механических свойств поликапролактона. Поэтому дальнейшая работа в рамках исследования будет направлена на корреляцию кристалличности и механических свойств волокон поликапролактона, полученных различными методами.

Авторы благодарят И. Н. Лапина из Томского государственного университета, Россия, за выполнение Рамановских измерений с длинами волн 785 и 405 нм.

Список публикаций:

- [1] I. Dion, F. Rouais, L. Trut, C. Baquey, J.R. Monties, P. Havlik, *TiN coating: surface characterization and haemocompatibility*, *Biomaterials*. 14 (1993) 169–176. doi:10.1016/0142-9612(93)90019-X.
- [2] E.N. Bolbasov, P.V. Maryin, K.S. Stankevich, A.I. Kozelskaya, E.V. Shesterikov, Y.I. Khodyrevskaya, M.V. Nasonova, D.K. Shishkova, Y.A. Kudryavtseva, Y.G. Anissimov, S.I. Tverdokhlebov, *Surface modification of electrospun poly-(L-lactic) acid scaffolds by reactive magnetron sputtering*, *Colloids Surfaces B Biointerfaces*. 162 (2017) 43–51. doi:10.1016/j.colsurfb.2017.11.028.
- [3] X. Wang, H. Zhao, L.-S. Turng, Q. Li, *Crystalline Morphology of Electrospun Poly(ϵ -caprolactone) (PCL) Nanofibers*, *Ind. Eng. Chem. Res.* 52 (2013) 4939–4949. doi:10.1021/ie302185e.

Теоретическое исследование фотофизических процессов, протекающих в фурукумаринах

Бочарникова Елена Николаевна

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Брянцева Наталья Геннадьевна, Чайковская Ольга Николаевна

bocharnikova.2010@mail.ru

Псоралены (фурукумарины) – соединения растительного происхождения. Они фотохимически активны и в комбинации с длинноволновым ультрафиолетом излучением (320 – 400 нм) используются для лечения многих кожных и аутоиммунных заболеваний, они успешно используются для лечения псориаза и аутоиммунных заболеваний с помощью ПУВА-терапии и фотофореза. Большинство работ, посвященных исследованиям фотохимии псораленов, связаны с изучением их фотореакций с биологическими субстратами, а также идентификации фотопродуктов, образующихся при облучении в водных и спиртовых средах. Механизмы фотореакций, которые очень важны в ПУВА-терапии, включают в себя быстрые реакции с переносом заряда и двухстадийные процессы фотоокисления [1]. Более подробные данные о фотофизических процессах, протекающих в молекулах, можно получить из квантово-химического расчета.

Целью данной работы стало теоретическое исследование фотофизических процессов, протекающих в 8-метоксипсоралене (8-МОП) и хеллине (Хл). Структурные формулы молекул приведены на рис.1.

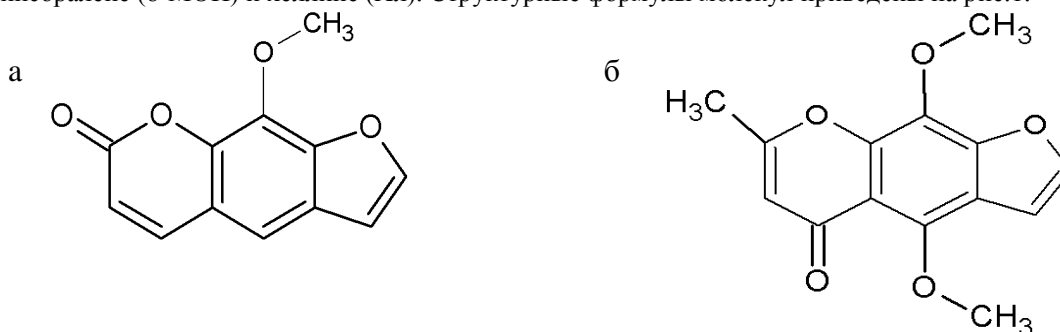


рис. 1. Структурные формулы исследуемых молекул: 8-метоксипсорален(а) и хеллин (б)

Метод квантовой химии используется для изучения фотофизических свойств линейных и угловых псораленов с сопряженными внешними карбонильными заместителями. Основой нашего теоретического подхода являются концепции и методы квантовой химии и теория безызлучательных переходов в многоатомных органических молекулах. Квантово-химические алгоритмы и программы основаны на полуэмпирическом методе частичного пренебрежения дифференциальным перекрытием со спектроскопической параметризацией (ЧПДП/С). Компьютерная программа, разработанная для расчета матричных элементов оператора спин-орбитального взаимодействия, позволяет оценить внутреннее

преобразование энергии возбуждения в молекуле и скорость синглет-триплетного преобразования k_{ST} по формуле [2]:

$$k_{ST} \approx 10^{10} |\beta_{ST}|^2 / (\exp n!) \quad (1)$$

где k_{ST} – константа интеркомбинационной конверсии, $|\beta_{ST}|^2$ – спин-орбитальное взаимодействие для электронных состояний с учетом их орбитальной симметрии, n определяется из условия минимума дефекта резонанса начального и конечного состояний электронного перехода.

Расчитанные константы фотофизических процессов и силы осциллятора нижних синглетных возбужденных состояний методом ЧПДП/С приведены в таблице 1.

Важной характеристикой флуоресценции молекул в растворе является квантовый выход. Для синглетных состояний, при их прямом оптическом заселении, квантовый выход флуоресценции определяется выражением:

$$\varphi_f = \frac{k_r}{k_r + k_{IC} + k_{ST}}, \quad (2)$$

где k_r – константа радиационного распада, k_{IC} – константа внутренней конверсии, k_{ST} – константа интеркомбинационной конверсии.

Квантово-химические расчеты методом ЧПДП/С были выполнены для определения схем фотофизических процессов в молекулах псоралена. Было показано, что для всех соединений нижнее синглетное возбужденное состояние S_1 представляет собой тип $\pi\pi^*$ и состояние S_2 – $\pi\pi^*$.

Соединение	Метод					
	AM1			PM3		
	k_r	k_{IC}	k_{ST}	k_r	k_{IC}	k_{ST}
8-МОП	$5.7 \cdot 10^7$	$5.8 \cdot 10^3$	$8.6 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^3$	$2.5 \cdot 10^7$
Хеллин	$1.2 \cdot 10^7$	$5.5 \cdot 10^2$	$7.3 \cdot 10^2$	$2.4 \cdot 10^6$	$1.03 \cdot 10^3$	$3.5 \cdot 10^4$

Экспериментальные данные были получены на спектрофлуориметре SM-2203 при комнатной температуре в этаноле. Они показали, что для исследуемых молекул значения квантовых выходов флуоресценции зависят от растворителя.

Из анализа расчетных и экспериментальных данных можно предположить, что метоксигруппы оказывают наиболее сильное влияние на спектрально-люминесцентные характеристики исследуемых молекул. Наблюдаемое для исследуемых соединений эффективное межсистемное преобразование с высокой константой скорости $\sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ для 8-МОП и низкой константой скорости $\sim 10^2\text{-}10^4 \text{ s}^{-1}$ для хеллина. Установлено, что эти молекулы и эффективные популяции триплетов обусловлены близким расположением слоев с различной орбитальной природой, что приводит к небольшим значениям квантовых выходов флуоресценции.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № 4.6027.2017/8.9

Список публикаций:

[1] Ковальская Н.Е., Соколова И.В., Майер Г.В., «Зависимость флуоресцентной способности к эффективности межсистемного преобразования в псораленах», *Journal of Fluorescence* 13, 5-7 (2003).

[2] Артюхов В.Я., Помогаев В.А., «Природа электронно-возбужденных состояний органических соединений и процессов безызлучательной конверсии», журнал «Российская физика» 59 (4), 525-535 (2016).

Пространственно-временная изменчивость элементов матрицы обратного рассеяния света облаков верхнего яруса

Брюханов Илья Дмитриевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Самохвалов Игнатий Викторович, д.ф.-м.н.

plyton@mail.tsu.ru

В современных условиях человечество всё более остро нуждается в повышении точности прогнозов погоды и климата. Расширение сферы влияния человека и рост его зависимости от инфраструктуры выдвигает новые требования к достоверности прогностической информации. Вместе с тем, широкий спектр атмосферных процессов и явлений остаются малоизученными.

Облака верхнего яруса (ОВЯ) являются климатообразующим фактором, что к настоящему моменту общепризнанно [1–3]. Пропускание ими солнечного излучения определяется их микрофизическими параметрами. К таковым относятся параметры распределений кристаллов льда в облаках по форме, размерам и углам пространственной ориентации. И если инструментально можно определить, к примеру, форму и размеры частиц, то их ориентация нарушается при заборе проб. Это является причиной отсутствия сколько-нибудь достоверной микрофизической модели атмосферы, что влечёт за собой погрешности расчётов радиационного баланса. В свою очередь, эти погрешности приводят к ошибкам синоптических и климатических прогнозов.

Тем не менее, параметры микроструктуры ОВЯ можно оценить, анализируя изменения состояния поляризации лазерного излучения при его взаимодействии с частицами исследуемого облака. Эта идея положена в основу метода поляризационного лазерного зондирования [3], позволяющего экспериментально получить матрицу обратного рассеяния света (МОРС) облака. Эта характеристика несёт в себе информацию о параметрах микроструктуры рассеивающей среды, а потому может быть использована для их восстановления. Данный метод реализован на высотном поляризационном лидаре НИ ТГУ, уникальной особенностью которого является возможность экспериментального определения полной МОРС [4]

Для её получения в атмосферу поочерёдно посылаются лазерное излучение с каждым из четырёх состояний поляризации, определяющих вектор-параметр Стокса излучения. Для излучения, направленного в атмосферу с каждым из указанных состояний поляризации регистрируются все четыре компонента вектора Стокса обратно рассеянного излучения. Совокупное определение каждой из них позволяет получить все 16 элементов МОРС облака.

Для уменьшения погрешностей в методике эксперимента используется накопление лидарных сигналов. Настоящий доклад посвящён модернизации методики обработки данных, получаемых с помощью лидара НИ ТГУ, с целью улучшения соотношения сигнал-шум, уменьшения погрешностей и разделения лидарных сигналов, получаемых от разных аэрозольных образований, для их отдельного анализа. Разработан программно-алгоритмический комплекс, позволяющий выделять в результатах экспериментов конкретные интервалы времени и обрабатывать данные, накопленные в течение них, отдельно. На рисунке 1 приведены иллюстрации результатов обработки данных двух серий экспериментов, выполненных последовательно 23 ноября 2017 г., для линейной горизонтальной поляризации зондирующего излучения.

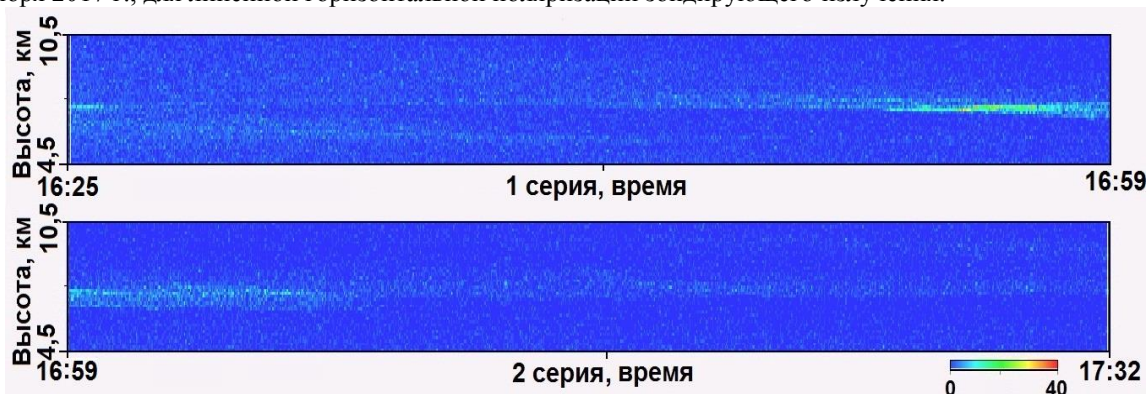


рис.1. Вертикальные профили интенсивности лидарного сигнала в фотоотсчётах для каждого отдельного импульса лазера (частота следования импульсов – 10 Гц); цветами: синий соответствует нулю, а красный – максимальной интенсивности

На рисунке видна поимпульсная развёртка динамики изменения лидарного сигнала в течение каждой серии измерений. Синие и голубые точки соответствуют фоновому излучению, а точки остальных цветов – облакам. Выделение временных интервалов, соответствующих времени наблюдения облака (конец первой

серии и начало второй), их «склейка» и дальнейший анализ позволяют снизить влияние фона и анализировать непосредственно сигнал, накопленный от данного облака. Таким образом, МОРС облака, высоты его нижней и верхней границ, оптическая толща, отношение рассеяния и ряд других характеристик могут быть определены из лидарного сигнала конкретно для интересующего облака. В докладе приводится сопоставление результатов обработки экспериментальных данных, выполненной с внедрением новой методики и без неё, и обсуждается перспектива применения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант 16-05-00710) и Программы «Научный фонд им. Д.И. Менделеева Томского государственного университета».

Список публикаций:

[1] S.G. Lakkis, M. Lavorato, and P.O. Canziani, *Atm. Res.*, 92, 18 (2009).

[2] A.J. Baran, *Atm. Res.*, 112, 45 (2012).

[3] В.В. Брюханова, А.А. Дорошкевич, *Изв. вузов. Физика*, 51(9/3), 77–78 (2008).

[3] B.V. Kaul, I.V. Samokhvalov, and S.N. Volkov, *Appl. Opt.*, 43(36), 6620–6628 (2004).

[4] Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В., Животенюк И.В., Брюханов И.Д. *Опт. атм. океана*, 25(5), 403–411 (2012).

Оценка эффективности использования PIN-диодов в целях спектрометрии рентгеновского и гамма-излучения

Долгих Лев Юрьевич

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Чурсин Станислав Сергеевич

peand18@gmail.com

На текущий момент, оборудование для рентгеновской и гамма-спектрометрии далеко не всегда легко транспортируемо, но и является высокотехнологичным и дорогостоящим оборудованием, вследствие чего, вопрос о поисках более эффективных методов регистрации излучения остается открытым. Одним из интересных направлений развития решения спектрометрических систем является их развертка на базе PIN-диодов. Такие диоды являются доступными, дешевыми и обладают малыми размерами. Фактически, они являются полупроводниковыми детекторами. Исследование возможности применения PIN-диодов на данный момент является актуальным, так как их применение, потенциально, может уменьшить стоимость и увеличить доступность оборудования для спектрометрии, радиационной безопасности т.п.

В работе оценена эффективность использования PIN-диодов ВРW-34 для спектрометрии рентгеновского и гамма-излучения, представленные диоды обладают толщиной чувствительного слоя равной 210 мкм [1]. Оценка проводилась посредством расчета эффективности регистрации электромагнитного излучения широкого диапазона энергий. Расчёты проводились компьютерными моделями, созданными с помощью GEANT4.

Результатами являются значения эффективности PIN-диода ВРW-34 в различных условиях: расчет чувствительного слоя диода без корпуса и других поглотителей (*рис. 1*), расчет чувствительного слоя диода с учетом пластикового корпуса, расчет систем использующие несколько диодов.

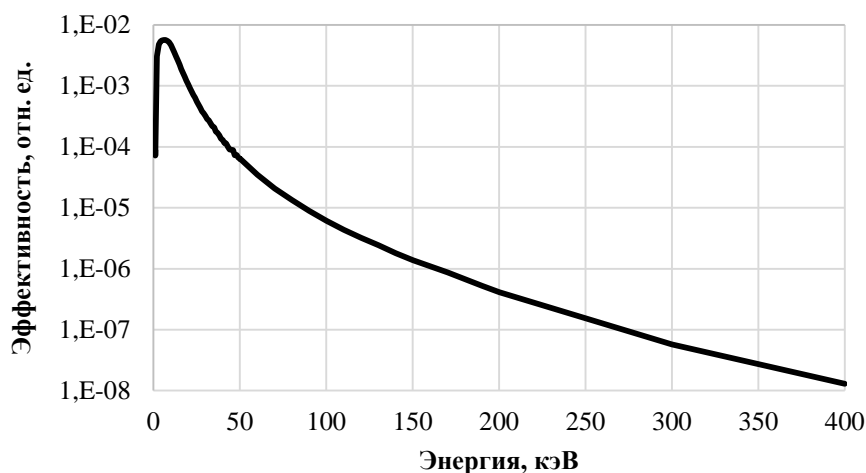


рис.1. Зависимость эффективности регистрации PIN-диода ВРW-34 от энергии, при расстоянии между источником и детектором 10 мм

Исследование, проведённое в данной работе, показывает, что эффективность регистрации рентгеновского и гамма-излучения PIN-диода BPW-34 сильно падает с увеличением энергии и, при энергии 100 кэВ, уже имеет значение несколько тысячных процента, из-за чего диапазон энергии, который целесообразно измерять таким детектором, ограничен.

Основное преимущество PIN-диодов, для целей спектрометрии, помимо их дешевизны, является их малый размер, но это также их недостаток, так как детектор находится в малом телесном угле относительно источника. Малая толщина также является важным фактором, поскольку уменьшается чувствительный объем детектирующей системы. Таким образом, применять такие диоды в целях спектрометрии можно при условии измерений низких энергий (до 100 кэВ), а также при высокой интенсивности падающего излучения.

Список публикаций:

[1] Kainka B. *Measure Gamma Rays with a Photodiode. Radiation detector using a BPW34 // Elektor Magazine, 2011, No. 6, pp.22-26.*

Генерация второй гармоники излучения перестраиваемого фс лазера в порошке γ -Ga₂S₃

Ежов Дмитрий Михайлович

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Андреев Юрий Михайлович, д.ф.-м.н.

Светличный Валерий Анатольевич, к.ф.-м.н.

ezhov_dm@mail.ru

Поиск новых эффективных нелинейных кристаллов (НК) для преобразования лазерного излучения является актуальной задачей. Это связано, как с потребностью повышения эффективности используемых лазерных систем от видимого до среднего ИК диапазона, так и для освоения ТГц области спектра. Изготовление оптических элементов из объёмных монокристаллов трудоёмкий процесс, требующий отработки ростовой технологии, затратный как по времени, так и по необходимым ресурсам. Поэтому определение свойств кристаллов в поисковых исследованиях с использованием более доступных и дешёвых порошковых материалов является эффективным способом уменьшения затрат. Так порошковый тест по методу Куртца и Перри, разработанному в конце 60-х годов, позволяет оценить коэффициент нелинейности исследуемого кристалла по интенсивности генерации второй гармоники (ГВГ) в сравнении с интенсивностью ГВГ получаемой от порошкового образца НК сравнения. Данный тест также позволяет определить достижимо ли выполнение условия фазового синхронизма. Использование такого подхода особенно ценено на стадии разработки ростовой технологии, когда нет возможности создать монокристаллический образец достаточных размеров.

Полупрозрачный сульфид галлия Ga₂S₃ является одним из потенциально перспективных НК, обладающий широким диапазоном прозрачности, в том числе и в ТГц диапазоне [1]. Данный кристалл существует в нескольких кристаллических модификациях, все из которых могут представлять интерес для нелинейной оптики. Ранее мы исследовали Ga₂S₃ кубической (γ) модификация, полученных из расплава и раствора PbCl₂, соответственно [2], который генерировал вторую гармонику Nd:YAG лазера. Однако, вхождение в решётку кристалла компонентов растворителя PbCl₂ приводило к трансформации структуры и значительному ухудшению его оптических свойств, в том числе эффективности ГВГ.

В настоящей работе методом Куртца – Перри проведён сравнительный анализ эффективности генерации второй гармоники перестраиваемого фемтосекундного Ti:Sapphire лазера порошков кристалла γ -Ga₂S₃, выращенного из расплава KI в сравнении с порошками известных эффективных НК LBO, BBO, KDP, и LN в идентичных условиях эксперимента.

Выбранные НК были измельчены и фракционированы с помощью набора сит с калиброванным размером ячеек: 20–50 мкм, 50–100 мкм, 100–160 мкм, 160–250 мкм и 250–500 мкм. Порошковый тест эффективности нелинейного преобразование предполагает сравнение относительной интенсивности ГВГ в зависимости от размера фракции исследуемого порошка. Так интенсивность ГВГ может быть записана как:

$$I(2\omega) \propto \frac{d_{\text{eff}}^2}{n^2(\omega)n^2(2\omega)} L^2 I^2(\omega), \quad (1)$$

где d_{eff} – коэффициент эффективной нелинейной восприимчивости, L – толщина образца, n – соответствующий показатель преломления. Однако малый размер пятна излучения и низкой пиковой мощности фемтосекундного лазера, не позволил использовать порошки с размером фракции: 160-250 мкм и 250-500 мкм.

В ходе эксперимента излучение 140 фс Ti:Sa лазера Chameleon Vision 2 (Coherent, США) с частотой повторения импульсов 80 МГц направлялось сквозь призму Глана-Томпсона, через коллиматорную систему на кювету с исследуемым порошком. Поляризатор позволял устанавливать мощность попадающего на образец излучения, что позволило построить зависимость интенсивность генерируемого излучения от мощности накачки. Диффузно отражённое излучение лазера и излучение ГВГ регистрируются с помощью переносного спектрометра S100 (Solar LS, Белоруссия). Перед оптоволоком были установлены светофильтры, пропускающие излучение ВГ и отсекающие возбуждающее излучение. Интенсивность возбуждающего излучения определялась с помощью калориметра 12A-P (Ophir, Израиль).

Так были получены зависимости интенсивности ГВГ от мощности лазерного излучения на нескольких длинах волн накачки 850 нм, 900 нм, 950 нм, 1000 нм и 1050 нм для порошков НК Ga_2S_3 и НК LN (в качестве образца сравнения), а также были зарегистрированы спектры излучения ВГ в порошках НК BBO, LBO, KDP при максимальной мощности при выбранных длинах волн накачки.

Примеры полученных в ходе эксперимента зависимостей, приведены на рисунке 1а, данная кривая соответствует длине волны накачки 850 нм. На рисунке 1б представлена относительная интенсивность ГВГ в порошках, исследуемых НК, в сравнении с интенсивностью ГВГ в порошке НК LN.

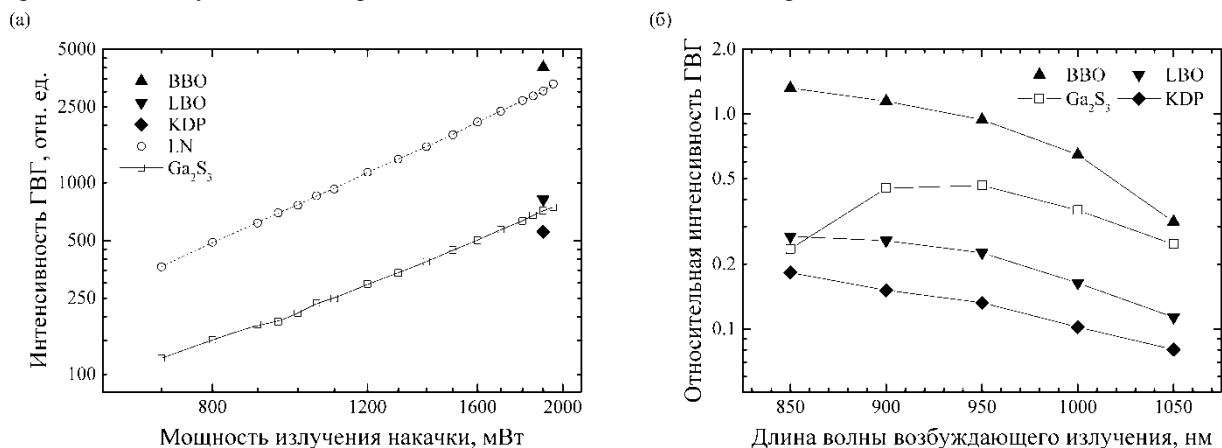


рис. 1. Генерация второй гармоники в порошках НК под действием фс излучения: а – интенсивность ГВГ от мощности излучения накачки на длине волны 850 нм, б – относительная интенсивность ГВГ.

Ранее было показано, что Ga_2S_3 кубической и моноклинной фазы имеет окно прозрачности в диапазоне 0.44–25 мкм. На рисунке 1б видно, что в области спектра близкой к области собственного поглощения НК Ga_2S_3 , при длине волны ВГ <450 нм, эффективность преобразования лазерного излучения существенно снижается из-за возрастающего собственного поглощения. Необходимо отметить, что при исследовании ГВГ под действием наносекундного излучения, порошок исследуемого НК показывал в несколько раз большую относительную интенсивность ГВГ, данная особенность может быть связана мультифотонным поглощением, проявляющимся при фемтосекундном возбуждении нелинейной среды.

Список публикаций:

- [1] Kokh K. A., Huang Z.-M., Huang J.-G., Gao Y.-Q., Uralbekov B., Panomarev J., Lapin I. N., Svetlichnyi V. A., Lanskii G. V., Andreev Yu. M. // *Materials Research Bulletin*. 2016. Vol. 84. P. 462-467.
 [2] Huang Z.-M., Huang J.-G., Svetlichnyi V. A., Shabalina A. V., Andreev Yu. M., Lanskii G. V. // *40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*. 2015. 2 p.

Создание фокусирующего элемента для пучка синхротронного излучения с использованием изогнутых кремниевых пластин

Елина Кристина Алексеевна

Новосибирский государственный технический университет

Николенко Антон Дмитриевич, к.ф.-м.н.

elinakris@gmail.com

Работа посвящена исследованию целесообразности использования изогнутой кремниевой пластины с перестраиваемым радиусом кривизны для фокусировки синхротронного излучения мягкого рентгеновского диапазона из накопителя ВЭПП-4. Показана эффективность использования пластин треугольной формы для улучшения качества фокусировки. Проведены прямые измерения выигрыша в плотности потока фотонов при использовании такой системы фокусировки.

Метрологическая станция "Космос" функционирует с 2007 года в Сибирском международном центре синхротронного излучения (далее СИ) на высоковакуумном канале вывода СИ из накопителя ВЭПП-4. Назначение станции - разработка и реализация метрологических методик в диапазонах вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена. Для покрытия спектрального диапазона в мягком рентгене станция оснащена двухзеркальным монохроматором на основе многослойных зеркал. В ряде случаев возникает необходимость фокусировки для повышения плотности потока фотонов на исследуемых образцах. Поскольку геометрия эксперимента в ходе сканирования по энергии требует постоянного изменения угла между пучком СИ и зеркалом, было предложено заменить одно из многослойных зеркал на отражающий элемент с переменным радиусом кривизны.

Для достижения цели были поставлены следующие задачи:

1. Разработка и изготовление прототипа для фокусировки пучка СИ, состоящего из крепления и механизма изгибания пластины, с характеристиками, обеспечивающими следующие параметры:
а) Подстройка угла между пучком и поверхностью изгибаемого зеркала: $\theta=10^{\circ}-45^{\circ}$
б) Вертикальный размер захваченного первичного пучка: $h=1-10$ мм

2. Провести тестирование системы на пучке СИ, проверить работоспособность и оценить эффективность применения.

Была разработана система, состоящая из держателя зеркала, которая так же может изгибать последнее при помощи винта актуатора (рис. 1).



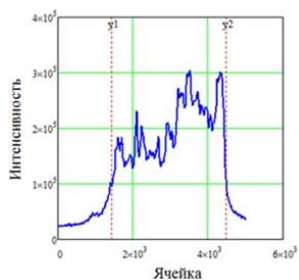
рис. 1 Фото прототипа

На основании механизма (1) закреплен уголок (2), на котором смонтирован зажим для основания зеркала (3) и актуатор (4). Винт актуатора упирается в свободный край зеркала (5) и осуществляет его сгибание. Изгибающее усилие, приложенное к вершине равнобедренного треугольника, изгибает пластину с поверхностью близкой к цилиндрической.

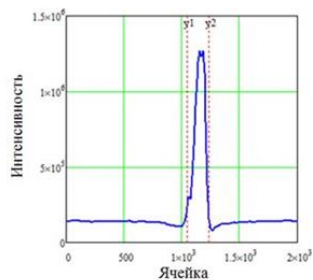
Расчет коэффициента отражения зеркала в диапазоне мягкого рентгена выполнялся с использованием формул и данных, подробнее рассмотренных в [1]. В случае нашего эксперимента ($E_{\phi} = 101$ эВ, $\alpha = 80^{\circ}$) ожидаемый коэффициент отражения золотого зеркала составляет 0,842.

В качестве детектора использовался двухкоординатный детектор на основе ПЗС-матрицы, имеющей высокую чувствительность в МР и ВУФ области. Измерения проводились на станции "Космос", данные обрабатывались программным обеспечением, входящим в штатный комплект ПО детектора, а также программным обеспечением, созданным специально для станции "Космос" в среде MathCad.

При обработке данных для измерения размеров пучка по X и по Y проводилось интегрирование изображения вдоль столбцов и строк матрицы соответственно, в результате чего были получены распределения интенсивности сигнала вдоль соответствующих осей.



После монохроматора



После фокусирующего зеркала

рис.3 Распределение интенсивности пучка по Y

Для получения плотности сигнала в каждом случае проводилось интегрирование интенсивности по площади зарегистрированного пучка. Характеристики пучка в трех состояниях приведены в таблице:

Состояние оптической системы	P_s (плотность), $\frac{\text{отн.ед}}{\text{мм}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{мА}}$
Пучок после монохроматора	$1,89 \cdot 10^6$
Пучок после монохроматора и зеркала без фокусировки	$0,72 \cdot 10^6$
Пучок после монохроматора и зеркала с фокусировкой	$16,59 \cdot 10^6$

В результате измерений было получено:

1. Вертикальный размер захваченного пучка 3,5 мм.
2. Реальный коэффициент отражения фотонов с энергией 101 эВ от кремниевой пластины, покрытой золотом $R=0.38$.
3. Относительная плотность потока мощности возросла в 23 раза.
4. Полный выигрыш в плотности потока мощности составил, с учетом потерь на отражение от дополнительного оптического элемента, 8,8.

Список публикаций:

[1] Елина К.А. // Наука Технологии Инновации 2017. Ч. 3 С. 303.

Влияние дисперсности частиц компонентов смеси перхлората аммония и алюминия на характеристики лазерного зажигания

Журавлева Дарья Валерьевна

Егор Викторович Форат, Ципилев Владимир Папилович

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Егор Викторович Форат

zhuravleva.dascha@yandex.ru

Инициирование лазерным излучением является широко изучаемым методом создания критических условий в энергетическом веществе для достижения последующих экзотермических превращений. Однако инициирование многокомпонентных энергетических составов представляет собой более сложную задачу в сравнении с однокомпонентными веществами. Целью данной работы является определение влияния размера частиц алюминия и частиц перхлората аммония (ПХА) на чувствительность смеси ПХА/Al к лазерному излучению.

Для изучения влияния дисперсности Al на чувствительность состава ПХА/Al к лазерному воздействию были выбраны порошки Al с различным распределением частиц по размеру. Данные о максимумах распределения частиц Al приведены в Таблице 1. Перхлорат аммония был измельчен в агатовой ступке и просеян через сито с размером ячейки 80x80 мкм для одного типа составов и 40x40 мкм для другого.

Использовалось излучение неодимового лазера ($\lambda=1.06$ мкм), который генерировал близкий к прямоугольному, непрерывный лазерный импульс длительностью 0.8 мс. Таблица 1

Состав	Характерный размер частиц Al $2 R_0$, мкм	Пороговая плотность энергии зажигания (состав с ПХА 85 мкм) E_{50} , Дж/см ²	Пороговая плотность энергии зажигания (состав с ПХА 40 мкм) E_{50} , Дж/см ²
ПХА/АСД-4	8-10	16.9	8.34
ПХА/АСД-8	3-4	11.8	6.54
ПХА/АСД-10	2-3	8.3	6.54
ПХА/НП Al	0.14	3.3	3.29

Зажигание образцов проводилось как показано на Рис.1 через прозрачную капсулу РММА. При таких условиях в момент зажигания создаются условия подавления газодинамической разгрузки из зоны горения по давлению и температуре. Пороги зажигания определялись по методике, представленной в работе [1]. Полученные значения для порогов зажигания E_{50} приведены в Таблице 1.

Из этих данных очевидно, что с уменьшением размера частиц алюминия растет чувствительность состава к лазерному излучению. Объяснить данное явление возможно сделав оценку с точки зрения разогрева приповерхностного слоя образца толщиной $Z_l = \mu^{-1} + \sqrt{\alpha \cdot \tau}$ к моменту окончания лазерного воздействия τ , где μ - показатель поглощения смеси, α - коэффициент температуропроводности для ПХА

При этом μ находится из соотношения: $\mu = \pi \cdot R_0^2 \cdot k(R_0, \lambda_0) \cdot C$, где $k(R_0, \lambda_0) = \sigma \cdot (R_0, \lambda_0) / \pi \cdot R_0^2$ относительное сечение поглощения на длине волны лазерного излучения λ_0 , C - концентрация частиц Al. Показатели μ для различных составов приведены в Таблице 2.

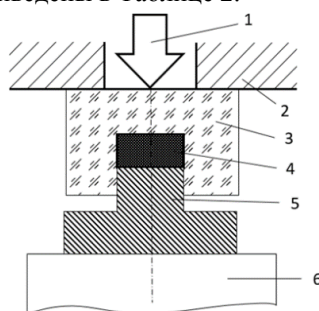


рис. 1. Схема сборки для объемного сжатия образца:

1 — лазерное излучение; 2 — верхний упор пресса; 3 — капсула из ПММА; 4 — навеска ПХА/Al; 5 — пуансон; 6 — поршень пресса;

Температуру нагрева слоя можно оценить из соотношения:

$$\Delta T_l = \frac{F \cdot (1 - \rho_d) \cdot E_{50}}{Z_l \cdot c \cdot \rho}, \quad (1)$$

где ρ_d - коэффициент диффузного отражения, F - коэффициент связи освещенности на поверхности и в объеме вещества [2], ρ - плотность смеси. Значения средней температуры нагретого слоя, рассчитанные по (1), приведены в Таблице 2.

Видно, что с уменьшением размера частиц алюминия температура поверхностного слоя растет при одновременном уменьшении толщины слоя Z_l .

Таблица 2.

Состав	Концентрация частиц Al, частиц/см ³	Показатель поглощения слоя μ , см ⁻¹	Толщина прогретого слоя Z_l , см	Температура нагрева слоя ΔT_l , °C
ПХА/АСД-4	1×10^9	74	1×10^{-2}	845
ПХА/АСД-8	5×10^9	185	6×10^{-3}	983
ПХА/АСД-10	1.5×10^{10}	370	4×10^{-3}	1037
ПХА/НП Al	3×10^{13}	3700	1×10^{-3}	1650

Смесевые составы на основе прозрачных диэлектриков представляют собой диффузно–рассеивающие среды. Световой режим в диффузно–рассеивающих средах определяется показателем поглощения μ и рассеяния β как частиц ПХА, так и частиц Al. Выживаемость кванта в процессе светорассеяния $\Lambda = \beta / (\beta + \mu)$. Расчётные значения Λ приведены в Таблице 3.

Проведенная оценка показывает, что для малого размера частиц Al световое рассеяние смеси определяется только частицами Al, т.к. световое рассеяние на частицах ПХА пренебрежимо мало. В случае крупных частиц Al — рассеяние в ПХА соизмеримо с Al и, следовательно, размер частиц ПХА может влиять на световой режим, что подтверждается различием в чувствительности составов с разным размером частиц ПХА (см. Таблицу 1).

Таблица 3

Состав	Показатель поглощения слоя μ , см ⁻¹	Выживаемость кванта Λ для частиц Al	Выживаемость кванта Λ для ПХА 85 мкм	Выживаемость кванта Λ для ПХА 40 мкм
ПХА/АСД-4	74	0.9	0.64	0.78
ПХА/АСД-8	185	0.9	0.42	0.59
ПХА/АСД-10	370	0.9	0.27	0.42
ПХА/НП Al	3700	0.9	0.04	0.07

Проведены экспериментальные измерения энергетических порогов лазерного зажигания составов на основе ПХА с добавками частиц алюминия при различной степени дисперсности компонент в условиях воздействия на покрытую прозрачным диэлектриком поверхность. Показано, что, при длительности лазерного импульса 0.8×10^{-3} с, с уменьшением размера частиц алюминия от 8–10 мкм до 0.14 мкм чувствительность смеси возрастает. Такое поведение возможно объяснить исходя из принципа разогрева приповерхностного теплового очага, ограниченного диаметром лазерного пучка, глубиной проникновения света и длиной пробега теплового фронта за время воздействующего импульса, т.е. с позиции тепловой очаговой теории зажигания.

Влияние размера частиц ПХА на чувствительность состава к лазерному излучению, по всей видимости связано с увеличением светорассеяния и изменения освещенности в объеме вещества.

Список публикаций:

- [1] V. Medvedev, V. Tsipilev, A. Reshetov and A. Ilyin, *Conditions of millisecond laser ignition and thermostability for ammonium perchlorate/aluminum mixtures*, *Propellants explos. pyrotech.* 42 (3), 243–246 (2017).
 [2] A. E. Ennos, *Laser speckle and related phenomena*. Springer Series on Topics in Applied Physics, 9, 207–210 (1975).

Методы повышения радиационной стойкости оптических волокон для применения на борту космического аппарата с длительным сроком активного существования

Заичко Кирилл Владимирович

Шарангович Сергей Николаевич

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Шарангович Сергей Николаевич, к.ф.-м.н.

zaichkokv@gmail.com

Применение волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) на современных космических аппаратах (КА) является наиболее перспективным решением, отвечающим требованиям не только высокой скорости передачи информации, но и так же повышенной надежности, долговечности, малых габаритов, массы и энергопотребления, совместимости с уже существующими устройствами обработки информации. Фактором, ограничивающим применение ОВ в космическом пространстве, является их радиационная устойчивость, повышение которой может быть достигнуто определёнными методами.

Целью работы является анализ методов увеличения радиационной стойкости оптического волокна за счёт внедрения легирующих добавок, рассмотрение микроструктурированных оптических волокон и их особенностей.

В настоящее время наиболее распространенными являются одномодовые волоконные световоды с сердцевинной и оболочкой из легированного или нелегированного кварцевого стекла. Диапазон рабочих длин волн таких световодов составляет 0,78...1,9 мкм. Заготовки для них изготавливают по методу химического

парафазного осаждения кварцевого стекла из смеси исходных газообразных реагентов. Разработаны различные технологические методы изготовления волокон с малыми потерями: MCVD, FCVD, VAD, OVD, PCVD и SPCVD [1,2].

Основным фактором в снижении качества передачи информации по ОВ в условиях космического пространства являются радиационные эффекты за счет воздействия на элементы ОВ протонов космических лучей и электронов, входящих в состав корпускулярного излучения Солнца и захваченных магнитным полем Земли [3]. При воздействии данных излучений в волоконном световоде возникает радиационно-наведенное поглощение (РНП) света. Эффект РНП объясняется тем, что в материале световода образуются радиационные центры окраски (РЦО), за счёт РЦО происходит разрушение химических связей молекул, образующих матрицу стекла.

На данный момент известны три механизма РНП, влияющие на распространение светового сигнала в ближнем ИК-диапазоне, подавление которых и означало бы повышение радиационной стойкости волокна:

- первый механизм - это РНП, вызванное РЦО, связанными с атомами хлора, входящими в сетку номинально нелегированного кварцевого стекла при синтезе заготовки из смеси газообразных молекулярного кислорода O_2 и тетраоксида кремния $SiCl_4$. Это РНП растёт с ростом содержания хлора в стекле световода. При этом показано, что потери в УФ-диапазоне на порядок выше чем в ближней ИК-области, где находится диапазон «окон прозрачности» кварцевых ОВ [4].

- второй механизм - это РНП, не связанное с атомами хлора. Оно тоже имеет максимум в видимом или УФ-диапазоне спектра и монотонно спадает с увеличением длины волны. При больших дозах ионизирующего излучения это РНП зависит от дозы немонотонно: оно резко возрастает в начале облучения, а затем уменьшается с ростом дозы [5]. Природа РЦО, ответственных за это РНП, доподлинно неизвестна и до сих пор теоретически не объяснена.

- третий механизм - это РНП, достигающее максимума на длине волны около 1,9 мкм и монотонно снижающееся с уменьшением длины волны [6]. Природа РЦО, ответственных за это РНП, также доподлинно неизвестна.

Повышения радиационной стойкости световода и уменьшения РНП можно достичь путём изменения химического состава легирующих примесей [7-8].

Учёными разработан метод повышения радиационной стойкости волоконного световода на основе кварцевого стекла с сердцевиной из нелегированного кварцевого стекла за счет его насыщения молекулярным водородом и облучения гамма-излучением. В процессе гамма-излучения атомы водорода подавляют возникновение РЦО. После облучения сетка стекла не содержит предшественников РЦО, ответственных за первый и второй механизмы РНП. В результате волоконный световод приобретает свойства повышенной радиационной устойчивости.

Так же существует технология изготовления кварцевых световодов, легированных фтором, позволяющая снизить содержание атомов хлора в стекле (атомы более химически активного фтора замещают атомы хлора). Из-за малого количества хлора в сетке стекла сердцевины уменьшается влияние первого механизма РНП. Кроме того, в световоде из-за наличия фтора в стекле подавлен третий механизм РНП [8].

Использование одних легирующих примесей (германий) позволяет достичь профильного характера показателя преломления в ОВ, но приводит к возникновению дополнительных РЦО. Использование других легирующих примесей (водород, фтор) позволяет повысить радиационную устойчивость ОВ, но пагубно влияет на профиль показателя преломления.

В настоящее время наиболее активно исследуется новый тип ОВ – микроструктурированные оптические волокна (МОВ), которые в некоторых источниках называют фотонно-кристаллическими волокнами (ФКВ) [9].

Микроструктурированные (фотонно-кристаллические) волокна представляют собой новый тип оптических волноводов, оболочка которых состоит из набора вытянутых при высокой температуре полых стеклянных капилляров. Микроструктурированные волокна могут иметь большую числовую апертуру, что позволит облегчить ввод излучения в ОВ. Нелинейные оптические эффекты могут быть подавлены, либо наоборот усилены. На данный момент оптические потери в МОВ относительно стандартных волокон выше, однако МОВ с полый сердцевиной теоретически имеют затухание на уровне 0,0005 Дб/км [10].

Таким образом, использование МОВ в качестве среды передачи для бортовых систем связи космических аппаратов представляется наиболее предпочтительным. Стоит отметить, что применение МОВ не ограничивается только космическим пространством.

Список публикаций:

- [1] Nagel S. R., MacChesney J. B., Walker K. L. "An overview of the modified chemical vapor deposition (MCVD) process and performance" *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.18, No.4, pp.459-476 (1982).
- [2] Dianov E. M., Golant K. M., Kurkov A. S., Khrapko R. R., Tomashuk A. L. "Low-hydrogen silicon oxynitride optical fibres prepared by SPCVD", *Journal of Lightwave Technology*, 13, N7, pp.1471-1474 (1995).
- [3] Перминов С. В. Электромагнитные волны и электронные системы, 2003. – Т. 8. – № 9. – С. 40–44.
- [4] Girard, S., Marcandella, C., Alessi, A., Boukenter, A., Ouerdane, Y., Richard, N., Paillet, P., Gaillardin, M., Raine, M «Transient radiation responses of optical Fibers: influence of MCVD process parameters», *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.59, No 6, pp.2894-2901 (2012).
- [5] Tomashuk, A. L., Golant, K. M "Radiation-resistant and radiation-sensitive silica optical fibers", *Proceeding of SPIE*, vol.4083, pp.188-201 (2000).
- [6] Иванов Г. А., Первадчук В. П. Технология производства и свойства кварцевых оптических волокон: учеб. пособие / Г. А. Иванов, В. П. Первадчук. – Пермь: Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та, 2011. – С. 127-135.
- [7] Onishi M., Kashiwada T., Ishiguro Y., Koyano Y., Nishimira N., Kanamori H. High-performance dispersion-compensating fibers // *Fiber and Integrated Optics*, 1997, V. 16, P. 277-285.
- [8] Пат. 5267343 США МПК G02B 6/00, G02B 6/02, C03C 25/60; C03C 25/62 «Enhanced radiation resistant fiber optics», опубли. 30.11.1993 г.
- [9] Фотонно-кристаллическое оптическое волокно [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://thesaurus.rusnano.com/wiki/article641> (дата обращения: 20.01.2018).
- [10] Д. Б. Шумков Специальные волоконные световоды: учеб. пособие / Д. Б. Шумкова, А. Е. Левченко. – Пермь: Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та, 2011. – 178 с.

Сверхвысокочувствительное обнаружение методом гигантской спектроскопии комбинационного рассеяния

Ильчук Анна Владимировна

Шеремет Евгения Сергеевна, Дитрих Р.Т. Цан

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Рауль Давид Родригес Контрерас PhD

avi29@tpu.ru, belegestel97@mail.ru

Целью данного исследования является получение плазмонных наночастиц, которые непосредственно влияют на сверхчувствительное обнаружение в спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) на поверхности SERS подложки. Наша задача заключается в экспериментальной демонстрации, а также компьютерном моделировании самого простого, эффективного и недорогого способа получения монокристаллических наночастиц из солей серебра, которые можно использовать в качестве высокоэффективных субстратов для SERS (Surface-enhanced Raman spectroscopy).

Одним из возможных способов получения плазмонных наночастиц является использование солей серебра, которые могут восстановиться до наночастиц. В данном эксперименте использовался водный раствор AgNO_3 . Капля раствора помещалась на подложку предварительно тщательно очищенного и отшлифованного электрода. После того, как капля раствора была помещена на подложку, мы приложили отрицательный потенциал -2 В в течении 10 секунд, чтобы вызвать восстановление ионов Ag^{3+} .

В результате мы получили плазмонные наночастицы, извлеченные из водного раствора соли AgNO_3 [2]. Результаты КР спектроскопии показали, что произошло усиление сигнала более чем в 2 раза, в отличии от коммерческого субстрата «Klarite». Мы разработали сверхчувствительную SERS-подложку, которая позволяет недорого использовать сверхчувствительного обнаружения с помощью гигантской КР спектроскопии, которое особенно полезно в медицине для диагностики заболеваний [1].

Сравнивая предложенные нами подложки с коммерческими подложками SERS, можно заключить, что наша технология отличается высоким коммерческим потенциалом, так как цена наших субстратов составляет не более 1 доллара США, а технологический процесс достаточно прост.

Мы ожидаем, что наши разработки будут использоваться для создания датчиков, диагностики заболеваний, химического анализа с помощью плазмонной спектроскопии.

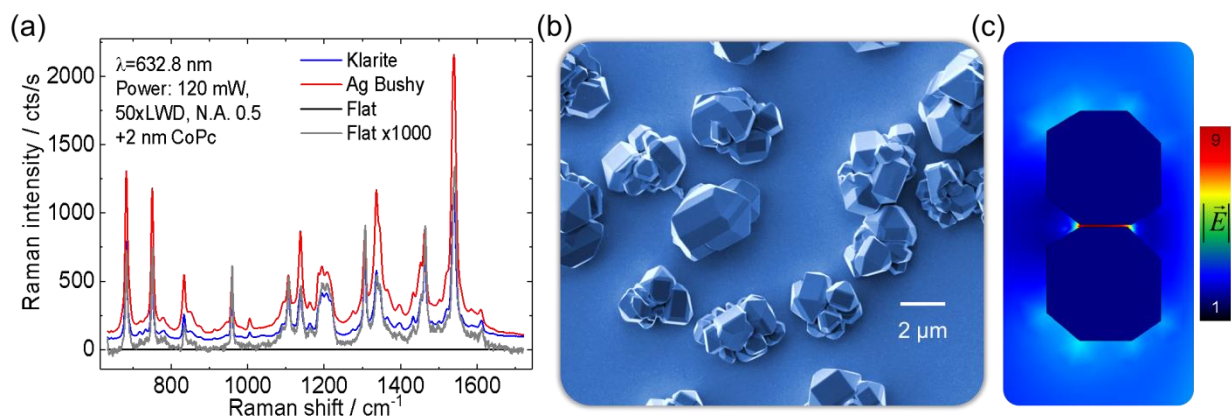


рис.1. а) Спектры комбинационного рассеяния ультратонких слоев фталоцианина кобальта, осажденного на разных материалах, б) изображение сканирующей электронной микроскопии подложки Ag, обеспечивающее наивысшее усиление, с) иллюстрация результатов моделирования метода конечных элементов для двух октаэдрических наночастиц (50 нм), моделирующих монокристаллы Ag

Список публикаций:

- [1] Kneipp, K.; Wang, Y.; Kneipp, H.; Perelman, L. T.; Itzkan, I.; Dasari, R.; Feld, M. S., Single molecule detection using surface-enhanced Raman scattering (SERS). *Phys. Rev. Lett.* 1997, 78 (9), 1667-1670.
 [2] Mikolunaitė, L.; Rodriguez, R. D.; Sheremet, E.; Kolchuzhin, V.; Mehner, J.; Ramanavicius, A.; Zahn, D. R., The substrate matters in the Raman spectroscopy analysis of cells. *Sci Rep* 2015, 5, 13150.

Алгоритмы оценки энергетических центров тяжести фокальных пятен в плоскости фотоприемного устройства

Казаков Денис Вадимович

Лавринова Лидия Николаевна

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Лавринова Лидия Николаевна к.ф.-м.н.

den-kazakov-1995@mail.ru

Схема численного эксперимента по тестированию алгоритмов вычисления координат ЭЦТ тяжести изображений фокальных пятен представлена на рис.1. Световое поле в плоскости линзового раstra разбивается на N_{lens} парциальных пучков. Каждая субапертура линзового раstra фокусирует отдельный парциальный пучок в плоскость наблюдения в модели ДВФ Шэка-Гартмана. В плоскости наблюдения формируется матрица из фокальных пятен – гартманограмма.

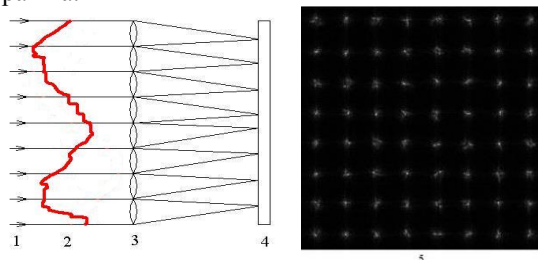


рис. 1. Схема численного эксперимента (1 – световое поле; 2 – измеряемый волновой фронт на входной апертуре адаптивной системы; 3 – линзовый растр; 4 – плоскость наблюдения; 5 – гартманограмма).

Оптическая часть датчика волнового фронта (ДВФ) Шэка-Гартмана [1] состоит из линзового раstra и высокоразрешающей видеокамеры, установленной в плоскости регистрации изображения. На каждой субапертуре датчика волновой фронт характеризуется двумя углами наклона или углами прихода. Углы прихода волнового фронта пропорциональны смещениям энергетического центра тяжести (ЭЦТ) фокальных пятен в плоскости регистрации и могут быть выражены через разности их координат:

$$\alpha_k = \frac{1}{f} \cdot (\xi_k - \xi_k^0) = \frac{1}{f} \cdot \Delta \xi_k \quad \text{и} \quad \beta_k = \frac{1}{f} \cdot (\eta_k - \eta_k^0) = \frac{1}{f} \cdot \Delta \eta_k$$

Очевидно, что качество адаптивной коррекции, выполняемой на основе прогнозирующих алгоритмов управления [2], зависит от точности вычисления координат ЭЦТ тяжести изображений в фокальной плоскости камеры.

В данной работе для анализа точности вычисления координат ЭЦТ тяжести изображений фокальных пятен в плоскости камеры используется пять методов [2 – 4]. Самый простой способ представляет координаты ЭЦТ в виде

$$\xi_k = \frac{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} i I_{ij}}{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}}, \quad \eta_k = \frac{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} j I_{ij}}{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}}, \quad (1)$$

где I_{ij} – измеренное значение интенсивности сигнала элемента с координатами i, j ; $i = 1, 2, \dots, n_i$; $j = 1, 2, \dots, n_j$; n_i, n_j – размерности двумерного распределения в пикселях.

Пороговый алгоритм вычисления центра тяжести имеет вид:

$$\xi_k = \frac{\sum_{I > I_T} i (I_{ij} - I_T)}{\sum_{I > I_T} (I_{ij} - I_T)}, \quad \eta_k = \frac{\sum_{I > I_T} j (I_{ij} - I_T)}{\sum_{I > I_T} (I_{ij} - I_T)}, \quad (2)$$

где I_T – пороговое значение интенсивности; i, j – координаты расположения фокального пятна на субапертуре.

Алгоритм взвешенных центров тяжести

$$\xi_k = \frac{\sum_{i=1}^{n_i} i I_i}{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}}, \quad \eta_k = \frac{\sum_{j=1}^{n_j} j I_j}{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}}, \quad I_i = \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}, \quad I_j = \sum_{i=1}^{n_i} I_{ij}. \quad (3)$$

Квадрантный алгоритм вычисления центра тяжести

$$\xi_k = \pi \gamma \left(\frac{\sum_{ij} (I_{ij}^L - I_{ij}^R)}{\sum_{ij} (I_{ij}^L + I_{ij}^R)} \right), \quad \eta_k = \pi \gamma \left(\frac{\sum_{ij} (I_{ij}^U - I_{ij}^D)}{\sum_{ij} (I_{ij}^U + I_{ij}^D)} \right). \quad (4)$$

Корреляционный алгоритм вычисления центра тяжести

$$\xi_k = \frac{\sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} I(l, m) I_R(i+1, j)}{\sqrt{\sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} I^2(l, m) \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} I_R^2(i+1, j)}}, \quad (5)$$

$$\eta_k = \frac{\sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} I(l, m) I_R(i, j+m)}{\sqrt{\sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} I^2(l, m) \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} I_R^2(i, j+m)}}$$

Список публикаций

1. Гаращенко В.Г., Шанин О.И. Адаптивная оптика // М.: Радио и связь. 1990. 112 с.
 2. Fusco S. Thomas, Nicolle M., Tokovinin A., Michau V., et al. Optimization of center of gravity algorithms in a Shack-Hartmann sensor // Proc. of SPIE. Vol. 6272. P. 627219-1- 627219-11.
 3. Thomas S., Fusco T., Tokovinin A., Nicolle M., Michau V., Rousset G. Comparison of centroid computation algorithms in a Shack-Hartmann sensor // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2006. Vol. 371. P. 323–336.
 4. Thomas S. Optimized centroid computing in a Shack-Hartmann sensor // Proc. of SPIE. Vol. 5490. P. 1232-1246.
- Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Адаптивная коррекция тепловых и турбулентных искажений лазерного излучения деформируемым зеркалом. Томск, Изд-во ИОА СО РАН. 2008. 152 с.

Влияние BaF_2 на спектрально-кинетические характеристики люминофоров на основе ИАГ: Ce^{3+}

Калинин Ростислав Георгиевич

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Валиев Дамир Талгатович, к.ф.-м.н.

kalininrostislav@gmail.com

Интенсивное развитие за последние годы получила технология освещения, основанная на использовании светодиодов (СД) синего свечения на основе гетероструктур $InGaN/GaN$, выращенных методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений и одного или нескольких люминофоров, выступающих в роли преобразователя синего излучения в белое. Изготовление белых СД – одно из перспективных направлений в современной светотехнике [1]. В настоящее время самым эффективным и экономичным способом является метод получения белого света с помощью кристалла синего СД и иттрий-алюминиевого граната, активированного церием (ИАГ: Ce) [2]. Люминофоры на основе ИАГ являются наиболее распространенными в качестве преобразователей спектра в светодиодах с $(In,Ga)N$ LED. Люминофоры обеспечивают высокий выход преобразования излучения чипа в области 450 нм в видимое излучение, возможность получения нужного спектра люминесценции в видимой области спектра. К настоящему времени разработано множество различных люминофоров, обеспечивающих световую отдачу светодиодов до 200 лм/Вт и излучение с различными координатами цвета [3]. Распространённым методом синтеза люминофоров на сегодняшний день является метод твердофазного синтеза, что позволяет получать люминофоры на основе ИАГ: Ce^{3+} в больших масштабах производства [2]. При получении люминофоров данным методом обязательным процессом является высокотемпературная обработка (>1600 °С) в атмосфере газов азота и водорода с последующим измельчением и перемалыванием, что в свою очередь приводит к высоким энергозатратам. Для повышения энергоэффективности и снижения энергопотребления при синтезе авторами [4,5], было предложено использовать специальные добавки (fluxes в англ. литературе). Такие добавки как BaF_2 , NaF , LiF , H_3BO_3 оказывают положительное влияние на кристаллическую структуру, в частности размеры кристаллов, а также на интенсивность свечения излучательных переходов [6].

Несмотря на многочисленные исследования влияния добавки BaF_2 на морфологию и люминесцентные свойства нам не удалось обнаружить прямых исследований, направленных на установление зависимости временных параметров люминесценции от спекающей добавки BaF_2 ИАГ люминофора. Работа посвящена исследованию влияния BaF_2 на спектрально-кинетические характеристики люминофоров на основе $YAG:Ce^{3+}$ и анализу длительности послесвечения при различной концентрации BaF_2 .

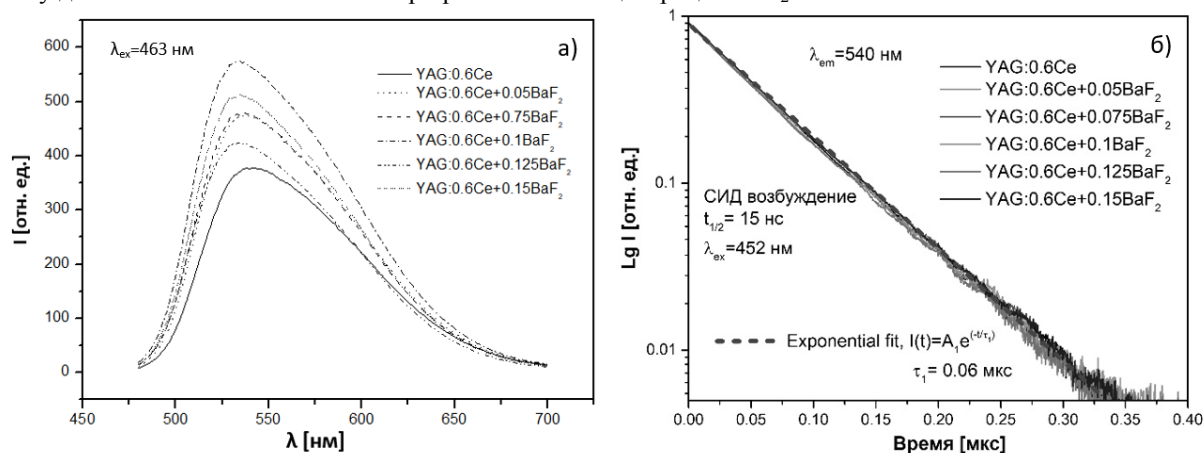


рис.1. Спектрально кинетические характеристики ИАГ:0,06 Ce+ BaF_2 :
а) спектры люминесценции, б) кинетические характеристики затухания

Исследуемые образцы ИАГ люминофора, активированного ионами церия (0,06 вес%) были получены твердофазным методом синтеза, с добавлением спекающей добавки BaF_2 переменной концентрации (0,05-0,15 вес%). Методика процесса синтеза заключается в смешивании расчетных количеств оксидов со спиртом во вращательном устройстве (по типу пьяной бочки) в течение 6 часов. Далее следует термообработка при температуре 90°С в сушильном шкафу до полного испарения спирта, и в печи при температуре 800°С в течение двух часов. Однако для осуществления реакции синтеза требуются высокие температуры, и длительное время проведения реакции, для этого образцы находились в печи в атмосфере азота при температуре 1600°С в течение 12 ч. Спектры фотолуминесценции (ФЛ), были измерены с использованием спектрометра Agilent Cary Eclipse. Измерение кинетики затухания проводилось с помощью монохроматора МДР-204, фотоэлектронным умножителем Hamamatsu 10720-20 с последующей регистрацией осциллографом Tektronix DPO3033 (300 МГц).

В качестве источника возбуждения использовали светоизлучающий диод (длительность импульса 15 нс, $\lambda_{\text{изл.}}=452$ нм).

При воздействии на образцы излучением с $\lambda=452$ нм, наблюдается интенсивная полоса люминесценции с полушириной порядка 100 нм, с максимумом в области 540 нм (рис. 1а). Излучение в данной спектральной области обусловлено излучательными переходами $5d^1-4f$ (${}^2F_{5/2,7/2}$) в ионах церия (расщепление основного состояния) [7]. Можно отметить, что с увеличением концентрации BaF_2 наблюдается рост интенсивности свечения. При этом максимальное значение интенсивности достигается при концентрации BaF_2 равной 0,1 вес.%. Дальнейшее увеличение концентрации BaF_2 приводит к снижению интенсивности свечения.

Была исследована кинетика затухания люминесценции порошков ИАГ при фото- возбуждении. На рис. 1б представлены кинетики для длин волн $\lambda_{\text{люм.}}=540$ нм. Было установлено, что кинетика люминесценции для всех образцов с церием, с переменной концентрацией BaF_2 практически не меняется и описывается по закону, близкому к экспоненциальному. Также не удалось обнаружить существенных различий в кинетике затухания в различных спектральных участках основной полосы люминесценции образцов с церием. По всей видимости, люминесценция обусловлена внутривалентными переходами, кинетика затухания люминесценции подчиняется закону мономолекулярной реакции. Излучательный переход в каждом центре происходит независимо от состояния других и определяется только его вероятностью.

При исследовании спектроскопических свойств люминофоров было показано, что введение BaF_2 не оказывает влияние на временные характеристики затухания люминесценции в то время как интенсивность фотолюминесценции изменяется при изменении соотношения концентрации спекающей добавки. Предполагается, что такой рост интенсивности люминесценции обусловлен тем, что ионы церия могут выступать в качестве сенсibilизатора люминесценции собственных дефектов в люминофоре на основе ИАГ.

Список публикаций:

- [1] D. Chitnis, N.Thejo kalyani, H. Swart, S. Dhoble, Escalating opportunities in the field of lighting, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 64 (2016) 727–748.
- [2] Z. Xia and A. Meijerink Ce^{3+} -Doped garnet phosphors: composition modification, luminescence properties and applications *Chemical Society Reviews* 46 (2016) 1-27.
- [3] S. Ye, F. Xiao, Y.X. Pan, Y.Y. Ma, Q.Y. Zhang Phosphors in phosphor-converted white light-emitting diodes: Recent advances in materials, techniques and properties, *Mater. Sci. and Engin. R* 71 (2010) 1–34.
- [4] H.I. Won et al. Effect of BaF_2 powder addition on the synthesis of YAG phosphor by mechanical method // *Materials Chemistry and Physics* 129 (2011) 955– 960.
- [5] X.U. Shiqing, et al. Effect of fluxes on structure and luminescence properties of $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$ phosphors // *J. Rare Earths* 27 (2) (2009) 327–332.
- [6] H.I. Won, H.H. Nersisyan, C.W. Won, K.H. Lee. Effect of metal halide fluxes on the microstructure and luminescence of $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$ phosphors // *Materials Chemistry and Physics* 129 (2011) 955– 960.
- [7] Zorenko, Y., Zorenko, T., Gorbenko, V.V., Voznyak, T., Savchyn, V., Bilski, P., Twardak, A. Peculiarities of luminescent and scintillation properties of YAG:Ce phosphor prepared in different crystalline forms// *Optical Materials.* - 2012.- №34.- С. 1314-1319.

Определение рабочих характеристик лазера для исследования рассеивающих сред

Кеда Инна Сергеевна

Климашевская Анна Олеговна, Москаленко Виктория Дмитриевна

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Брюханова Валентина Владимировна

keda_innochka99@mail.ru

Большое влияние на состояние атмосферы Земли оказывают аэрозоли. Их роль в облако- и осадкообразовании, а значит, и формировании радиационного баланса бесспорна.

Оптические свойства дисперсных систем, которыми являются аэрозоли, обусловлены их микрофизическими характеристиками: природой частиц, их размерами, соотношением между длиной волны электромагнитного излучения и размерами частиц. В зависимости от свойств частиц дисперсной фазы и их размеров свет, проходя через дисперсную систему, может поглощаться, отражаться или рассеиваться. Эти явления положены в основу методов определения характеристик аэрозолей. Вследствие сопоставимости размеров аэрозольных частиц с длиной волны оптического диапазона оптические методы исследования аэрозолей являются высокоинформативными.

В основе методов лазерного зондирования лежит облучение объекта лазерным излучением с последующим анализом прошедшего через исследуемый объект, либо рассеянного от этого объекта и зарегистрированного приемной системой потока излучения. Прибор, реализующий эту идею, назван лидаром.

Несмотря на полувековую историю использования лидаров для исследования атмосферного аэрозоля, до сих пор не решены многие технические и методические вопросы лазерного зондирования. К числу направлений, все еще нуждающихся в существенной проработке, относится и лазерное зондирование оптически плотных аэрозольных образований (облака, туманы и т.п.). Это объясняется обусловленностью лидарного сигнала от таких образований не только однократным, но и многократным рассеянием, которое существенно влияет как на величину интенсивности, так и на состояние поляризации принимаемого излучения. Поэтому анализ изменения поляризационных характеристик позволяет получить более точные оценки микрофизических и оптических свойств аэрозольных образований.

В настоящее время на кафедре оптико-электронных систем и дистанционного зондирования НИ ТГУ разрабатывается прибор для определения размеров и концентрации частиц [1].

Состояние поляризации произвольного светового пучка принято описывать вектор-параметром Стокса, компоненты которого представляют собой линейную комбинацию квадратичных характеристик поля и могут быть непосредственно измерены в эксперименте. Применение вектор-параметрического метода позволяет существенно упростить решение задачи описания состояния светового пучка. Изменение свойств светового пучка при распространении в среде достаточно часто описывается матрицей рассеяния света (МРС) рассеивающей среды или матрицей Мюллера оптического устройства.

Матрица рассеяния света описывает изменение характеристик излучения. Угловые и спектральные зависимости матриц рассеяния содержат максимум информации о микрофизических параметрах ансамблей частиц, которую вообще возможно получить в эксперименте по рассеянию света. Вид матрицы рассеяния существенно зависит от свойств рассеивающей среды, в частности, от ее состава, от размеров, формы и ориентации взвешенных в ней частиц, а также от длины световой волны [2].

В общем случае МРС является квадратной матрицей размерности 4×4 . Диагональные элементы этой матрицы характеризуют изменение интенсивности, а остальные – взаимосвязь компонентов излучения. Для определения элементов МРС проводятся измерения интенсивности рассеянного исследуемой средой света при 16 различных сочетаниях состояния поляризации излучения в передающем и приемном каналах лидара.

Отличительной особенностью поляризационных оптических методов является высокая чувствительность, которая в то же время определяет и более высокие требования к аккуратности измерений. Это налагает более высокие требования к определению рабочих характеристик источника и приемника излучения. Нами проводятся исследования зависимости прозрачности водно-молочной суспензии от мощности накачки лазера и состояния поляризации зондирующего излучения. В докладе обсуждаются результаты статистического анализа измеряемых величин.

Список публикаций:

- [1] Ни Е.В., Брюханов И.Д., Свиридов Е.И. Лабораторный стенд для исследования характеристик многократно рассеянного назад излучения дисперсными средами //Актуальные проблемы радиофизики. Труды Международной молодежной научной школы. Томск. 25-26 сентября 2017 г. г. Томск: Изд-во НТЛ, 2017. С. 70-74
[2] Розенберг Г.В. Вектор-параметр Стокса // Успехи физ. наук. 1955. Т. 56. Вып. 1. С. 77-110.

Исследование гетероструктур двумерных материалов для применения в оптоэлектронике

Ким Лариса Робертовна

Князева Анна Григорьевна, Дмитрих Р.Т. Цан, Шеремет Евгения Сергеевна, Рауль Давид Родригес Контрерас

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Евгения Сергеевна Шеремет, PhD

lrk1@tpu.ru

С развитием научно-технического прогресса растут и требования к скорости эксплуатации современных технологий. Характеристики используемых материалов уже не удовлетворяют стандартам для дальнейшего развития. В последние годы такие материалы как графен и дисульфид молибдена (MoS_2), представляющие группу двумерных материалов (2D), зарекомендовали себя как высокоэффективные материалы для применения в области электроники и оптоэлектроники. Использование таких материалов открывает совершенно новый формат видения современного мира электроники. Их популярность обусловлена не только электрическими и оптическими свойствами, но и механическими особенностями, к которым относится высокая прочность. Тем не менее, остается широкий спектр физических и химических свойств, которые могут использоваться в таких материалах для повышения эффективности. В данной работе приведены результаты моделирования и

экспериментальные данные по улучшению фотонных свойств одного из представителей двумерных материалов - селенида галлия для применения последнего в оптоэлектронике.

Целью данной работы является определение возможностей «захвата» света двумерными полупроводниковыми слоями для увеличения квантовой эффективности и производительности оптоэлектронных устройств. Тонкие слои GaSe были изучены с помощью метода конечных элементов (МКЭ). Рисунок 1 иллюстрирует модель исследуемого материала на подложке из высокоупорядоченного пиролитического графита (HOPG), освещаемого плоской волной с длиной волны $\lambda=600$ нм. Выбор направления поляризации и распространения волны обусловлен гетерогенной, слоистой структурой GaSe. Нами было проведено многопараметрическое исследование развертки зависимости интенсивности света от толщины материала GaSe и различной длины волны света, что позволяет максимизировать эффективность «захвата» света данным материалом.

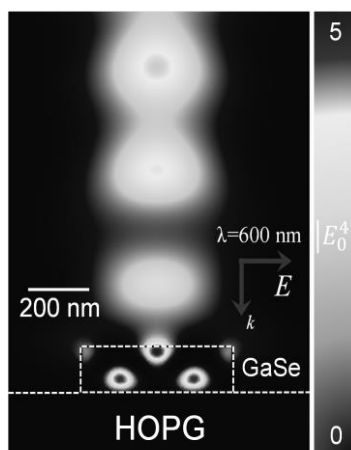


рис.1. Результаты моделирования слоя GaSe на подложке из HOPG, освещенного плоской волной с длиной волны 600 нм при помощи МКЭ. Усиление электрического поля достигает значений примерно 500% по отношению к величине возбуждающего падающего света

Мы сравнили результаты компьютерной модели с экспериментальными наблюдениями усиления электрического поля, полученные с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния (КРС). В качестве активного зонда выступает ультратонкий слой фталоцианина кобальта (CoPc) толщиной 2 нм, который был нанесен на образец GaSe / HOPG в условиях сверхвысокого вакуума с использованием органической молекулярно-лучевой эпитаксии. Нужные области с наивысшим усилением электрического поля видны на рис.1, они находятся на верхних и нижних границах образца. Результаты моделирования совпадают с результатами экспериментов, показанных на рис.2. Таким образом, наше исследование иллюстрирует, что оптические свойства слоистых структур двумерных материалов могут быть значительно улучшены.

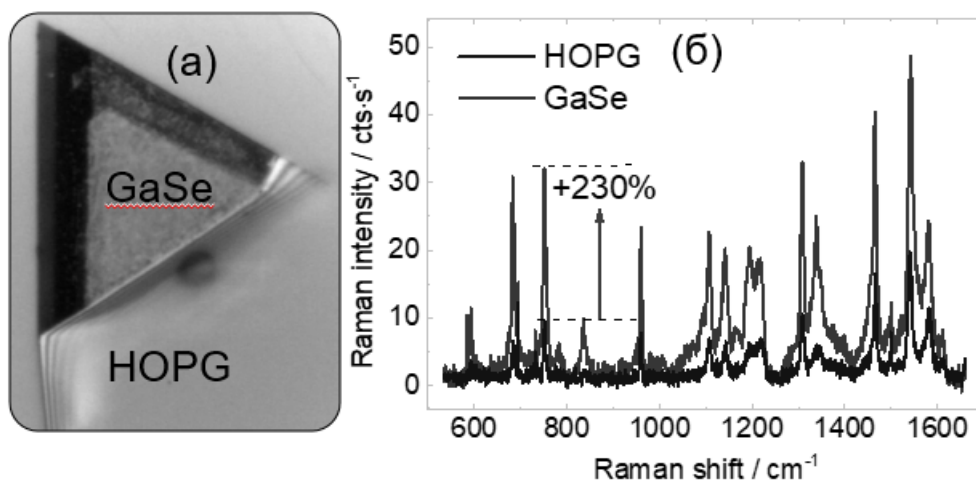


рис.2. а) Оптическое изображение слоя GaSe на HOPG. б) Сравнение спектров КРС с GaSe и без него

Исследование пропускания лазерного излучения молочной суспензией

Климашевская Анна Олеговна

Москаленко Виктория Дмитриевна, Ни Евгений Вячеславович

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Брюханова Валентина Владимировна, к.ф.-м.н.

annaklim98@mail.ru

Аэрозоли играют большую роль в формировании погоды и климата, поэтому в настоящее время во многих странах уделяется большое внимание развитию методов их исследования и созданию приборов, позволяющих определить их характеристики. Размеры аэрозольных частиц сопоставимы с длиной волны оптического излучения, чем объясняется более высокая информативность методов лазерного зондирования о структуре и свойствах аэрозольных образований.

Взаимодействие оптического излучения с веществом характеризуется множеством явлений, наиболее выраженным из которых является явление упругого аэрозольного рассеяния. Принцип действия лидара (прибора для лазерного зондирования) заключается в анализе ослабления интенсивности рассеянного средой излучения. Однако, распространение оптического излучения в аэрозолях сопровождается не только ослаблением, но и деполяризацией. Анализ изменения поляризационных свойств лазерного излучения позволяет получить матрицу рассеяния света (МРС), которая содержит максимально возможную информацию о рассеивающей среде. МРС состоит из 16 независимых элементов. Определение элементов МРС среды положено в основу метода поляризационного лазерного зондирования. Для его реализации в приемном и передающем каналах лидара размещаются поляризационные элементы, позволяющие получить 16 сочетаний состояний поляризации зондирующего и регистрируемого излучения.

На рис. 1 приведена микрофотография жировых частиц коровьего молока.

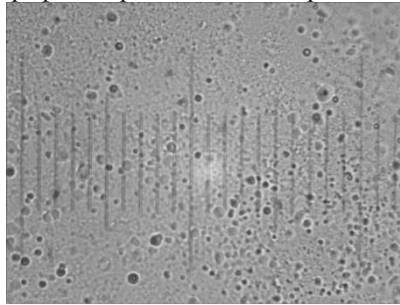


рис.1 Микрофотография жировых частиц коровьего молока

Размеры жировых частиц варьируют от 2 до 7 мкм (рис. 2), что позволяет считать водно-молочную суспензию аналогом аэрозольной среды.

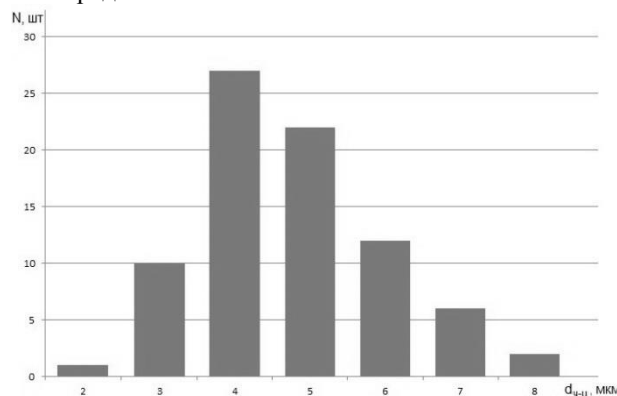


рис. 2 Распределение жировых частиц коровьего молока по размерам

Мы освещали исследуемую суспензию лазерным излучением различной интенсивности, изменяя мощность накачки лазера от 1 до 20 мВт. Для изменения состояния поляризации лазерного излучения использовались линейные поляризаторы и ромб Френеля. Измерения и последующий анализ зависимости силы фототока на фотодиоде от мощности накачки лазера при различных состояниях поляризации излучения позволяет оценить влияние концентрации жировых частиц в водно-молочной суспензии на ее пропускание в зависимости от вида поляризации лазерного излучения.

В докладе рассматривается зависимость ослабления и деполяризации лазерного излучения от концентрации жировых частиц в молочной суспензии.

Влияние размеров капель облака на распределение поляризационных характеристик двукратно рассеянного излучения в плоскости регистрации

Костин Денис Валерьевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Брюханова Валентина Владимировна

Mitch_kostin@mail.ru

Тропосферные облака вносят большой вклад в радиационный баланс Земли. От формы и размеров частиц облака (а если в облаке присутствуют кристаллические частицы, то и их ориентации в пространстве) зависит количество солнечной радиации, проходящей через атмосферу Земли и поступающей на земную поверхность. Определение микроструктуры облаков часто ведется с использованием контактных методов. Основной их недостаток – ограничение исследуемого объема, длительность проведения забора и обработки проб, невозможность определения ориентации частиц в пространстве из-за внесения изменений в исследуемый объект. Методы лазерного зондирования лишены этих недостатков, что делает его более предпочтительным при изучении свойств облаков. Они основаны на посылке лазерного излучения в исследуемую среду, регистрации рассеянного излучения и анализе полученных данных.

При исследовании оптических характеристик облаков в большинстве случаев пользуются только учетом однократно рассеянного излучения в лидарном сигнале. Такой подход оправдан при зондировании образований малой оптической плотности, но при зондировании облаков необходимо учитывать многократное рассеяние. Помимо ослабления многократное рассеяние обуславливает еще и деполаризацию лидарного сигнала. Поэтому анализ поляризационных характеристик лидарного сигнала позволяют оценить микроструктуру исследуемой среды с большей достоверностью. При зондировании облаков с оптической толщиной, не превышающей 3, можно ограничиться приближением двукратного рассеяния [1].

Капельные облака состоят из частиц разного размера. Наиболее полно специфику дисперсной среды отражает функция распределения частиц по размерам, а спектр размеров капель часто описывается с помощью гамма-функции. Размеры частиц капельных облаков меняются существенным образом. Это приводит к тому, что такие характеристики облака как коэффициент ослабления и водность также существенно варьируют. Поэтому оптические свойства имеют прямую зависимость от размеров частиц. Исходя из этого, целью данной работы является априорная оценка информативности поляризационных характеристик лидарного сигнала о микроструктуре исследуемого облака.

Для исследования влияния размеров частиц капельного облака на поляризационные характеристики лидарного сигнала двукратного рассеяния (ЛСДР) были использованы модели облаков с модальным радиусом от 2 до 5 мкм и тремя значениями параметра формы распределения, соответствующими широкому ($\mu=2$), среднему ($\mu=6$) и узкому ($\mu=10$) распределениям (рис. 1).

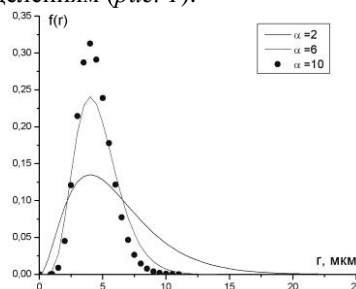


рис. 1 Функция плотности вероятности распределения частиц капельного облака по размерам

Как следует из анализа результатов расчетов, отношение степеней поляризации ЛСДР при зондировании линейно и циркулярно поляризованным излучением, хорошо согласуется с водностью облака (рис. 2).

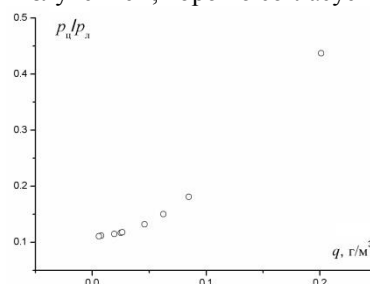


рис. 2 Зависимость отношения степеней поляризации лидарного сигнала двукратного рассеяния при линейно и циркулярно поляризованном зондирующем излучении от водности капельного облака

Водность облака – интегральная характеристика всего ансамбля частиц. В докладе обсуждаются результаты анализа влияния статистических характеристик распределения частиц облака по размерам (модальный и эффективный размеры, дисперсия, коэффициент асимметрии и т.п.) на поляризационные характеристики лидарного сигнала и возможность их восстановления их данных лазерного поляризационного зондирования.

Список публикаций:

[1] Зуев В. Е., Кауль Б. В., Самохвалов И. В., Кирков К. И., Цане В. И. *Лазерное зондирование промышленных аэрозолей*. Новосибирск: Наука, 1986. 188 с.

Исследование фотофизических процессов, протекающих в Метиленовом Зеленом

Краюхина Влада Сергеевна

Петрова Ангелина Юрьевна

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Дмитриева Наталья Геннадьевна, Чайковская Ольга Николаевна

krayvlada0523@mail.ru; speromeliora@sibmail.com

Катионные красители, такие как метиленовый синий и метиленовый зеленый (МЗ), представляют собой красители тиазинового типа, которые первоначально использовались для окрашивания шелка, кожи, пластмасс, бумаги и хлопка, пропущенных танином, а также для производства чернил и копировальной бумаги в индустрии канцелярских товаров, а также для подготовки цветных озер. Эти красители также долго используются для окрашивания в медицине, бактериологии и микроскопии [1]. МЗ используется в качестве сенсibilизатора при фотополимеризации. Кроме того, обратимое равновесие между восстановленной и окисленной формами красителя, делает его полезным в качестве окислительно-восстановительного индикатора.

Целью данной работы стало теоретическое и экспериментальное исследование фотофизических процессов, протекающих в метиленовом зеленом. На рис.1 приведены структурные формулы фенотиазина и метиленового зеленого.



рис. 1. Структурная формула фенотиазина. (а) и метиленовый зеленый (б)

Современные теоретические методики призваны облегчать и совершенствовать идентификацию и интерпретацию спектроскопических откликов на возмущение электронной структуры, вызванных изменением структуры атомного остова сложных многоатомных органических объектов, а также более ясного понимания механизмов фотоиндуцированных процессов в этих системах. Полуэмпирические методы позволяют установить взаимозависимость между изменением положения ядер и спин-электронным перераспределением вследствие поглощения или эмиссии фотона, также при хеми- и электро-возбуждении или дезактивации электронных состояний.

Основой нашего теоретического подхода являются концепции и методы квантовой химии и теория безызлучательных переходов в многоатомных органических молекулах, который используется для изучения фотофизических свойств линейных и угловых молекул с сопряженными связями. Квантово-химические алгоритмы и программы основаны на полуэмпирическом методе частичного пренебрежения дифференциальным перекрытием со спектроскопической параметризацией [2]. Компьютерная программа, разработанная для расчета матричных элементов оператора спин-орбитального взаимодействия, позволяет оценить внутреннее преобразование энергии возбуждения в молекуле и скорость синглет-триплетного преобразования.

Важной характеристикой флуоресценции молекул в растворе является квантовый выход. Для синглетных состояний при их прямом оптическом заселении квантовый выход флуоресценции определяется формулой (1):

$$\varphi_f = \frac{k_r}{k_r + k_{IC} + k_{ST}}, \quad (1)$$

где k_r – константа радиационного распада, k_{BK} – константа внутренней конверсии, k_{ST} – константа интеркомбинационной конверсии.

В таблице 1 приведены спектроскопические характеристики МЗ в различных растворителях. Из квантово-химических расчетов установлено, что излучательные характеристики МЗ определяются природой синглетного возбужденного состояния S_1 пл* или пл* типа. Экспериментальные данные были получены на спектрофлуориметре СМ-2203 при комнатной температуре в растворителях: вода, диметилсульфоксид, толуол, ацетонетрил. Анализ данных показал, что для молекулы МЗ значения квантового выхода флуоресценции зависят от растворителя.

Таблица 1. Спектроскопические характеристики МЗ в различных растворителях

Растворитель концентрация, (моль/л)	ν_{\max} , (см^{-1})	λ_{\max} , (нм)	ϵ_{\max} , ($\text{м}^2 \cdot \text{моль}^{-1}$)	τ , (с), $\times 10^9$	f	$k_r \times 10^{-8}$
Вода $5 \cdot 10^{-6}$	15800	632	205200	3	1,95	0,3
	23700	422	41600			
	32500	308	65800			
	39700	252	80200			
	46700	214	101400			
Диметилсульфоксид $2,5 \cdot 10^{-5}$	15500	644	22320	30	0,204	0,3
	23300	430	4000			
	31800	314	10520			
	38200	262	25440			
Толуол насыщенный раствор	29100	344	118	700	0,002	0,02
	36200	276	573			
Ацетонетрил $2,5 \cdot 10^{-5}$	15800	634	46600	16	0,385	0,7
	23700	422	7880	7	0,385	1,5
	31800	314	12760	4	0,385	2,7
	40000	250	3680	2	0,385	4,3
	48100	208	10160	1,7	0,385	6,3

Из анализа энергетической схемы электронно-возбужденных состояний МЗ вытекает, что основными каналами дезактивации энергии из S_1 -состояния изолированной молекулы является внутренняя и синглет-триплетная конверсии. Образование комплексов с водой приводит к увеличению вероятности радиационного канала дезактивации флуоресцентного состояния.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № 4.6027.2017/8.9

Список публикаций:

[1] Roderich R. Ullmann's encyclopedia of industrial chemistry. 6th ed. Leverkusen-Federal Republic of Germany: Wiley-Vch Bayer AG; 2003. pp. 293.

[2] Артюхов В. Я., Галеева А. И. // Изв. вузов. Физика. – 1986. – №11. – С. 96–100.

Оценка влияния размерности линзового раstra в датчике волнового фронта Шэка-Гартмана на эффективность адаптивной коррекции

Кучеренко Максим Андреевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Лавринов Виталий Валерьевич, к.ф.-м.н.

xardthis@mail.ru

Датчик волнового фронта является одним из главных элементов фазосопряженной системы адаптивной оптики (АО), не уступающий по сложности адаптивному зеркалу [1]. Изначально датчик предназначался для астрономических телескопов, в которых необходимо было измерить искажения волнового фронта, вызываемые турбулентностью атмосферы, и устранить дрожание изображений звезд. В ходе развития адаптивной оптики возникли изменения в конструкции датчика. Основными элементами последних разработок датчиков

гартмановского типа являются микролинзовый растр и высокоразрешающая видеокамера [2]. Точность реконструкции зависит от размерности линзового растра.

Датчик волнового фронта гартмановского типа состоит из двух частей: оптической и алгоритмической. Параметры элементов оптической части датчика могут варьироваться. Представлены результаты анализа точности реконструкции волнового фронта датчиком волнового фронта (ДВФ) Шэка-Гартмана в зависимости от размера линзового растра, полученные на основе численных экспериментов.

Цель исследования заключается в том, чтобы оценить эффективность работы датчика волнового фронта Шэка-Гартмана с различным числом оптических элементов в линзовом растре. Анализ выполнен с использованием численных моделей атмосферной турбулентности и датчика волнового фронта Шэка-Гартмана [4].

Схема численного эксперимента представлена на рис.1: световое поле с распределением фазы 1 проходит через линзовый растр 2, фокусируется в плоскости наблюдения 3, на выходе из датчика волновая aberrация представляется в виде реконструированного волнового фронта 4.

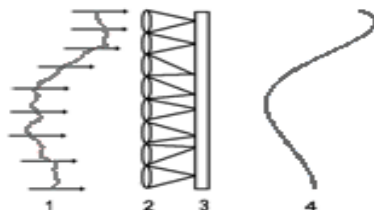


рис. 1. Схема численного эксперимента.

В численных экспериментах анализируются двумерные распределения волновых фронтов на входной апертуре системы $\Phi(x, y)$ и в результате реконструкции $W(x, y)$ размерностью 1024x1024 пикселя величиной 0,01 мм, что соответствует разрешению камеры в натурном эксперименте. Размер линзовых растров варьируется: 8x8 субапертур размером 1280x1280 мкм и 16x16 субапертур размером 640x640 мкм. Фокусное расстояние составляет 0,64 мм, длина волны светового поля – 0,633 мкм, $r_0 = 5$ см, что соответствует средней интенсивности турбулентных искажений. На рис. 2 представлены результаты численных экспериментов.

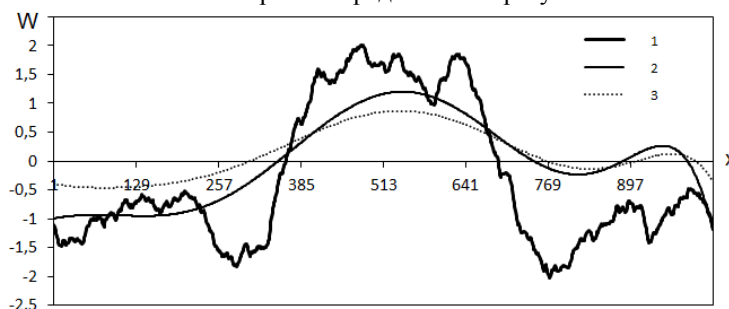


рис. 2. Профили распределений волнового фронта на входной апертуре (синяя кривая); реконструированного волнового фронта датчиком с растром 8x8 субапертур размером 1280x1280 мкм (красная кривая); датчиком с растром 16x16 субапертур размером 640x640 мкм (зеленая кривая). Значения представлены в λ .

Точность реконструкции волнового фронта из наклонов, которые дает ДВФ Шэка-Гартмана, оценивается дисперсией между фазовыми распределениями $\Phi(x, y)$ и $W(x, y)$ по формуле:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N_{\text{grid}} \cdot N_{\text{grid}} - 1} \sum_{i=1}^{N_{\text{grid}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{grid}}} [\Phi(x_i, y_j) - W(x_i, y_j)]^2 \quad (1)$$

В результате вычислений дисперсия для датчика с растром 8x8 субапертур размером 1280x1280 мкм составляет $0,4269 \lambda$; для датчика с растром 16x16 субапертур размером 640x640 мкм – $0,6493 \lambda$. Очевидно, что размер субапертуры при реконструкции волнового фронта по измерениям ДВФ Шэка-Гартмана является более значимым параметром, чем число субапертур в растре.

Список публикаций:

- [1] В.Г. Тараненко, О.И. Шанин, М.: Радио и связь, 112 с (1990).
- [2] В.П. Лукин, Н.Н. Ботыгина, О.Н. Емалеев, В.П. Корольков, Л.Н. Лавринова, Р.К. Насыров, А.Г. Полеицук, В.В. Черкашин, Автометрия, Т.45, №2, С.88–98 (2009).
- [3] В.П.Лукин, Б.В. Фортес, Новосибирск: Изд-во СО РА, 211с (1999).
- [4] Л.В. Антошкин, В.В. Лавринов, Л.Н. Лавринова, В.П. Лукин, М.В. Туев, Радиотехника, № 11, С.25–3 (2009).

Пространственные характеристики области множественной филаментации ультракоротких лазерных импульсов Ti: Sapphire лазера в воздухе

Кучинская Олеся Ивановна^{1,2}

Иглакова Анастасия Николаевна¹, Петров Алексей Вадимович¹

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН

²Национальный исследовательский Томский государственный университет

Кабанов Андрей Михайлович, д.ф.-м.н.

olesyatsu14@mail.ru

Представлены результаты экспериментов по управлению положением и длиной области филаментации фемтосекундных лазерных импульсов на атмосферной трассе длиной 150 м с использованием различной начальной пространственной фокусировки и дефокусировки пучка различного радиуса. Получено распределение филаментов вдоль области филаментации, измерены зависимости длины области филаментации от значения числовой апертуры пучка, его начального радиуса и мощности импульса.

Методика экспериментов по управлению положением и длиной области филаментации лазерных импульсов на атмосферной трассе хорошо описана в [1]. На *рис.1 а-в* представлена зависимость длины и положения области филаментации от энергии лазерного излучения. Из графика видно, что длина области филаментации уменьшается с уменьшением энергии, а начало и конец области филаментации незначительно смещаются от источника излучения. Уменьшение энергии более чем в два раза для коллимированного пучка (*рис. 1 б*) приводит к незначительному удалению области филаментации от источника излучения, при этом происходит существенное уменьшение в количестве филаментов. С увеличением энергии лазерного излучения и радиуса пучка длина области филаментации возрастает (*рис 1 г*). Количество филаментов так же возрастает с увеличением энергии лазерного излучения

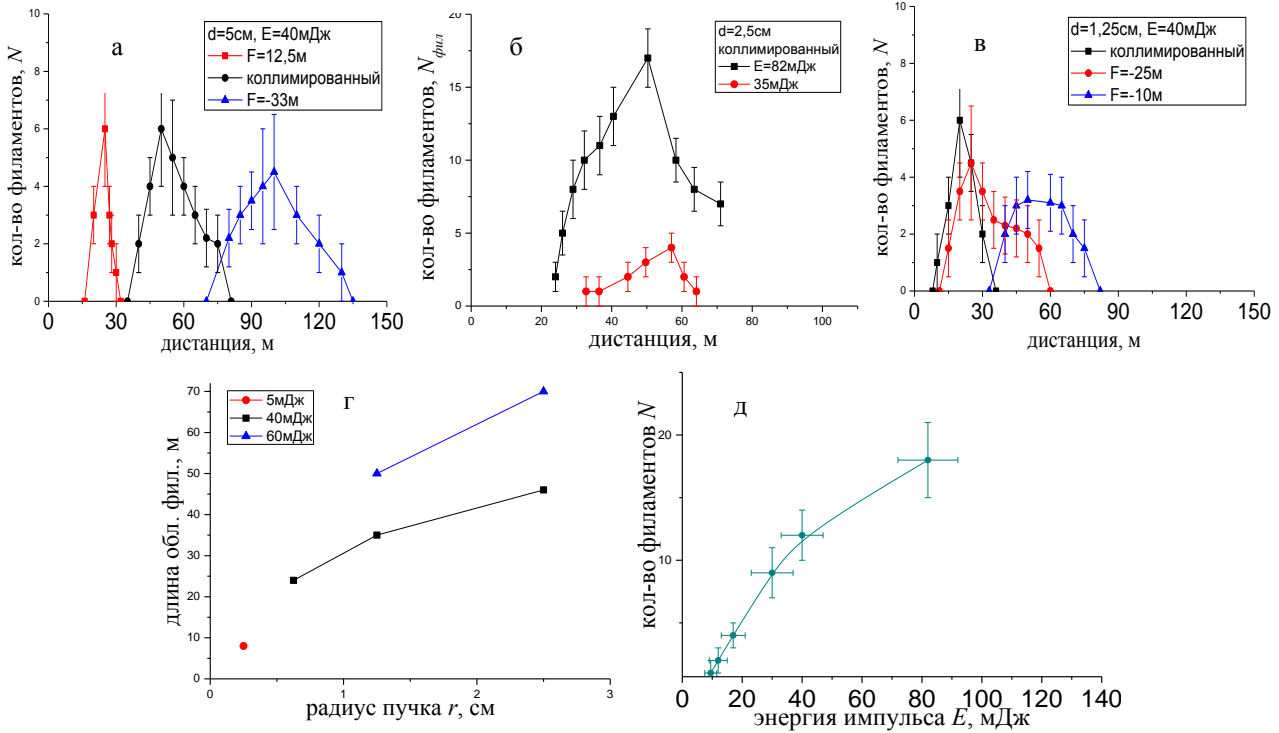


рис.1. Распределение филаментов вдоль области филаментации при различной фокусировке (дефокусировке) пучка диаметром: а) 5 см, б) 2,5см, в) 1,25 см; г) – зависимость длины области филаментации от радиуса лазерного пучка; д) – зависимость количества филаментов от энергии лазерного импульса.

На *рис. 2* представлена зависимость длины области филаментации от значения числовой апертуры ($NA = r_0/F_r$) для различных энергий импульса и начальных радиусов лазерного пучка. Видно, что уменьшение числовой апертуры приводит к увеличению протяженности на трассе области, заполненной филаментами, но лишь до определенных ее значений, зависящих от начального радиуса пучка и энергии (мощности) импульса.

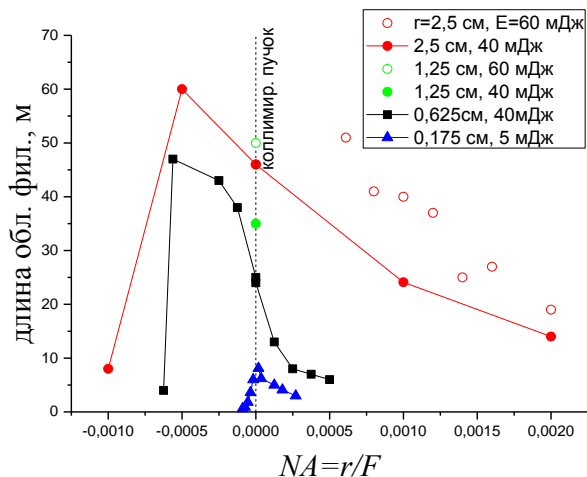


рис.2. Длина области филаментации от значения числовой апертуры для различных энергий импульса и начального радиуса пучка.

Таким образом получены экспериментальные данные о количественных характеристиках области множественной филаментации (длина области филаментации, количество филаментов, положение области филаментации) при изменении начальной пространственной фокусировки и дефокусировки пучка. Показано, что дефокусировка пучка приводит к удалению области филаментации лишь до определенных значений, после которых филаментация прекращается.

Список публикаций:

[1] Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В. // *Оптика атмосферы и океана*. 2016. Т. 29. № 01. С. 51-55.

Эволюция постфиламентационных каналов на атмосферной трассе длиной 150 м

Кучинская Олеся Ивановна^{1,2}

Иглакова Анастасия Николаевна¹, Петров Алексей Вадимович¹, Рябцев Вячеслав Михайлович²

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

²Национальный исследовательский Томский государственный университет

Кабанов Андрей Михайлович, д.ф.-м.н.

olesyatsu14@mail.ru

Представлены результаты экспериментов по исследованию формирования и распространения постфиламентационных каналов (ПФК) на контролируемой трассе протяженностью 150 м для коллимированных пучков различного диаметра. Показано, что постфиламентационные каналы на дистанциях от окончания области филаментации, значительно превосходящих протяженность области филаментации, содержат интенсивность достаточную для формирования множественной филаментации в оптических элементах.

В настоящей работе исследования эволюции поперечного профиля пучка проводились для коллимированных пучков различного диаметра сантиметрового масштаба на трассе ~ 150 м. Методика эксперимента подробно описана в работах [1,2]. Зависимости радиусов пучка и ПФК от дистанции распространения представлены на рис. 1(а-в). Из полученных результатов следует, что угловая расходимость ПФК для пучка с начальным диаметром 1,25 см (рис. 1а) составляет 42 мкрад, для пучка с начальным диаметром 2,5 см (рис 1б) – 5 мкрад и для пучка с начальным диаметром 5 см (рис 1в) – 22 мкрад. Расходимость всего пучка ($d_0=1,25$ см, $d_0=2,5$ см, $d_0=5$ см) после прохождения глобального фокуса (не включая коническую эмиссию из области филаментации – систему цветных колец) составляет 0,6 мрад, 0,2 мрад, 0,65 мрад соответственно (рис. 1а-в).

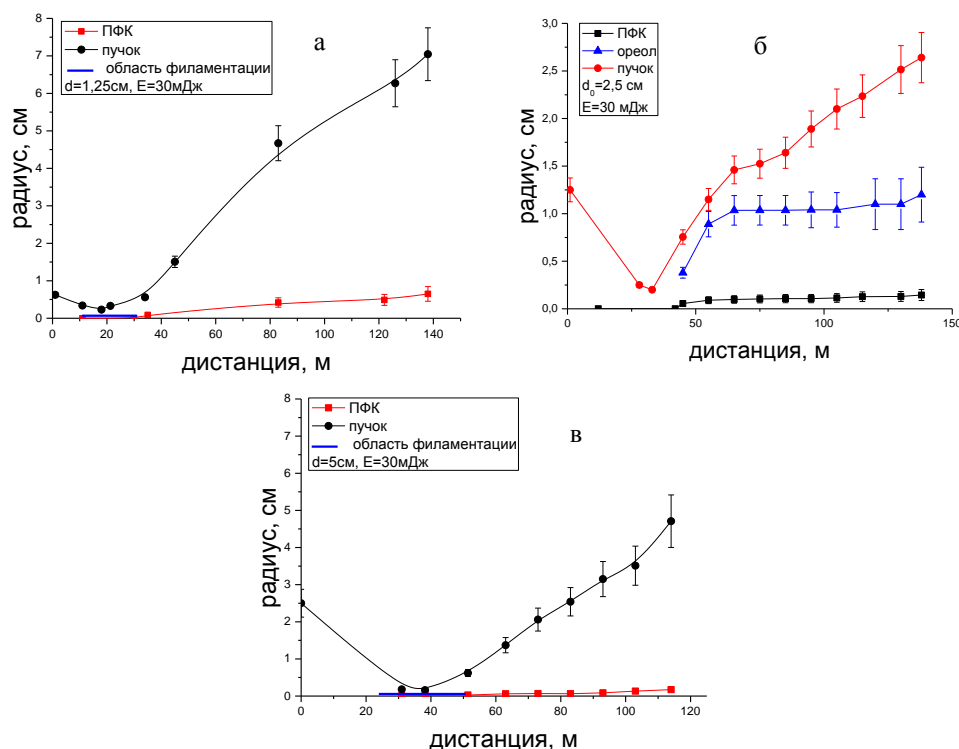


рис. 1. Изменения радиусов пучков и постфиламентационных каналов с различными начальными диаметрами а) 1,25 см; б) 2,5 см; в) 5 см от дистанции распространения лазерных импульсов.

Интенсивность в ПФК на удалении в сотни метров от ОМФ можно оценить исходя из эксперимента, результат которого представлен на рис. 2. В область ПФК был помещен образец оптического стекла, в котором в местах воздействия ПФК зафиксирована множественная филаментация, имеющую структуру полого конуса. Данная структура ОМФ наблюдалась нами ранее в [3] только при достижении средней интенсивности в импульсе с гауссовым распределением, соответствующей значениям $10^{11} - 10^{12}$ Вт/см².

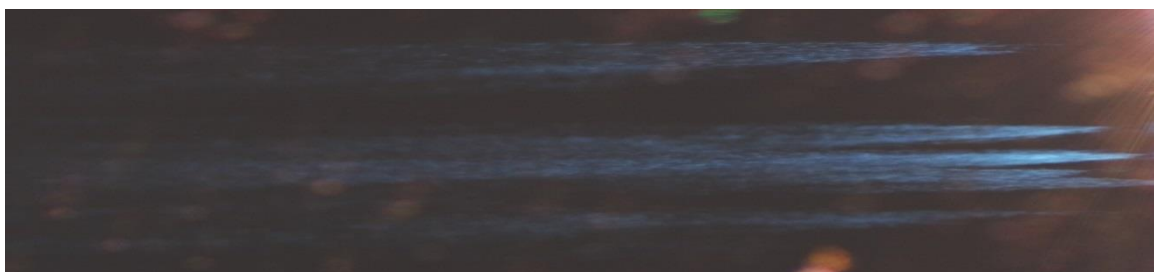


рис. 2. Снимок множественной филаментации в стекле K8 при воздействии постфиламентационными каналами на удалении 90 м от окончания области филаментации.

Таким образом, результаты экспериментальных исследований особенностей распространения постфиламентационных каналов на контролируемой трассе протяженностью 150 м для коллимированных пучков различного диаметра показали следующее. Расходимость постфиламентационных каналов составляет десятки микрорадиан. Угловая расходимость пучка после глобального фокуса на порядок превосходит расходимость постфиламентационных световых каналов. На дистанциях от окончания области филаментации значительно превосходящих протяженность области филаментации постфиламентационные каналы имеют гауссово распределение плотности энергии в поперечном сечении и содержат максимальную для безионизационного распространения интенсивность, достаточную для формирования множественной филаментации в плотных оптических средах.

Список публикаций:

- [1] Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К. // *Оптика атмосферы и океана*. 2015. Т. 28. № 3. С. 274-277.
- [2] Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В. // *Оптика атмосферы и океана*. 2016. Т.29. № 1. С. 51-55.
- [3] Апексимов Д.В., Голик С.С., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В. // *Оптика атмосферы и океана*. 2015. Т. 28. № 11. С. 972-978.

Время-разрешенная фотолюминесцентная спектроскопия гетероструктур на основе InGaN/GaN-квантовых ям

Цзысюань Ли

Цзыяо Сянь

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Олешко В.И., д.ф.-м.н.

llzxx0@163.com

Полупроводниковые гетероструктуры на основе GaN благодаря своим оптическим свойствам являются одним из самых перспективных материалов оптоэлектроники [1]. Однако получение структур высокого качества сопровождается целым рядом трудностей. Существенное влияние на свойства слоев и гетероструктуры в целом оказывают неконтролируемые примеси, собственные дефекты и дислокации, образующиеся в кристаллической решетке при выращивании.

Актуальность данной работы связана с растущей потребностью в светодиодных гетероструктурах с заданными свойствами и потребностью в эффективных методах контроля их качества. Время-разрешенная фотолюминесценция (ФЛ) позволяет получать информацию о процессах возбуждения и излучательной релаксации центров свечения, их природе и свойствах, без знания которых невозможно направленно оптимизировать технологию роста светоизлучающих структур [2–3]. Несмотря на то, что ФЛ квантовых ям (КЯ) InGaN/GaN исследовалась в значительном числе работ, механизмы излучательной рекомбинации в этой системе остаются до сих пор непонятными и широко обсуждаются в литературе [4]. В связи с этим, дальнейшие исследования люминесценции в КЯ InGaN/GaN и установление механизмов, ответственных за спонтанное излучение гетероструктур, является актуальной задачей. В настоящей работе приводятся результаты исследований время-разрешенной ФЛ двух гетероструктур: ГС-1 и ГС-2 с многочисленными КЯ InGaN/GaN, полученных различными производителями методом металлоорганической газовой эпитаксии (MOCVD) на сапфире.

Фотолюминесценция возбуждалась излучением импульсного азотного лазера ($\lambda = 337,1$ нм), работающего с частотой 10 Гц при длительности импульса 4 нс. Уровень оптического возбуждения составлял $I_{ex} \sim 10^4$ Вт/см². Время-разрешенная ФЛ измерялась с помощью измерительной системы на основе дифракционного монохроматора МДР-23, ФЭУ-84 и осциллографа Tektronix DPO 3034, связанного с компьютером. Измерения проводились при температуре 300 К. Нормированные спектры ФЛ образца ГС-1 и образца ГС-2 измеренные в максимуме лазерного импульса, т.е. при нулевой задержке времени регистрации спектра ($t = 0$ ns) и при $t = 20, 40, 50$ и 100 ns приведены на рис. 1 - 2.

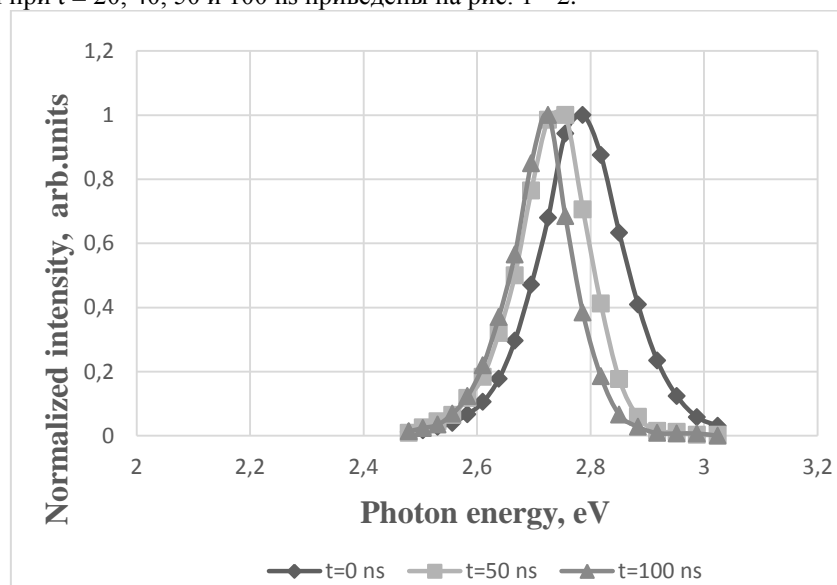


рис. 1. Нормированные спектры ФЛ образца ГС-1, измеренные в момент окончания импульса возбуждения ($t = 0$ ns) и с временной задержкой 50 и 100 ns при $I = 10^4$ Вт/см²

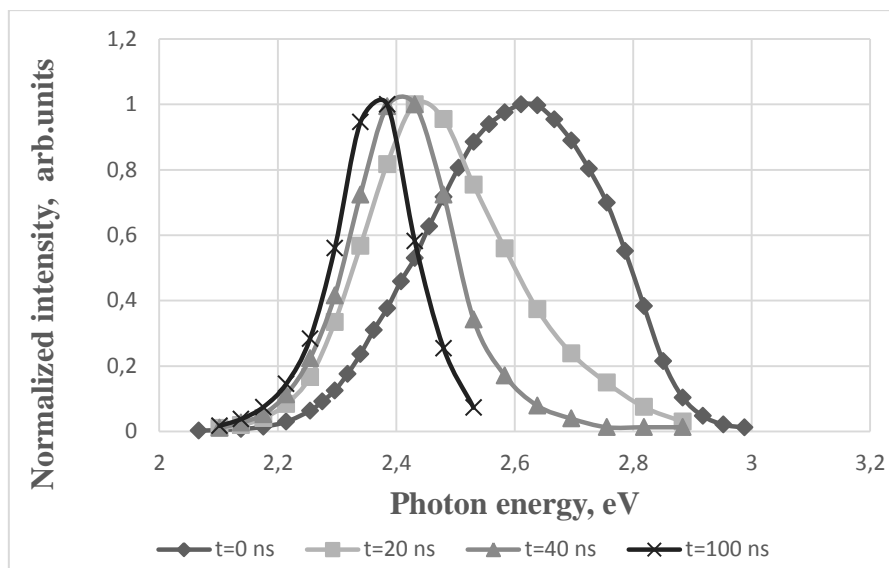


рис. 2. Спектры ФЛ образца ГС-2, измеренные в момент окончания импульса возбуждения ($t = 0$ ns) и с временной задержкой 20, 40 и 100 ns при $I \sim 5 \cdot 10^5$ Вт/см², нормированные на максимальный сигнал.

Наблюдаемые свойства спонтанной ФЛ – высокоэнергетический сдвиг максимума с ростом мощности возбуждения и низкоэнергетический сдвиг с возрастанием времени задержки укладываются в рамки двух моделей: донорно-акцепторной рекомбинации и излучательной рекомбинации в «хвостах» двумерной плотности состояний. Полученные экспериментальные результаты могут быть базой для дальнейших теоретических исследований в области природы и механизмов излучательной рекомбинации InGaN-КЯ.

Список публикаций:

[3] Лундин В.В., Николаев А.Е., Сахаров А.В. и др. // ПЖТФ. 2010. Т. 36, № 22. С. 89—95.

[4] Sun C.-K., Chiu T.-L., Keller S. et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71, №4. P. 425—427.

[5] Зубелевич В.З., Луценко В.Е., Павловский В.Н. и др. // ЖПС. 2009. Т. 75, № 1. С. 94—101.

[6] В.Е.Кудряшов, А.Э.Юнович // 4-ое Всероссийское совещание «Нитриды галлия, индия и алюминия- Структуры и приборы»

Исследование наноразмерных структур восстановленного оксида графена методом спектроскопии комбинационного рассеяния света

Ма Бин

Рауль Давид Родригес Контрерас^{1*}, Анна Анатольевна Липовка¹, Геннадий Викторович Мурастов¹, М.М. Chehimi², Павел Сергеевич Постников¹, Евгения Сергеевна Шеремет¹

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет

²Университет Париж-Ост

Рауль Давид Родригес Контрерас, PhD
562918740@qq.com, *raulmet@gmail.com

Графен, с момента своего открытия в 2004, и получения А. Геймом и К. Новоселовым нобелевской премии за его открытие в 2010 году, привлек широкий интерес научного сообщества. Материал находит множество применений в науке и технике, благодаря таким уникальным и полезным свойствам как механическая и электрохимическая стабильность, высокая подвижность электронов и оптическая прозрачность. В связи с этим, оксид графена (GO), который представляет собой окисленную форму графена, также стал объектом для изучения ученых, работающих с новыми двумерными материалами. Более того, оксид графена имеет несколько преимуществ по сравнению с самим графеном, а именно - более простая и недорогая технология изготовления, и растворимость в воде. Наиболее значительным преимуществом является возможность управлять его электропроводностью, гидрофильностью и степенью прозрачности путем контроля уровня окисления. Так называемый восстановленный оксид графена (rGO) – графеноподобный материал. Его получают из оксида графена химическим, термическим воздействием, или же облучением. На основе rGO разрабатываются одноатомные транзисторы и различные типы сенсоров. Превращение GO в rGO с помощью лазерного излучения – эффективный, простой и экологичный метод получения графеноподобного материала,

позволяющий создавать структуры произвольной формы и размера, в том числе меньшего размера, чем сама область воздействия лазера.

Эффективным методом анализа углеродных наноматериалов является спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС). В частности, степень восстановления rGO с использованием данного метода уже исследовалась ранее [1]. В указанной работе продемонстрировано, что между D и G полосами существуют еще три промежуточных пика D*, D', D'', которые необходимо учитывать при анализе КР спектров образцов восстановленного оксида графена, полученных путем воздействия лазерного излучения. Также, была показана связь между содержанием кислорода в образце и характеристиками полос D*, D', D''. Зависимость характера этих полос от степени восстановления была подтверждена с помощью метода рентгеноструктурного анализа, который, как было обнаружено нами, во многих случаях не является полным, а иногда и оказывается неточным из-за большой погрешности в положении промежуточных пиков при анализе восстановленного лазером оксида графена.

В данной работе мы провели исследование восстановленных с помощью лазерного излучения структур оксида графена методом спектроскопии комбинационного рассеяния. Изменение параметров лазерного излучения позволило нам контролировать степень восстановления структур rGO. Для точной оценки содержания углерода и кислорода использовалась рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС). Также, предложена новая экспериментальная модель зависимости между содержанием кислорода полученная методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и методом анализа D и G полос КР спектров.

Благодаря альтернативной методике, основанной на использовании комбинационного рассеяния света, разрабатываемой в данной работе, становится возможным быстрый и точный анализ микроструктур оксида графена, восстановленного лазером.

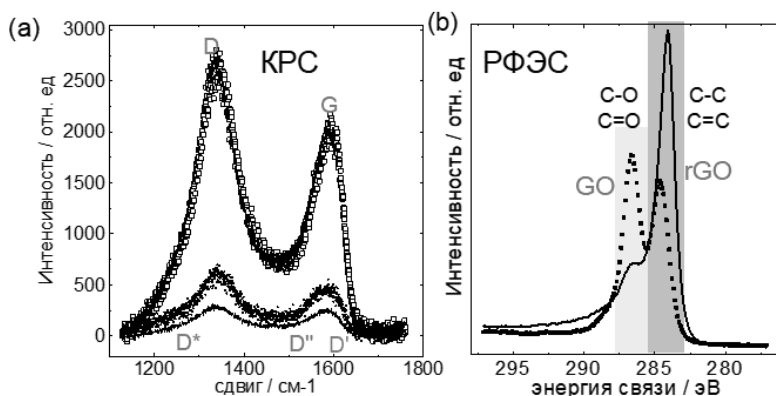


рис.1. (a) Спектр КРС (b) РФЭС на пленках оксида графена с разной степенью восстановления

Список публикаций:

[1] Sergi Claramunt, Aida Varea. // *J. Phys. Chem.* 2015. №119(18), С. 10123–10129.

Электронные спектры ионов Er(III) и Yb(III) в расплавленных фторидах щелочных металлов

Макаренко Мария Алексеевна
Пайвин А.С., Вершинин А.О., Шишкин В.Ю.
Институт металлургии УрО РАН
Хохряков А.А.

В настоящей работе методом электронной спектроскопии изучены спектральные свойства ионов Er(III) и Yb(III) в расплавленных фторидах щелочных металлов. Европий и иттербий характеризуются электронной конфигурацией f^{11} и f^{13} , а их полосы поглощения располагаются в УФ-видимой и ближней ИК областях спектра, соответственно.

На спектрально-аналитическом комплексе производства СП «СОЛАР ТИИ» (г. Минск). методом электронной спектроскопии [1], были получены спектры поглощения ионов иттербия и эрбия в расплавленных системах: MeF-LnF₃ (Me=Li,Na,K,Cs; Ln=Er, Yb). В экспериментах использовали фториды щелочных металлов, подвергнутых предварительно зонной перекристаллизации [2].

На спектрограмме выделяется асимметричная полоса поглощения в области $10\,000\text{см}^{-1}$, отвечающая электронному переходу ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$, характерному для конфигурации f^{13} иона Yb (III). Ее разложение на гауссовские компоненты позволило выделить два максимума (см. табл.1), соответствующие подуровням ${}^2\Gamma_7$ и ${}^2\Gamma_8$ терма ${}^2F_{5/2}$ комплексного иона YbF_6^{3-} [3-5] с симметрией ниже Oh [4].

Таблица 1

Положения полос поглощения ионов Yb(III) в расплавленных фторидах щелочных металлов.

Расплав		LiF	NaF	KF	CsF
${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$					
${}^2\Gamma_8$	E, см^{-1}	10256	10255	10248	10305
${}^2\Gamma_7$	E, см^{-1}	10917	10925	11027	11145
$\Delta E, \text{см}^{-1}$		661	670	779	840
Центр тяжести полосы поглощения ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$		10334	10358	10606	10528

При электронном переходе ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ происходит низкочастотный сдвиг его центра тяжести в ряду расплавов $\text{NaF} \rightarrow \text{LiF}$ и $\text{CsF} \rightarrow \text{KF}$, что связано с изменением ковалентности связи, «нефелоксетический эффект». Резкий скачок положения электронного перехода ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$, при переходе от NaF к KF, связан с уменьшением числа катионов во второй координационной сфере, которые существенно меняют в ней характер внутрисферных взаимодействий. Крупные катионы калия и цезия могут заполнить координационную сферу комплекса YbF_6^{3-} только при меньшем их числе, в отличие от катионов лития и натрия. Параметры расщепления полос поглощения ΔE (табл.) во фторидных расплавах характеризует искажение октаэдрической симметрии комплексных частиц YbF_6^{3-} . Симметрия комплексов YbF_6^{3-} в расплавах LiF, NaF значительно выше чем в KF и CsF. Это связано с формированием определенных межчастичных взаимодействий между компонентами расплавленных фторидов щелочных металлов.

Электронное состояние иона Er – f^{11} . В электронных спектрах выделяется два гиперчувствительных перехода: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^3H_{11/2}$ в области $19000\text{-}19500\text{ см}^{-1}$ ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$ в области $26000\text{-}27000\text{ см}^{-1}$. [6], и ряд «обычных» электронных f-f переходов. Относительная интенсивность полосы поглощения «гиперчувствительного» перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^3H_{11/2}$ в расплавах $\text{LiF} \rightarrow \text{NaF}$ и $\text{KF} \rightarrow \text{CsF}$ уменьшается, при этом максимумы полос поглощения претерпевают низкочастотный сдвиг в растворителях $\text{LiF} \rightarrow \text{NaF}$ и $\text{KF} \rightarrow \text{CsF}$. Изменение характера зависимости положения максимума электронного перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$ и его интенсивности при смене расплавов с NaF на KF объяснен уменьшением числа катионов второй координационной сферы комплексной группировки ErF_6^{3-} . Увеличение интенсивности «обычных» электронных переходов свидетельствует о понижении симметрии группировки ErF_6^{3-} в расплавах LiF и CsF.

Работа выполнена в рамках исполнения государственного задания № 0396-2015-0077 с использованием оборудования ЦКП «Урал-М».

Список публикаций:

- [7] Хохряков А.А., Пайвин А.С., Норицын С.И. Спектрально-аналитический комплекс для регистрации спектров высокотемпературных расплавов и границы его применимости // *Расплавы*. 2014 №1 pp. 62-70.
- [8] Шишкин В.Ю., Митяев В.С. Очистка галогенидов щелочных металлов методом зонной плавки. // *Известия. АНССР. Неорган. материалы*. 1982. №11. с. 1917-1918.
- [9] Charles C.Robinson, J.T.Fournier Coordination of Yb^{3+} in some Inorganic Glasses from Optical Absorption and Emission Studies // *Chemical Physics Letters*, 1969, vol.3, number 7, pp.517-519.
- [10] Казаков Б.Н., Леушин А.М., Сафиуллин Г.М., Беспалов В.Ф. Исследование октаэдрических, кубических и тригональных примесных центров ионов Yb^{3+} в кристаллах KMgF_3 и KZnF_3 методами оптической спектроскопии // *Физика твердого тела*, 1998, том 40, №11, с.2029-2034.
- [11] Dracopoulos V. Gilbert B. and Papatheodorou G.N. Vibrational modes and structure of fluoride-potassium fluoride binary melts $\text{LnF}_3\text{-KF}$ ($\text{Ln}=\text{La, Ce, Nd, Sm, Dy, Yb}$) // *J.Chem.Soc., Faraday Trans.*, 1998, 94(17), pp. 2601-2604.
- [12] D.E. Henrie, R.L.Fellows, G.R. Choppin, Hypersensitivity in the electronic transitions of lanthanide and actinide complexes // *Coord. Chem.Rev.* 1976 v.18 pp.199-224.

Исследование методики дистанционного измерения температуры мезосферы по интенсивности сигналов резонансной флуоресценции натрия

Метлин Василий Олегович¹

Жарков Виктор Иванович²

Национальный исследовательский Томский государственный университет¹

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН²

Бобровников Сергей Михайлович, д.ф.-м.н.

vometlin@gmail.com

Определение температуры мезосферы представляет собой задачу посвященную контролю параметров нижнего слоя ионосферы, который оказывает влияние на климат Земли. Применение методов лазерного зондирования позволяет в режиме реального времени отслеживать эти изменения.

В силу отсутствия средств контроля параметров атмосферы на высотах 80 – 105 км дистанционный метод зондирования атмосферы, основанный на явлении резонансной флуоресценции является решением для точного и быстрого определения параметров атмосферы, т.к. лидарные методы, основанные на явлении флуоресценции имеют высокую чувствительность [1]. Измерение температуры мезосферы с помощью лидара основано на известном эффекте Доплера [2], в результате которого происходит уширение спектральной линии при увеличении температуры. Благодаря наличию слоев щелочных металлов, обладающих большим сечением резонансного рассеяния, в мезосфере возможно проводить дистанционные измерения температуры. Среди щелочных металлов наибольшую концентрацию в мезосфере имеют пары натрия, поэтому для возбуждения резонансной флуоресценции принято использовать длину волны лазерного излучения 589 нм [3]. При взаимодействии узкополосного излучения на длине волны 589 нм с атомами натрия происходит поглощение излучения с последующим переизлучением на той же длине волны. Из-за низкой плотности воздуха в мезосфере эффективность переизлучения близка к 100%, поэтому интенсивности принимаемых сигналов резонансной флуоресценции натрия достаточно для корректного измерения температуры в мезосфере [4].

Натрий обладает дублетной структурой, а наибольший интерес представляет переходная линия D_2 , которая обладает наибольшей интенсивностью. На (рис. 1 (а)) представлены формы спектральной линии D_2 , при различных температурах. Уширение спектральной линии происходит за счет эффекта Доплера и является функцией от температуры. Ширина контура линии составляет около 2 ГГц и применение узкополосного излучения в данном случае является необходимым условием из-за необходимости сканирования всего контура линии, для последующего определения значения температуры мезосферы [4].

Для исследования методики измерения температуры мезосферы было проведено математическое моделирование лидарного сигнала, в результате чего были получены оценки чувствительности метода и установлено, что для определения температуры мезосферы достаточно измерить интенсивности сигналов резонансного рассеяния натрия в определенных двух точках, соответствующих максимумам чувствительности с положительным и отрицательным температурным градиентом (рис. 1 (б)).

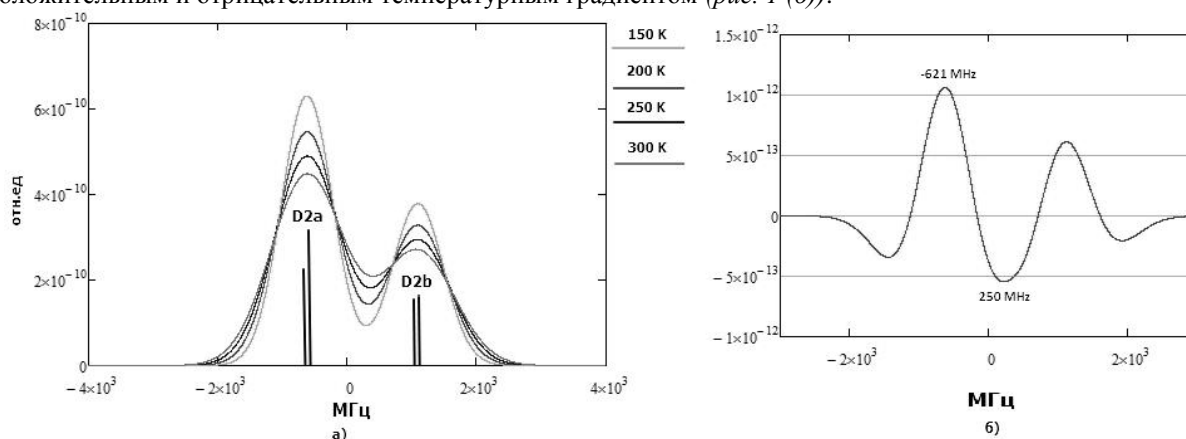


рис. 1 а) Контур спектральной линии натрия при различной температуре, б) относительная температурная чувствительность интенсивности D_2 , при температуре газа 200 K

Зная положение точек соответствующих максимуму чувствительности с положительным и отрицательным температурным градиентом возможно определение значения температуры. Температура определяется из отношения интенсивностей сигналов резонансного рассеяния натрия (рис.2).

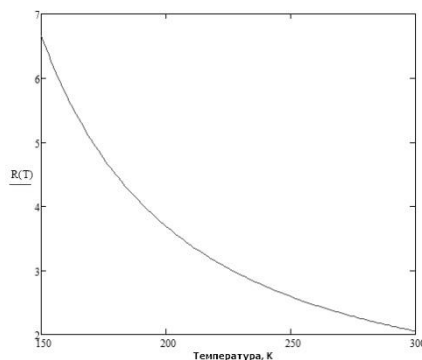


рис. 2 Зависимость отношения интенсивностей сигналов от температуры

В ходе проведения математического моделирования, было выявлено, что для определения температуры мезосферы по интенсивности сигналов резонансной флуоресценции натрия достаточно использовать положения двух точек $f_{hi} = -621$ МГц, $f_{lo} = 250$ МГц, соответствующих максимуму чувствительности с положительным и отрицательным температурным градиентом. Измерения температуры по двум точкам снижает время измерения и повышает эффективность метода.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 16-48-700307 р_а.

Список публикаций:

- [1] Weitkamp C. *Lidar Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer Science. – 2005 – P. 317–366.
 [2] Зуев В.В., Ельников А.В., Бурлаков В.Д. *Лазерное зондирование средней атмосферы*. - Томск: ПАСКО, 2002. - 352 С.
 [3] Nesse H., Heinrich D., Williams B. P., et al. *A case study of a sporadic sodium layer observed by the ALOMAR Weber Na lidar // Annales Geophysicae.*, 2008. V. 26. P. 1071-1081.
 [4] Hu Xiong, Yan ZhaoAi, Guo ShangYong. *Sodium fluorescence Doppler lidar to measure atmospheric temperature in the mesopause region // Chinese Science Bulletin*. 2011 – V. 56 – N 4-5 – P. 417–423.

Интерпретация экспериментальных данных по филаментации лазерных импульсов в воздухе в рамках дифракционно-лучевого подхода

Минина Ольга Владимировна^{1,2}

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет

²Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

Землянов Александр Анатольевич, д.ф.-м.н.

olga_minina@mail.ru

Перспективным инструментом для решения практических задач атмосферной оптики, таких как лазерное зондирование атмосферы [1], стимулированный разряд грозных облаков [2], перенос локализованной световой энергии на протяженных атмосферных трассах [3] и др., являются лазеры ультракоротких импульсов. За счёт малой длительности импульсов (порядка пико- и фемтосекунд) удается достигнуть гигаваттного уровня мощности, при котором происходит одиночная филаментация, и тера- и петаваттного уровня, необходимого для реализации множественной филаментации. При филаментации значительно изменяются спектральные, энергетические и пространственные характеристики лазерного излучения, формируются плазменные каналы, а после окончания области филаментации распространяются высокоинтенсивные световые каналы с малой угловой расходимостью, называемые постфиламентационными.

При множественной филаментации количество филаментов в поперечном сечении лазерного пучка может достигать нескольких десятков и даже сотен. В связи с этим фундаментальной задачей является взаимодействие отдельных филаментов в лазерном пучке и механизмы формирования области множественной филаментации. Для её решения важно знать размеры неоднородностей на начальном участке филаментации, а также содержащуюся в них мощность. В данной работе для интерпретации результатов экспериментов по одиночной и множественной филаментации ультракоротких лазерных импульсов на воздушных трассах будет использован дифракционно-лучевой подход, описанный в работе [4], что позволит оценить размер и мощность неоднородностей, участвующих в формировании области множественной филаментации.

На основе численного решения нелинейного уравнения Шрёдингера [4] были построены дифракционно-лучевые картины, соответствующие одиночной филаментации импульсов длительностью $t_p = 100$ фс с длиной волны $\lambda = 800$ нм для пучков с начальным радиусом R_0 от 0.18 мм до 3 мм и мощностью η от 3 до 9 (η – это отношение мощности лазерного пучка P_0 к критической мощности самофокусировки P_c , которая в

рассматриваемом случае равна 3,2 ГВт). На их основе были получены зависимости нормированной на длину Релея L_r координаты начала филаментации Z/L_r от мощности η для пучков различного начального радиуса R_0 . В результате было установлено, что в нормированных координатах положение начала филаментации остаётся постоянным для миллиметровых лазерных пучков, это позволило при переходе к размерным величинам обобщить полученные результаты для пучков с радиусом до 9 мм (черные кривые на рис.1). Далее на построенные кривые были нанесены данные о положении начала филаментации и максимума в распределении числа филаментов, полученные в экспериментальных работах [5-10]. Из них в работе [6] рассматривалась одиночная филаментация миллиметровых пучков, а в остальных – множественная для миллиметровых и сантиметровых пучков с мощностью, превышающей критическую в десятки и сотни раз.

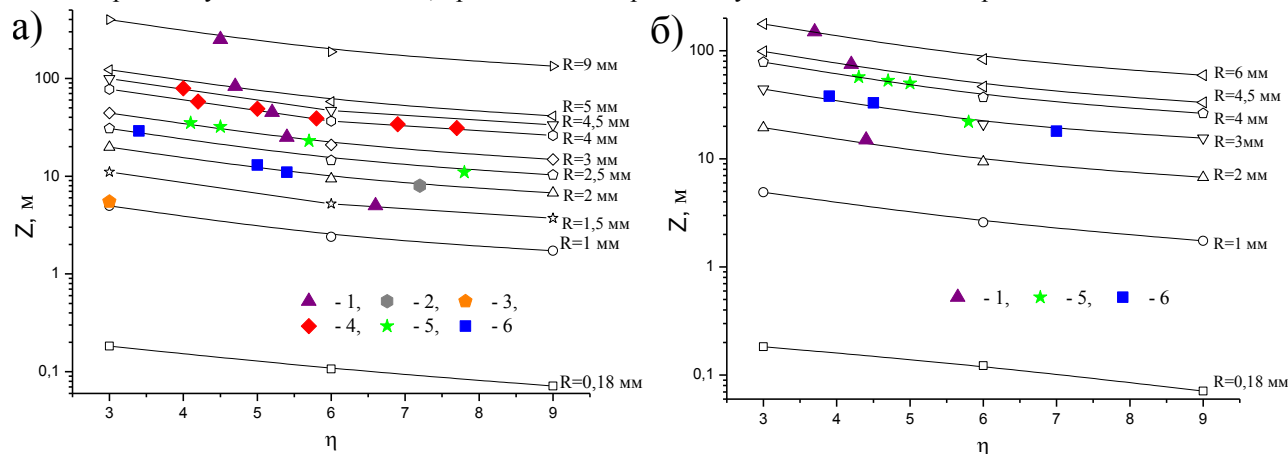


рис. 1. Зависимости координаты начала филаментации (а) и положения максимума в распределении числа филаментов (б) от мощности в неоднородности η . Цифрами 1-6 обозначены экспериментальные данные из работ [5-10], соответственно.

Из рис.1 видно, что в экспериментах на воздушных трассах область филаментации ультракоротких лазерных импульсов формируется из неоднородностей миллиметрового размера, содержащих часть энергии пучка. Следует отдельно отметить, что это справедливо не только для множественной филаментации (символы под цифрами 1, 3-6 на рис.1), но и для одиночной филаментации (символы под цифрой 2 на рис.1). При удалении от источника лазерного излучения в образовании филаментов участвуют неоднородности с большим начальным радиусом и меньшей мощностью. При этом, как видно из рис.1, случаи субмиллиметровых пучков, для которых построен ряд теоретических моделей, не реализуются в экспериментах на реальных воздушных трассах.

Таким образом, результаты, полученные при описании одиночной филаментации в рамках дифракционно-лучевого подхода, были использованы для интерпретации экспериментальных данных по одиночной и множественной филаментации ультракоротких лазерных импульсов на воздушных трассах. Показано, что на основе теоретических результатов можно оценить размеры и мощность неоднородностей в начальном профиле лазерного пучка, формирующих область филаментации: так филаменты образуются от маломощных (от $3P_c$ до $9P_c$) неоднородностей миллиметрового размера. При этом на большом удалении от источника лазерного излучения филаменты формируются из неоднородностей, имеющих больший начальный радиус и содержащих меньшую мощность.

Список публикаций:

- [1] *Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects // Topics in Applied Physics / Eds. Boyd R.W., Lukishova S.G., Shen Y.R. Berlin: Springer, 2008. № 114.*
- [2] B ejot P., Bonacina L., Extermann J. et al. // *Appl. Phys. Lett. B.* 2007. V. 90. № 15. P. 151106.
- [3] Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G. et al. // *Science.* 2003. V. 301. №5629. P. 61-64.
- [4] Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э. и др. // *Оптика атмосферы и океана.* 2016. Т. 29. № 5. С.359-368.
- [5] Mechain G., D'Amico C., Andre Y.-B. et al. // *Opt Commun.* 2004. V. 247. P.171-180.
- [6] Daigle J.-F. *Filamentation in air: evolution, control and applications.* // *Quebec.* 2012. 132 p.
- [7] Апексимов Д.В., Бужин О.А., Голик С.С. и др. // *Оптика атмосферы и океана.* 2014. Т.27. № 12. С. 1042-1046.
- [8] Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н. и др. // *Оптика атмосферы и океана.* 2015. Т.28. № 3. С. 274-277.
- [9] Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н. и др. // *Оптика атмосферы и океана.* 2016. Т.29. № 1. С.51-55.
- [10] Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н. и др. // *Оптика атмосферы и океана.* 2017. Т.30. № 9. С.727-732.

Исследование скорости изменения пропускания суспензией ликоподия

Москаленко Виктория Дмитриевна

Климашевская Анна Олеговна, Ни Евгений Вячеславович

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Брюханова В.В.

irreproachable17@bk.ru

Определение микроструктуры аэрозолей часто ведется с использованием контактных методов. Основной недостаток этих методов заключается в ограничении исследуемого объема кюветой, значительной длительности проведения эксперимента, невозможности определения ориентации частиц в пространстве из-за внесения изменений в исследуемый объект. Метод лазерного зондирования лишен этих недостатков, что делает его более предпочтительным при изучении свойств аэрозолей.

Чаще всего для интерпретации лидарных данных используют уравнение лазерного зондирования, которое связывает мощность рассеянного излучения, поступающего в приемную систему лидара, с параметрами приемопередающей системы и оптическими характеристиками исследуемой среды. Применение данного уравнения ограничено зондированием образований малой оптической плотности. Поэтому при зондировании облаков или плотных дымок требуется учет вклада многократного рассеяния излучения в лидарный сигнал, что представляет собой весьма непростую задачу, как в плане описания, так и в плане технической реализации.

Для исследования микроструктуры аэрозольных образований на кафедре оптико-электронных систем и дистанционного зондирования НИ ТГУ разрабатывается лидар многократного рассеяния. В основе его действия лежит декомпозиция лидарного сигнала на компоненты одно- и многократного рассеяния и анализе зависимости характеристик компоненты многократного рассеяния и ее отдельных составляющих от угла поля зрения приемной системы лидара.

Для разработки методики восстановления микрофизических характеристик плотных дисперсных сред нами разрабатывается стенд для определения размеров и концентрации частиц. В качестве рассеивающей среды использовалась суспензия ликоподия. Частицы ликоподия имеют форму трехгранных пирамидок с выпуклым основанием и закругленными углами. Размеры частиц определялись нами по микрофотографиям, полученным с помощью цифрового микроскопа (рис. 1).

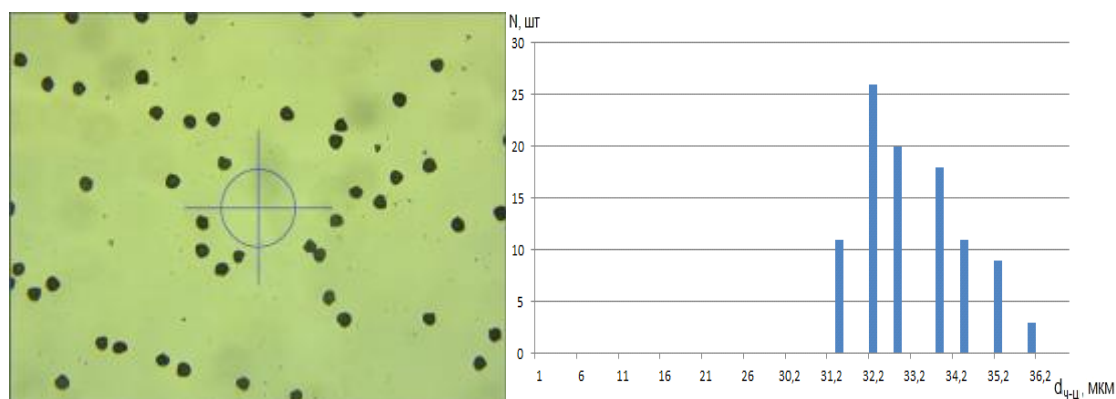


рис. 1 – Вид частиц ликоподия под микроскопом и распределение частиц ликоподия по размерам

Диаметры частиц ликоподия варьируют в диапазоне 31-36 мкм, а распределение частиц по размерам можно аппроксимировать гамма-функцией. Поскольку частицы ликоподия являются несмачиваемыми и обладают плотностью меньшей, чем у воды, то с течением времени они поднимаются на поверхность воды. В связи с этим было проведено исследование по определению оптимального времени проведения экспериментов (рис. 2)

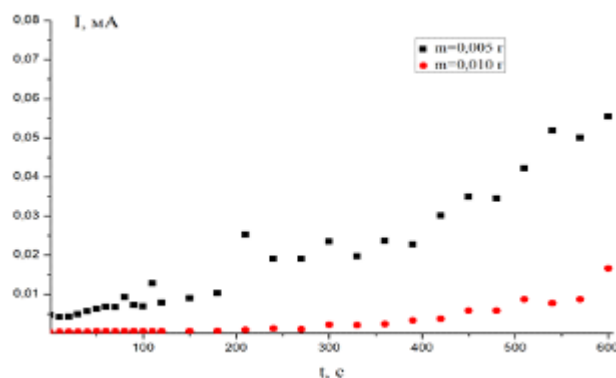


рис. 2 – Зависимость пропускания суспензии ликоподия от времени

Как следует из приведенного рисунка, пропускание суспензии ликоподия со временем меняется нелинейно; чем больше масса ликоподия (а стало быть, и его концентрация) в воде, тем медленнее растет прозрачность. В докладе приводятся результаты оценки скорости изменения прозрачности суспензии ликоподия и ее связь с деполяризацией лазерного излучения, прошедшего через нее.

Исследование люминесцентных свойств азокрасителей

Николаева Алёна Андреевна

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Короткова Елена Ивановна, д.х.н.

ivanovaaa@tpu.ru

Азокрасители являются одними из наиболее распространенных синтетических пищевых красителей, которые применяются для окрашивания пищевых продуктов в различные цвета.

Целью работы является исследование люминесцентных свойств синтетических пищевых азокрасителей понсо 4R (E124) и кармуазина (E122).

В работе исследованы два наиболее известных синтетических азокрасителя: красный кармуазин (азорубин, E122) и оранжевый понсо 4R (E124). Эти красители чаще всего встречаются в детских газированных напитках и желе как отдельно, так и при совместном присутствии. На рис. 1 представлены структурные формулы исследуемых синтетических красителей.

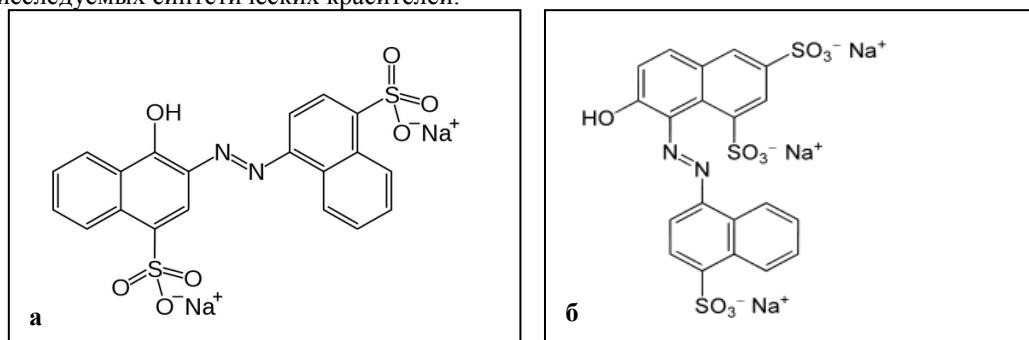


рис.1. Структурные формулы азокрасителей: а – кармуазин; б – понсо 4R

Как видно из рисунка строение молекул данных красителей практически идентично. Красители содержат в молекуле азогруппу N=N, с чем и связано их название, а также несколько сульфогрупп. Возможность способности данных красителей к флуоресценции обоснована наличием сопряженных конденсированных колец.

Синтетические азокрасители были исследованы на анализаторе жидкости «Флюорат-02-панорама» (г. Санкт-Петербург). Спектры возбуждения красителей получены с помощью синхронного режима сканирования стандартных образцов красителей с концентрацией 10 мг/л. Длина волны возбуждения кармуазина и понсо 4R составила 330 нм, что соответствует $\pi \rightarrow \pi^*$ электронному переходу азосоединений [1]. Максимум флуоресценции красителей составил 420 нм.

В работе исследованы основные параметры кинетики люминесценции красителей: время жизни сигнала и квантовый выход люминесценции азокрасителей. Рассчитано время жизни возбужденного состояния молекул красителей, с помощью которого удалось установить вид люминесценции данных азосоединений. Исследования показали, что для красителя понсо 4R характерен процесс флуоресценции, а для красителя кармуазина процесс замедленной флуоресценции.

Рассчитан относительный квантовый выход синтетических пищевых азокрасителей с помощью стандартного вещества раствора сульфата хирина. Установлено, что значение квантовых выходов красителей E122 и E124 остается постоянным в интервале длин волн возбуждения от 280 нм до 350 нм, что соответствует закону Вавилова и доказывает способность азокрасителей к люминесценции, не смотря на отрицание этого факта некоторыми ранними источниками [2].

Список публикаций:

[1] Васильев А.В. Введение в спектроскопию. Электронные лекции 2013 г. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.chem.spbu.ru/org.html>

[2] Прингсгейм, Петер. Флуоресценция и фосфоресценция : пер. с англ. / П. Прингсгейм. — Москва: Изд-во иностранной литературы, 1951. — 623 с.

Определение показателя преломления материалов в миллиметровом диапазоне длин волн с использованием интерферометра Мартина – Паплетта

Попов Константин Евгеньевич

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Науменко Геннадий Андреевич, д.ф.-м.н.

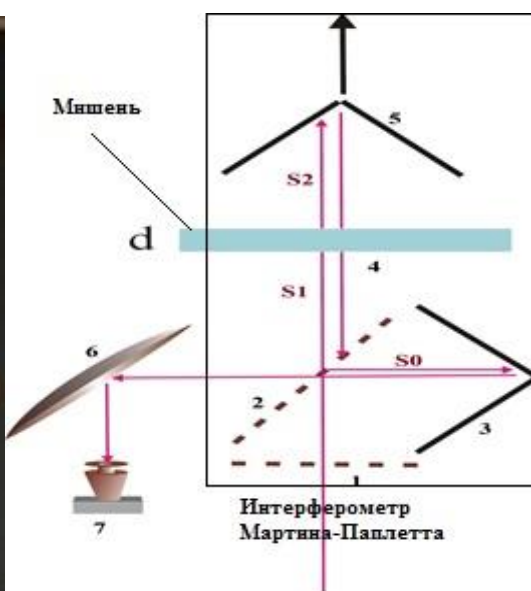
popovkonstantin09@mail.ru

Показатель преломления в миллиметровом диапазоне длин волн является одной из основных электромагнитных характеристик диэлектрических материалов. Существует несколько способов измерения показателя преломления, например: использование закона Снеллиуса, интерференции волн и др. Многие методы позволяют определить величину показателя преломления с большой погрешностью.

Целью данной работы было экспериментально определить показатель преломления для излучения миллиметрового диапазона длин волн для различных материалов с достаточно высокой точностью с использованием интерферометра. Основными задачами являлись разработка методики определения показателя преломления, тестирование данной методики и определение показателя преломления новых материалов для излучения миллиметрового диапазона длин волн.



(а)



(б)

рис.1. (а) Фотография экспериментальной установки, (б) схема интерферометра Мартина – Паплетта: 1 – поляризатор; 2 – делитель пучка (splitter); 3 – неподвижное зеркало; 4 – мишень; 5 – подвижное зеркало; 6 – параболическое зеркало; 7 – детектор.

Для решения поставленных задач использовались интерферометр Мартина – Папплетта [1], контрольные образцы мишеней с заранее известными показателями преломления [2], образцы нового пластика с неизвестными показателями преломления [3].

В начале измерялся спектр излучателя, для чего была необходима интерферограмма без мишени, из которой был получен спектр исходного излучения с использованием алгоритма преобразования Фурье [1]. Вторым этапом было измерение интерферограмм для трёх периодов без мишени и с мишенью, чтобы посчитать фазовый сдвиг. Третьим этапом являлось вычисление показателя преломления материала по формуле 1.

$$n = 1 + \frac{\Delta r}{d}, \quad (1)$$

где $\Delta r = S_0 - (S_1 + S_2 + d)$ – величина фазового сдвига.

Методика была протестирована на диэлектрических материалах с известными показателями преломления. Один из материалов контрольных мишеней был полистерол, величина показателя преломления которого для длины волны 28,5мм составила 1.481. Тестирование показало хорошее согласие измеренных показателей преломления с табличными [2]. На основании подтверждения работоспособности данной методики были проведены измерения для SBS – и PLA – пластиков [3]. Показатели преломления для той же длины волны составили 1.219 и 1.237.

Список публикаций:

[1] Lars Frohlich. “Bunch Length Measurement Using a Martin – Puplett Interferometer at the VUV - FEL”. Diploma Thesis. DESY – THESIS 2005-011. June 2005.

[2] James W. Lamb. Miscellaneous data on materials for millimetre and submillimetre optics. International Journal of Infrared and Millimeter Waves 17 12 (1996)

[3] G. Naumenko, A. Potylitsyn, V. Bleko, V. Soboleva, S. Stuchebrov. Cherenkov radiation from the target with predetermined dielectric properties, produced by a 3D – printer. Elsevier. B 402 (2017) 194 – 197.

ЭПР-дозиметрия ионизирующих излучений с использованием аланиновых детекторов

Попова Мария Александровна

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Мильман Игорь Игоревич, д.ф.-м.н.

Mari.mashapopova@mail.ru

ЭПР-дозиметрия ионизирующих излучений (ИИ) получила широкое применение в исследованиях после открытия явления электронного парамагнитного резонанса Е.К. Завойским в 1944. На сегодняшний день в практике определения поглощенной дозы ИИ (ПДИИ) применяются такие способы как: фотографический, ионизационный, термолюминесцентный. Метод определения ПДИИ с помощью явления ЭПР обеспечивает более точные значения (погрешность менее 5%) в диапазоне доз 5-200 кГр. До настоящего времени в России ЭПР-дозиметрия не получила широкого распространения из-за отсутствия приборной базы и высокой стоимости импортных ЭПР-спектрометров.

Целью работы являлось изучение возможности применения ЭПР- дозиметрии для измерения ПДИИ электронного излучения при стерилизации медицинских изделий в ЦРС УрФУ.

В работе был использован новый когерентный супергетеродинный ЭПР-спектрометр, разработанный УрФУ совместно с НПО Автоматики по проекту А.И. Рокеаха и М.Ю. Артемова [1]. Спектрометр отличается высокой чувствительностью, компактностью, малой стоимостью, возможностью многоцелевого применения. Для исследований характеристик ЭПР-спектрометра в режиме измерений доз ИИ использовались аланиновые детекторы (в виде полосок и таблеток) производства BRUKER, эталон Mn^{2+} в MgO совместно с пленочными дозиметрами СО ПД(Ф)Р – 5/50, являющимися государственным образцом фотонного и электронного излучений.

Аланин под действием ИИ образует стабильный свободный радикал, дающий характерный ЭПР-сигнал, интенсивность которого пропорциональна поглощенной дозе и не зависит от мощности и энергии излучения [2]. Детекторы облучались в диапазоне доз вместе с пленками на линейном ускорителе. По данным измерений ЭПР-спектров и пленочных дозиметров построены дозовые зависимости (рис. 1), играющие роль градуировочных кривых для детекторов, получена аналитическая зависимость амплитуды центрального пика в сигнале ЭПР от дозы.

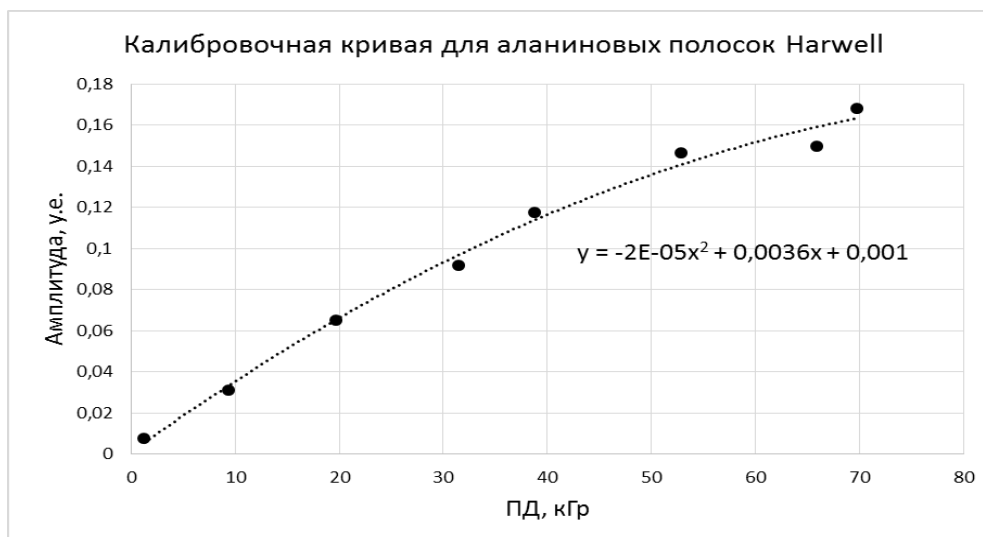


рис. 1 – Калибровочная кривая для аланиновых полосок

В работе приводятся положения пиков эталона и параметры спектра аланина по магнитному полю, проведено их сравнение со справочными данными. Выяснено, что они совпадают в пределах погрешности 5%, что свидетельствует о возможности корректного использования данного ЭПР-спектрометра. В ходе работы дополнительно проверена возможность определения поглощенной дозы при бомбардировке образцов альфа-частицами. Результаты исследований основных технических параметров ЭПР-дозиметра показали возможность его применения для решения задач в области высокодозной дозиметрии корпускулярных и квантовых излучений.

Авторы благодарят профессора И.И. Мильмана за предоставленную помощь в исследованиях.

Список публикаций:

- [1] Пат. 2548293 Российская Федерация, МПК Н 01 J 49/02, G 01 N 24/10. Когерентный супергетеродинный спектрометр электронного парамагнитного резонанса / Рокеах А.И., Артёмов М.Ю.; заявитель и патентообладатель ФГАОУ ВПО "Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина", ООО "Спектр" - №2013116713/07; заявл. 11.04.2013; опубл. 20.10.2014, Бюл. № 11.
- [2] Desrosiers M.F., Peters M., Puhl J.M., *Radiation Physics and Chemistry*, 78,465-467 (2009).

Особенности спектроскопии цинковых комплексов дипиррометенов

Прокопенко Александр Анатольевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Кузнецова Римма Тимофеевна, д.ф.-м.н.

alexpr898@gmail.com

На сегодняшний день химия дипиррометенов является одной из перспективных областей науки. Наиболее изученными в этом направлении являются дифторборатные комплексы дипиррометенов (BODIPY), в то время как для комплексов дипиррометенов с цинком [Zn(dpm)₂] исследования только начинаются, поэтому изучение фотоники этих комплексов весьма актуально. Цинковые комплексы отличает легкая «самосборка» в «мягких» условиях на ионах комплексообразователей, как в растворах, так и в биосистемах, а также высокая чувствительность спектрально-люминесцентных характеристик к изменениям структуры хромофора и свойств среды. На сегодняшний день продолжается активный поиск новых, более эффективных соединений этого ряда для создания на их основе материалов для лазерных сред, флуоресцентных зондов, маркеров, оптических сенсоров [1]. В настоящее время на фоне активных синтетических работ по созданию комплексов наблюдается недостаток исследований в области фотоники этих соединений. Таким образом, сформировалась цель данной работы - систематически изучить спектроскопические и сенсорные свойства цинковых комплексов дипиррометенов с различными заместителями, что необходимо не только для развития фундаментальных представлений о взаимосвязи между структурой и свойствами, но и позволит выявить наиболее перспективные комплексы для успешного практического применения в различных оптических устройствах.

В работе представлены результаты изучения ряда координационных комплексов цинка(II). Состав и структура соединений подтверждены данными ПМР, ИК - спектроскопии и элементного анализа [2]. В качестве растворителя использовался циклогексан (ЧДА) и 95% этанол. Спектрально-люминесцентные характеристики

измерены на спектрометре CM2203 (SOLAR, Беларусь). Интенсивность, квантовые выходы и время жизни фосфоресценции регистрировались при 77К в этаноле с помощью спектрометра Cary Eclipse (Varion) и криостата Cryostat DN (Oxford Instruments). Изучение взаимодействия с кислородом проводилось с помощью экспериментальной установки на основе спектрометра CM2203 (SOLAR, Беларусь), дополненного устройством приготовления газовой смеси с программным управлением (УПГС) с возможностью создания атмосферы кислорода, аргона и их смеси.

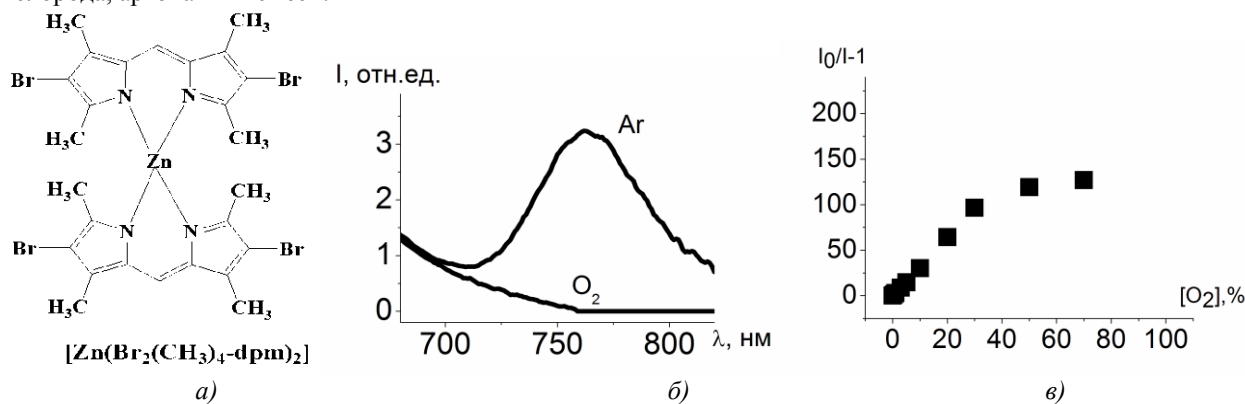


рис. 1. Структурная формула (а), спектры фосфоресценции в атмосфере Ar и O₂ (б) и кривая Штерна-Фольмера для [Zn(Br₂(CH₃)₄-dpm)₂] (в).

Спектрально-люминесцентные свойства алкилзамещенного комплекса показывают, что спектры поглощения лежат в области 485-488 нм. Введение тяжелых атомов в структуру комплекса приводит к незначительному длинноволновому сдвигу максимумов поглощения и флуоресценции комплексов относительно небромированного аналога. Наличие атомов брома в качестве заместителей уменьшает эффективность флуоресценции и приводит к появлению фосфоресценции в замороженном этаноле, из-за увеличения выхода интеркомбинационной конверсии по сравнению с комплексами цинка без галогенов по механизму «тяжелого атома», что позволяет использовать такие комплексы для сенсорных и фотосенсибилизирующих синглетный кислород сред. Исследования показали, что фосфоресценция комплекса [Zn(CH₃)₄-dpm]₂ сложная, с максимумами на 740 и 820 нм, причем обе полосы имеют спектр возбуждения, повторяющий по форме спектр поглощения этого соединения. Это обусловлено существованием двух конформаций данного комплекса, более и менее плоской, с разными диэдральными углами между плоскостями лигандов.

Замена растворителя мало влияет на спектроскопические, но существенно изменяет фотофизические характеристики соединений: переход от циклогексана к этанолу увеличивает долю безызлучательных процессов в дезактивации энергии возбуждения за счет "перестроек" внутри ближней специфической сольватной оболочки молекулы красителя, которые тормозятся при замораживании растворов, увеличивая интенсивность флуоресценции. Для данных комплексов были приготовлены твердотельные матрицы на основе метилцеллюлозы, пропитанные растворами соответствующих дипиррометенов. Для изученных твердотельных образцов отмечено уменьшение (тушение) интенсивности люминесценции в атмосфере кислорода (рис.1 (б)). Это явление может быть использовано для создания на твердотельных образцах, окрашенных комплексами дипиррометенов цинка, сенсорных сред на определение кислорода в газовой смеси. По полученной зависимости интенсивности люминесценции от концентрации кислорода были построены кривые Штерна-Фольмера, которые могут использоваться для выявления сенсорных способностей [3].

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № 4.6027.2017/8.9

Список публикаций:

1. Loudget A., Burgess K. // *Chem. Rev.* 2007. V.107. P.4891- 4932.
2. Antina E. V.; Guseva G. B.; Dudina N. A.; Vyugin A. I. // *Russ. J. Inorg. Chem.* 2010, 55, 1172–1178
3. Kuznetsova R.T., Aksenova Iu.V., Bashkirtsev D.E. et al. // *J. Photochem. Photobiol. A: Chem.* 2018. V. 354. P. 147.

Ослабление лазерного излучения в молочной суспензии

Пудовкин Никита Андреевич

Ии Евгений Вячеславович

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Брюханова Валентина Владимировна

adidas1919@mail.ru

Метод лазерного зондирования имеет ряд преимуществ по сравнению с контактными методами, поэтому именно он и используется для решения крайне важных задач, например как исследование радиационного баланса и климата; обнаружение в атмосфере и изучение аэрозольных образований как естественного, так и антропогенного происхождения. Методы лазерного зондирования заключается в облучении объекта лазерным излучением с последующим анализом прошедшего через исследуемый объект, либо рассеянного от этого объекта и зарегистрированного приемной системой потока излучения.

Распространение оптического излучения в оптически плотных средах сопровождается многократным рассеянием света. Неучет его может вызвать существенные погрешности определения геометрических, оптических и микрофизических характеристик исследуемой среды.

Ранее [1] был поставлен эксперимент, цель которого заключалась в исследовании ослабления при многократном рассеянии лазерного излучения дисперсной средой. В качестве исследуемой среды использовалась молочная суспензия. Размеры частиц определялись по микрофотографиям, полученным с помощью микроскопа. Из гистограммы (рис.1) видно, что диаметр жировых частиц молока варьирует в диапазоне 1-8 мкм, а распределение по размерам этих частиц может быть аппроксимировано гамма-распределением.

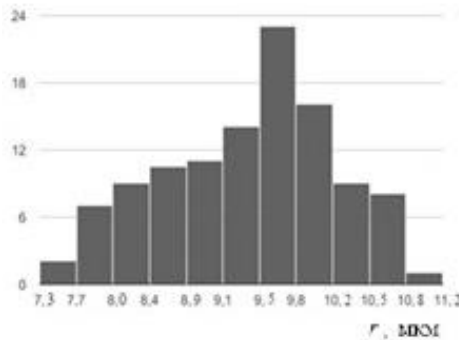


рис. 1 Распределение частиц по размерам в суспензии молока

При прохождении оптического излучения через дисперсную среду его интенсивность ослабевает согласно закону Бугера

$$\ln \left(\frac{I(\lambda, L)}{I_0(\lambda)} \right) = - \int_0^L \sigma(\lambda, z) dz,$$

где $I(\lambda, L)$ – интенсивность излучения, прошедшего через дисперсную среду, $I_0(\lambda)$ – интенсивность излучения до рассеивающей среды, $\sigma(\lambda, z)$ – коэффициент ослабления дисперсной среды, L – толщина слоя дисперсной среды. Так как коэффициент ослабления линейно зависит от концентрации частиц, то наличие нелинейного участка данной зависимости свидетельствует о проявлении многократного рассеяния лазерного излучения в рассеивающей среде.

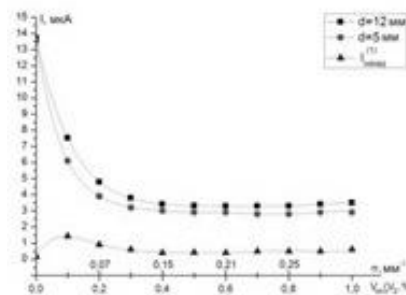


рис. 2 Интенсивность многократно рассеянного водно-молочной суспензией назад излучения

Как видно из приведенных на *рис. 2* результатов измерений, зависимость интенсивности рассеянного назад излучения от концентрации суспензии носит одинаковый характер: с увеличением концентрации интенсивность убывает по экспоненциальному закону. Использование диафрагм различного радиуса позволяет регулировать диапазон значений фототока детектора излучения, что можно осуществить, меняя мощность накачки лазера или меняя состояние поляризации излучения. Наряду с обратным рассеянием происходит и рассеяние вперед. Поскольку интенсивность рассеянного вперед на частицах таких размеров оптического излучения существенно превосходит рассеянную назад, большая часть светового потока выйдет из кюветы с исследуемым веществом и может, отразившись от окружающих предметов, попасть на фотоприемник. Это может оказать существенное влияние на точность восстановления микрофизических характеристик исследуемой суспензии.

В докладе обсуждаются результаты исследования ослабления прошедшего через суспензию лазерного излучения в зависимости от уровня накачки мощности лазера.

Список публикаций:

[1] Ни Е. В., Брюханов И. Д., Свиридов Е. И. //Актуальные проблемы радиофизики. Труды Международной молодёжной научной школы. Томск. 25-26 сентября 2017 г. г Томск: Изд-во НТЛ, 2017. С. 70-74.

Сравнительный анализ систем детектирования терагерцового излучения

Радченко Михаил Михайлович

Черных Анастасия Сергеевна

Кубанский государственный университет

just4fail@yandex.ru

В настоящее время, терагерцовый диапазон (ТГц-диапазон) излучения - это бурно развивающиеся направление науки и техники, которое благодаря своим свойствам может найти широкое применение во многих областях, в том числе астрономии и астрофизики, так как это излучение содержит около половины светимости Вселенной и 98% от всех фотонов, испускаемых с момента Большого Взрыва. Исходя из этого, главными задачами в работе в ТГц диапазоне являются изучение областей звездообразования и исследование субмиллиметровых галактик и тел Солнечной системы.

Для детектирования ТГц диапазона используют супергетеродинные приемники, основным элементом которых являются смесители.

Смесители на диодах с барьером Шоттки (ДБШ-смесители) работают в диапазоне частот 0,3–5 ТГц, не требуют глубокого охлаждения и могут работать в диапазоне температур от комнатных до гелиевых, что является основным их преимуществом. В то же время к существенным недостаткам ДБШ - смесителей следует отнести низкую чувствительность и большую требуемую мощность гетеродина.

По состоянию на 2017 год [1], наиболее эффективными супергетеродинными детекторами для радиоастрономии при изучении спектров межзвездного излучения в диапазоне частот 0,1 – 1,25 ТГц признаны смесители на основе туннельных переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС-смеситель). Главное их преимущество заключается в том, что данный тип гетеродинного приемника сочетает в себе предельно низкую шумовую температуру с широкой полосой промежуточных частот, а также требует малой мощности гетеродина. Единственный минус заключается в том, что при дальнейшем повышении частоты чувствительность СИС-смесителей падает в связи с увеличением внутренних потерь.

Смесители на эффекте разогрева электронов в резистивном состоянии тонких сверхпроводящих пленок (НЕВ) - обладают хорошей чувствительностью наряду с достаточно широкой полосой частот преобразования, а также требуют малой мощности гетеродина при субмикронных размерах чувствительного элемента. Они являются весьма перспективными приемными элементами на частотах выше 1,25 ТГц, так как не имеют частотных ограничений по механизму смещения и не содержат реактивной компоненты, что облегчает задачу согласования смесителя с различными типами квазиоптических антенн.

Однако существует сложность в ведении наблюдения в терагерцовом диапазоне, приходящим на землю из космоса, непосредственно с поверхности Земли. Оно является малоэффективным ввиду сильного поглощения полезного сигнала парами воды и другими газами атмосферы.

Опираясь на вышеперечисленные данные, была составлена таблица, в которой приведено подробное сравнение супергетеродинных приемников.

Параметры приемника	ДБШ-смесители	СИС-смесители	НЕВ-смесители
Диапазон частот	крайне широкий	достаточно узкий	широкий
Необходимое охлаждение	достаточное	минимальное	минимальное
Требуемая мощность	высокая	малая	малая
Шумовая температура	предельно высокая	предельно низкая	низкая
Чувствительность	низкая	достаточная	высокая
Поглощение сигнала	крайне слабое	слабое	сильное

Максимальная рабочая мощность смесителей варьируется в диапазоне 0,1 – 1 мВт, а шумовая температура – от 50 до 760 К. Рабочий диапазон любого из приведенных выше смесителей может быть расширен вплоть до 6,5 ТГц, однако при этом необходимо существенно корректировать остальные параметры, как, например, охлаждение. Таким образом можно будет минимизировать возрастание шумовой температуры, нормальные значения которой составляют 7 – 17 дБм, и степень поглощения сигнала.

Список публикаций:

[1] Sizov V.F. // *Terahertz detectors and focal plane arrays*. 2017. Vol. 1 №3(13).P. 127

Применение параметрического генератора света для лазерного газоанализа атмосферы

^{1,2}Романовский Ярослав Олегович

²Садовников Сергей Александрович

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

²Институт оптики атмосферы СО РАН

²Яковлев Семён Владимирович, к.ф.-м.н.

sancur@iao.ru

Лазерное зондирование атмосферы предлагает методы дистанционного определения концентрации атмосферных газов, основанные на взаимодействии лазерного излучения с естественными атмосферными полями. Наибольшей чувствительностью среди спектроскопических методов обладает метод дифференциального поглощения (МДП). При этом одновременный спектрально-временной анализ многочастотного отклика атмосферы в принципе не возможен из-за необходимости перестройки частоты излучения, поэтому контроль концентраций в режиме реального времени поддается ограниченное количество компонент атмосферы. Этих недостатков можно избежать благодаря методу дифференциальной оптической абсорбционной спектроскопии (ДОАС).

Целью данной работы является апробация новой комбинированной методики лидарного зондирования газовых составляющих атмосферы, совмещающей МДП и ДОАС.

Комбинированная методика была разработана коллективом авторов [1]. Нами эта методика была применена для оценки возможностей использования лазерной системы на основе параметрического генератора света (ПГС), обеспечивающей перестраиваемую генерацию наносекундных импульсов излучения в спектральном диапазоне 3–4 мкм. Используя характеристики лазера, проведено численное моделирование зондирования метана на приземных тропосферных трассах (на высотах до 5 км). При моделировании использовалась стандартная модель атмосферы лета средних широт. Учитывалось мешающее поглощение всех основных атмосферных газовых компонент. Результаты моделирования представлены на рисунке 1.

Из рисунка видно, что в диапазоне высот до 5 км уровень лидарных сигналов превышает уровень эквивалентной мощности шума фотоприемника NEP=10-12Вт. Результаты моделирования показывают, что восстановление концентраций метана при зондировании излучением ПГС в диапазоне 3-4 мкм возможно до высоты 5 км.

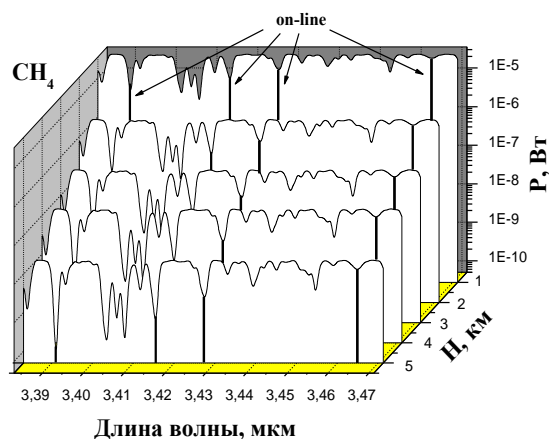


рис.1 Пространственно и спектрально разрешенные лидарные сигналы вертикального зондирования метана в области работы ПГС, где H – высота, P – мощность лидарного сигнала

Результаты моделирования были использованы при создании лидара среднего ИК диапазона на основе ПГС. В качестве зондирующего генератора использовался Nd:YAG лазер, обеспечивающий генерацию лазерных импульсов длительностью 10-13 нс с энергией импульса 350 мДж при частоте повторения 10 Гц на длине волны 1064 нм. В ходе проведения экспериментов по определению энергетических характеристик лазерной системы максимальное значение энергии импульса для диапазона длин волн 3-4 мкм достигало 9 мДж. На рисунке 2 представлены результаты лидарных измерений, выполненных в июне 2017 г. в Томске. Регистрация лидарных сигналов показывает возможность проведения экспериментальных исследований с помощью разработанного лидарного оборудования.

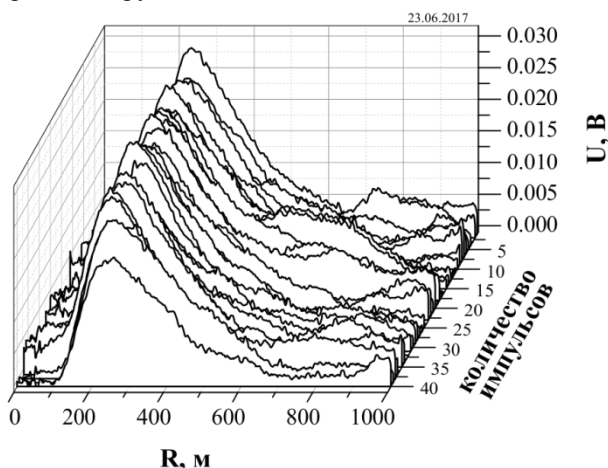


рис.2 Лидарные сигналы, зарегистрированные на длине волны 3.53 мкм, где R – дальность, U – уровень сигнала

Таким образом, применение методики лидарного зондирования, совмещающей МДП и ДОАС, и её апробация в численном эксперименте подтверждают перспективность лидарного зондирования метана с помощью лазерной системы на основе ПГС в диапазоне спектра 3–4 мкм на приземных тропосферных трассах.

Экспериментально зарегистрированные лидарные сигналы также подтверждают возможность проведения исследований по дистанционному газоанализу атмосферы с использованием лазерной системы с параметрической генерацией света в диапазоне длин волн 3–4 мкм.

Список публикаций:

[1] O.A. Romanovskii, S.A. Sadovnikov, O.V. Kharchenko, V.K. Shumskii, S.V. Yakovlev, *Russian Physics Journal*. 59, 3, 380 (2016).

Интеграция плазмонных наночастиц в структуры, напечатанные 3D-принтингом

Сапунова Анастасия Алексеевна

Рауль Д. Родригес, Юрий Донцов, Павел Постников, Анастасия Ольштрем, Евгения Шеремет
Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Рауль Д. Родригес

sapunovanastja@rambler.ru raulmet@gmail.com

В перспективе развития современных оптоэлектронных устройств, для осуществления обнаружения молекул болезней возможно создание нового поколения сенсоров, работающих совместно со смартфонами. Плазмонные наноструктуры обладают значительным потенциалом для того, чтобы стать новым элементом в оптических сенсорах. Недавнее исследование показало, что используя 3D-печать можно создавать новые функциональные материалы с использованием аддитивных сборочных наноматериалов [1].

Одним из распространенных способов детектирования является поверхностный плазмонный резонанс - явление, при котором между металлической пленкой, на которую предварительно прикреплены антитела, и диэлектриком, помещают исследуемую жидкость.

Эффект возникает на поверхности металлической пленки, если между диэлектриком и пленкой поместить жидкость, то колебания будут распространяться вглубь раствора, постепенно затухая. В жидкости содержатся различные молекулы (примеси), которые, сталкиваясь с колебаниями, способствуют их изменениям, выражающимся в изменении резонансного угла и показателя преломления в поверхностном слое. По изменению показателя преломления можно сделать выводы о взаимодействии молекул. Такая технология используется в плазмонных сенсорах для обнаружения молекул болезней.

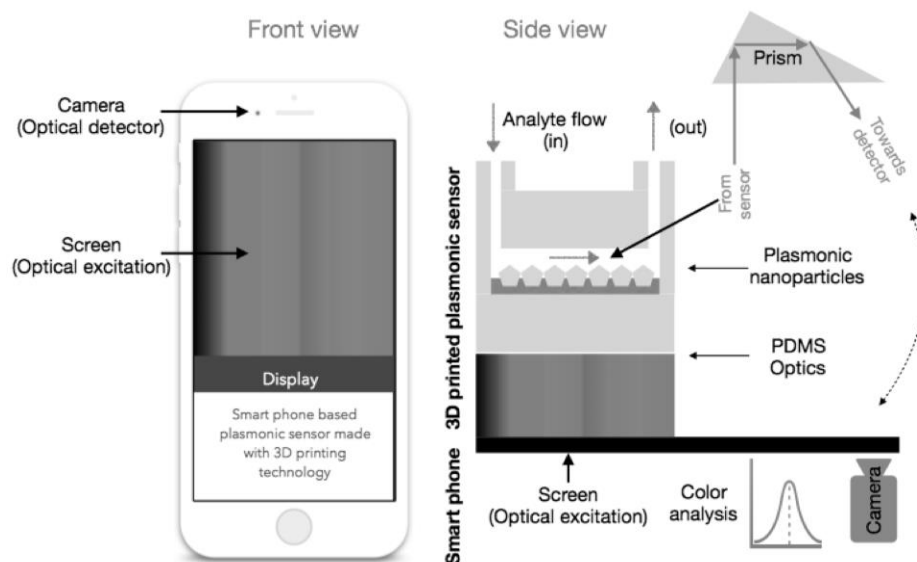


рис.1. 3D-напечатанный плазмонный сенсор на основе смартфона

На рисунке 1 камера действует как оптический детектор, а свет от дисплея как источник света. Свет падает непосредственно на конструкцию, которая содержит поток анализируемой жидкости, после этого, он преломляется призмой и фокусируется на передней камере смартфона. Физический принцип обнаружения основан на явлении поверхностного плазмонного резонанса (ППР). Благодаря ему, электромагнитное поле вокруг металлических наночастиц будет значительно усилено, а резонансная длина волны будет чувствительна к изменению диэлектрической среды. Наночастицы благородных металлов, таких как золото или серебро, обладают сильной оптической экстинкцией в видимой и ближней ИК-диапазонах длин волн и генерируют ППР, который является чувствительным к окружающей среде. Соответственно, камера покажет изображение, в котором будет отсутствовать цвет поглощенных длин волн. Такое селективное снижение интенсивности будет коррелировать с наличием обнаруживаемой молекулы.

Предлагаемая технология подразумевает внедрение наночастиц в полимер для печати на 3D принтере, чтобы в готовой структуре возникал как поверхностный, так и локализованный плазмонный резонанс. Нами было разработано 2 способа, как это можно осуществить: внедрить металлические наночастицы в растворенный полимер; или осадить наночастицы из раствора на подложку из стекла, а затем печатать на ней структуру, на которой будет располагаться детектируемая жидкость.

Моделирование передающей системы лабораторного стенда для исследования многократного рассеяния

Свиридов Егор Игоревич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Брюханова Валентина Владимировна, к.ф.-м.н.

EgoryanZZZ@yandex.ru

Методы лазерного зондирования атмосферы широко используются для решения многих научных и практических задач, например: мониторинг состояния атмосферы и радиационного баланса, обнаружение в атмосфере аэрозольных частиц и изучение их свойств, изучение свойств как атмосферы в целом, так и ее отдельных составляющих. Распространение лазерного излучения в дисперсных системах сопровождается множеством явлений, т.к. размеры аэрозольных частиц сопоставимы с длиной волны, Энергетически наиболее выраженным из них является явление упругого аэрозольного рассеяния. Поэтому для исследования дисперсных систем часто используются методы, основанные именно на этом явлении.

При распространении оптического излучения в земной атмосфере его энергия выводится из направленного потока. Это обусловлено его ослаблением молекулами газов, составляющих атмосферу, и аэрозольными частицами, как естественного, так и антропогенного происхождения. Происходит ослабление излучения в соответствии с законом Бугера, который определяет ослабление монохроматического пучка света при распространении его в среде. Закон Бугера справедлив при зондировании образований малой оптической плотности. В этом случае ослабление излучения обусловлено однократным рассеянием, а рассеянием более высоких кратностей можно пренебречь. При увеличении оптической толщи многократное рассеяние приводит не только к дополнительному ослаблению, но и к деполяризации лазерного излучения.

Поляризация оптического излучения характеризует поведение во времени электрического вектора \mathbf{E} в некоторой фиксированной точке пространства. Выбор вектора \mathbf{E} для описания поляризации объясняется тем, что при взаимодействии оптического излучения с веществом сила, действующая на электроны, с точностью до пренебрежимо малой поправки определяется электрическим полем излучения, а именно электрической силой (силой Лоренца при скорости движения электрона много меньшей скорости света с можно пренебрегать).

Для описания состояния поляризации квазимонохроматической плоской волны можно использовать вектор-параметр Стокса, компоненты которого собой линейную комбинацию квадратичных характеристик поля и могут быть непосредственно измерены в эксперименте. Изменение характеристик излучения в среде описывается матрицей рассеяния света (МРС) размерностью 4×4 . Все 16 элементов этой матрицы являются действительными числами. Эта матрица содержит максимально возможную информацию о характере взаимодействия излучения со средой. Для того, чтобы определить МРС среды, нужно измерить 16 значений интенсивности излучения, варьируя четырьмя состояниями поляризации излучения в передающей системе и четырьмя состояниями поляризации в приемной системе прибора.

Для исследования многократного рассеяния лазерного излучения в дисперсных средах нами была собрана установка (рис. 1).

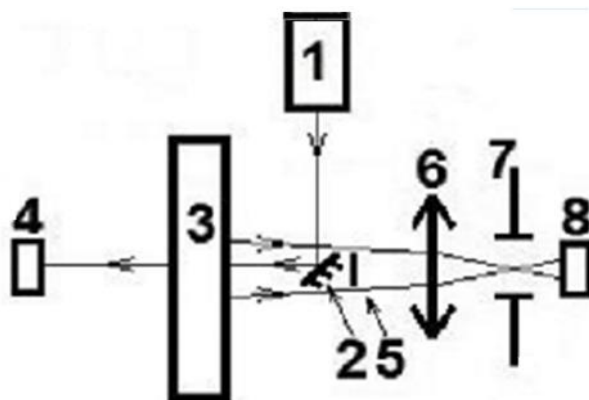


рис. 1 Схема установки: 1 – источник излучения, 2 – поворотное зеркало, 3 – кювета с аэрозольной средой, 4 – фотодиод регистрирующий прошедшее излучение через кювету, 5 – экран для блокировки многократно рассеянного назад излучения под малыми углами, 6 – собирающая линза, 7 – диафрагма, 8 – фотодиод регистрирующий многократно рассеянное назад излучения

Пучок лазерного излучения от источника, направлялся на зеркало, отразившись от которого, проходил через кювету, и попадал на фотодиод. Таким образом регистрировалось излучение, прошедшее через среду в прямом направлении и рассеянное ей под углами, малыми относительно направления падения на кювету.

Излучение, рассеянное средой в обратном направлении, распространялось в сторону линзы. При этом однократно рассеянное «назад» излучение под малыми углами, блокировалось экраном, жестко закрепленном на единой опоре с зеркалом. Многократно рассеянное «назад» излучение, проходило мимо экрана, и попадало на линзу, в фокусе которой была установлена диафрагма, после чего его интенсивность измерялась фотодиодом. Размер диафрагмы брался такой, чтобы на фотодиод попадало только многократно рассеянное излучение, а суммарный сигнал однократного и многократного рассеяния ей блокировался.

Ослабление и деполяризация лазерного излучения происходят не только в исследуемой среде, но и в оптическом тракте системы. Для корректного восстановления элементов матрицы рассеяния света из результатов поляризационных измерений необходим учет влияния оптических элементов на характеристики рассеянного излучения. С этой целью в системе оптического проектирования ZEMAX было исследовано влияние параметров оптических элементов на ослабление и деполяризацию излучения в передающей системе лабораторного стенда для исследования многократного рассеяния лазерного излучения в дисперсных средах. В докладе обсуждаются результаты проведенного моделирования.

Воздействие лазерного излучения на образец при различном давлении окружающего мишень воздуха

Семенчук Евгений Олегович

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы

Иванов Алексей Юрьевич

Unata1976-2010@mail.ru

Рассматривается воздействие лазерного излучения (ЛИ) на прозрачный диэлектрик и образование под действием ЛИ кратера на поверхности данного диэлектрика и каверн в его объеме. Исследовался характер изменения параметров кратера и каверн в зависимости от энергии лазерного импульса, воздействующего на исследуемый образец. Был проведен эксперимент, при котором образец помещался в камеру с пониженным давлением. Показано, что развитие каверн, расположенных ближе к облучаемой поверхности, препятствует развитию более удаленных каверн (экранировка). Сделан вывод о том, что основным механизмом развития кратера на поверхности образца из полиметилметакрилата при его лазерной обработке является его горение.

Ниже представлены результаты исследования воздействия лазерного излучения со средней плотностью потока 25 МВт/см^2 на полиметилметакрилат (ПММА) как при атмосферном (*рис.1*), так и при пониженном давлении (10^{-2} мм рт. ст.) воздуха (*рис.2*).

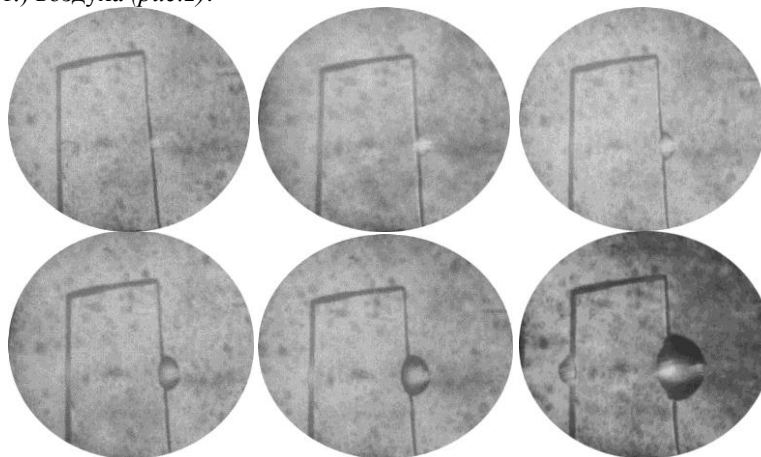


рис.1. Кратеры, образовавшиеся при воздействии лазерного излучения на образец из ПММА при атмосферном давлении воздуха.

На рисунке 1 отчетливо видно развитие кратера на поверхности ПММА, формирующегося при воздействии на образец лазерного излучения при атмосферном давлении воздуха, окружающего мишень. В то же время на обрабатываемом лазерным излучением образце, находящемся в вакуумной камере (*рис.2*), кратер не образовывался, но происходило развитие необратимо измененных зон внутри образца (каверн), формирующихся на неоднородностях ПММА (дефектах). При этом сначала каверна образуется на большем по размерам, но более удаленном от фронтальной поверхности дефекте. После развития зоны разрушения на базе меньшего по размерам первоначально, но более близкого к фронтальной поверхности дефекта, увеличение размеров удаленной каверны прекращается: происходит ее экранировка.

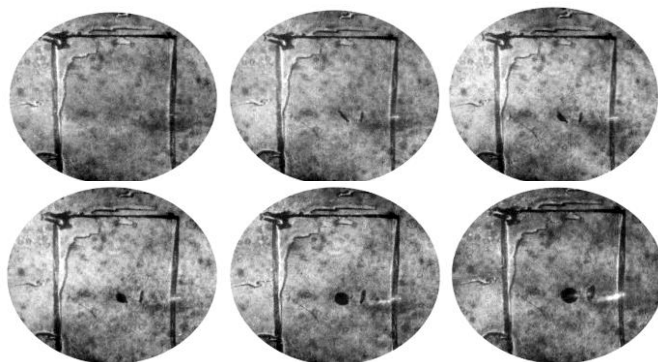


рис.2. Необратимо измененные зоны, образовавшиеся при воздействии лазерного излучения на образец из ПММА при пониженном давлении (10⁻² мм рт. ст.) воздуха

Таким образом, в вакууме (т.е. при отсутствии доступа кислорода), кратер не образуются. Следовательно, основным механизмом образования кратера на поверхности полиметилметакрилата является горение пластика.

Список публикаций:

- [1] Семенчук, Е. О. Воздействие лазерного излучения со средней плотностью потока на прозрачный диэлектрик / А.В. Савостьян, Е.О. Семенчук // Физика конденсированного состояния : материалы XXV международной научно-практической конференции аспирантов, магистрантов и студентов (Гродно, 20 апреля 2017 г.) / Учреждение образования "Гродненский гос. ун-т им. Я.Купалы"; гл. ред. В.Г. Барсуков; ред.кол.: А.Е. Герман, В.А. Лиопо, А.В. Никитин, С.С. Ануфрик, Н.Д. Стрекаль, А.А. Маскевич.- Гродно : ГрГУ им. Я. Купалы, 2017. - С. 153–155.
- [2] Семенчук, Е. О. Воздействие лазерного излучения со средней плотностью потока на металлы / А.В. Савостьян, Е.О. Семенчук // Физика конденсированного состояния: материалы XXV международной научно-практической конференции аспирантов, магистрантов и студентов (Гродно, 20 апреля 2017 г.) / Учреждение образования "Гродненский гос. ун-т им. Я.Купалы"; гл. ред. В.Г. Барсуков; ред.кол.: А.Е. Герман, В.А. Лиопо, А.В. Никитин, С.С. Ануфрик, Н.Д. Стрекаль, А.А. Маскевич.- Гродно : ГрГУ им. Я. Купалы, 2017. - С. 155–156.
- [3] Семенчук, Е. О. Развитие плазменного факела, формирующегося при воздействии лазерного излучения на металлы / Е.О. Семенчук // Наука-2017: сб. науч.ст. / ГрГУ им. Я. Купалы, 2017. - С. 28-30.
- [4] Семенчук, Е. О. Скоростное голографическое исследование воздействия лазерного излучения на прозрачный диэлектрик / А.В. Савостьян, Е.О. Семенчук / XXX Школы-симпозиума по голографии, когерентной оптике и фотонике / 2017. - С. 70-74.
- [5] Семенчук, Е. О. Высокоскоростное голографическое исследование воздействия лазерного излучения на металлы / А.В. Савостьян, Е.О. Семенчук / XXX Школы-симпозиума по голографии, когерентной оптике и фотонике. / 2017. - С. 74-77.
- [6] Семенчук, Е. О. Механизм разрушения полиметилметакрилата при воздействии на его поверхность лазерного излучения / С.В. Васильев, А.Ю. Иванов, А.В. Савостьян, Е.О. Семенчук // Вестник ГрГУ. Сер.2. Математика, физика, информатика и информационные технологии. – 2017. – № 3. – С. 98–108.

Континуальное поглощение водяного пара и димеры воды

в полосах 0.94 и 1.13 мкм

Симонова Анна Андреевна

Пташник Игорь Васильевич

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

Пташник Игорь Васильевич, д.ф.-м.н.

saa@iao.ru

Так называемое континуальное поглощение водяного пара (или просто «континуум воды») – это компонента поглощения электромагнитного излучения водяным паром, отличная по природе от резонансного поглощения мономерами воды. Обнаруженные за все время исследований, начиная с 1918 года, уникальные спектральные особенности континуума воды позволяют идентифицировать его в спектре поглощения водяного пара (несмотря на свой относительно малый вклад), как в атмосферных окнах прозрачности, так и в полосах поглощения воды. К таким особенностям относится слабая зависимость континуального поглощения от частоты, квадратичная барическая и отрицательная температурная зависимости. Однако установление природы данной компоненты поглощения по-прежнему представляется нетривиальной задачей. Континуум воды напрямую связан с рядом задач из области атмосферной оптики и моделирования.

В настоящей работе исследуется «димерная» гипотеза континуума воды [1, 2]. Для этого была параметризована предложенная ранее полуэмпирическая модель димеров воды [3] в полосах поглощения 0.94 и 1.13 мкм. Единственным подгоночным параметром в нашей модели была константа равновесия метастабильных димеров, значения которой неизвестны из прямых независимых источников. В качестве

экспериментальных данных были взяты Фурье-спектры континуума чистого водяного пара, полученные при повышенных температурах (398, 431 и 471 К) и давлениях (>1 атм) [4]. Используемая модель обеспечила удовлетворительное качественное согласие с экспериментальным спектром континуума.

Далее было проведено сравнение полученной в настоящей работе температурной зависимости полной константы равновесия, включающей в себя вклад стабильных и метастабильных димеров, с данными из независимых источников [5, 6], которые являются наиболее достоверными на сегодняшний день. Показано, что значения константы равновесия метастабильных димеров в нашей модели превышают значения из [5,6] примерно в 2.5 раза при исследуемых температурах.

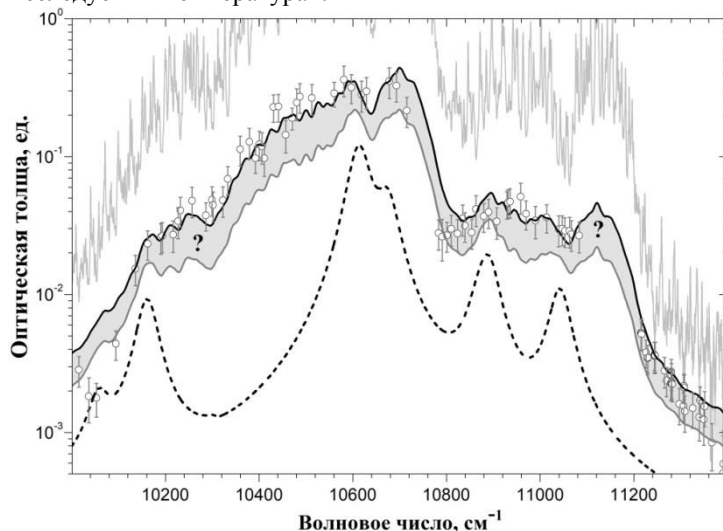


рис.1. Экспериментальный спектр поглощения водяного пара, полученный при $P=3145$ мбар, $T = 431$ К и оптической длине пути $l = 9.7$ м (светло-серая кривая), спектр восстановленного континуума (кружки). Модельные спектры поглощения димеров: стабильные димеры (пунктирная кривая) на основе интенсивностей полос димеров [7], суммарный вклад стабильных и метастабильных димеров, определенный в настоящей работе на основе модели [3] с одним подгоночным параметром K_{eq}^q (сплошная черная кривая), и с фиксированным значением K_{eq}^q , определенным из независимых источников [6,8] (сплошная темно-серая кривая). Часть континуума, предположительно не относящаяся к поглощению димерами воды (площадь серого цвета)

Рис.1 наглядно демонстрирует разность модельных спектров димеров воды, рассчитанных на основе модели [3] со значением константы равновесия метастабильных димеров $K_{eq}^q = 0.013$ атм⁻¹ (получено в настоящей работе из подгонки модельного спектра к экспериментальному (сплошная черная кривая)), и с фиксированным значением $K_{eq}^q = 0.006$ атм⁻¹ (определено из независимых источников [6,8] (сплошная темно-серая кривая)). Такое расхождение позволяет предположить следующее: либо природа континуума не ограничивается «димерным» поглощением в исследуемых полосах поглощения, либо рассчитанный в нашей модели вклад стабильных димеров (пунктирная кривая) на основе интенсивностей [7] недооценен.

В работе [9] спектральную структуру той части континуума, которая не описывается «димерной» моделью [3], относят к проявлению мономолекулярного механизма поглощения, а именно, к средним крыльям спектральных линий мономеров воды. Поэтому дальнейшие усилия будут направлены, в том числе, на рассмотрение этой гипотезы.

Список публикаций:

1. Викторова А.А., Жевакин С.А. // ДАН СССР. 1966. № 4. С.833-836.
2. Penner S.S., Varanasi P. // J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 1967. N.7. pp.687-690.
3. Ptashnik I.V., Shine K.P., Viganin A.A. // J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 2011. V.112. pp.1286-1303.
4. Simonova A.A., McPheat R.A., Ptashnik I.V., Shine K.P., Smith K.M. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. V.58. N.10/3. pp.218-220.
5. Leforestier C. // J. Chem. Phys. 2014. V.140. N.7. P.074106(1-10).
6. Третьяков М.Ю., Серов Е. А., Одинцова Т. А. // Известия вузов. Радиофизика. 2011. Т.54. № 10. С.778-796.
7. Kjaergaard H.G., Garden A.L., Chaban G.M. et al. // J. Phys. Chem. A. 2008. V.112. pp.4324-4335.
8. Scribano Y., Goldman N., Saykally R.J. et al. // J. Phys. Chem. A. 2006. N.110. pp.5411-5419.
9. Serov E.A., Odintsova T.A., Tret'yakov M.Yu., Semenov V.E. // J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 2017. V.193. pp.1-12.

Исследование эффектов оптической интерференции для зондов, используемых в наноспектроскопии

Степанищева Дарья Игоревна

Шеремет Евгения Сергеевна

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Шеремет Евгения Сергеевна

dasha.step.01@gmail.ru

С увеличением сложности и качества экспериментальных методов, а также современных требований промышленности, интерес исследователей представляют объекты все меньшего размера, растет потребность в спектроскопических методах исследования процессов, объектов и свойств материалов с беспрецедентным пространственным и временным разрешением.

Обычная оптическая спектроскопия дает разрешение соизмеримое с микроскопом – от нескольких сотен нанометров до единиц микрон. Такого разрешения не достаточно, если необходимо обнаружить дефект в наноразмерной области, например - в нанотрубке. Наноспектроскопия позволяет не только обнаружить этот дефект, но и определить его расположение с точностью до 10 нанометров. Для проведения измерений используются специальные зонды – острые наконечники, которые подводятся к области, освещаемой лазером. Усиление производится возбуждением локализованных поверхностных плазмонов. Полученный сигнал комбинационного рассеяния дополнительно усиливается с помощью наконечника, действующего также как наноантенна, что приводит к общему усилению мощности начального магнитного поля.

В данной научной работе предметом исследования являются эффекты интерференции, использующиеся в оптической наноспектроскопии. Особое внимание уделяется покрытию зондов, которые используются при проведении измерений. Проблемой является низкая воспроизводимость наконечника, покрытого металлом. В связи с этим, мы исследуем другие возможные покрытия для зондов методом компьютерного моделирования.

Для экспериментальной демонстрации компьютерной модели использована программа COMSOL Multiphysics 5.2.

В рамках работы была создана 2D-модель покрытия, состоящая из нескольких компонентов. Первый компонент – воздух, который играет роль среды, второй – кремний, как материал, из которого планируется изготовление зонда, и третий – это тонкий слой (покрытие зонда), для построения которого использованы несколько разных материалов.

В качестве покрытия для зондов подобраны материалы, которые можно нанести методом осаждения атомного слоя. Были выбраны: диоксид кремния (SiO_2) с показателем преломления $n = 1.4585$, оксид титана (TiO_2) с $n = 1.2887$, оксид алюминия (Al_2O_3) с $n = 1.7682$ и нитрид алюминия (AlN) с $n = 2.0294$. Для каждого материала рассчитана толщина слоя покрытия для выполнения условия конструктивной интерференции, которая при длине волны 600 нм и угле падения 45° составила: 470.4 для SiO_2 , 238.4 для TiO_2 , 370.2 для Al_2O_3 , 315.4 для AlN .

В ходе моделирования были получены разные интерференционные картины (Рис.1-4).

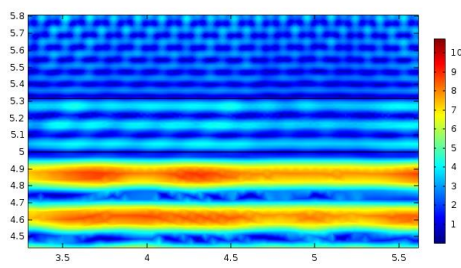


рис.1 Интерференция в AlN

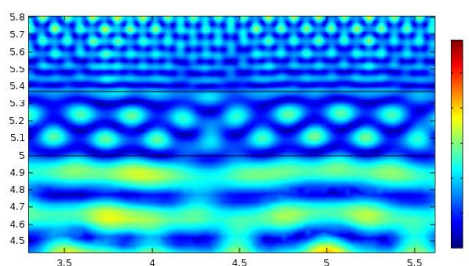


рис.2 Интерференция в Al_2O_3

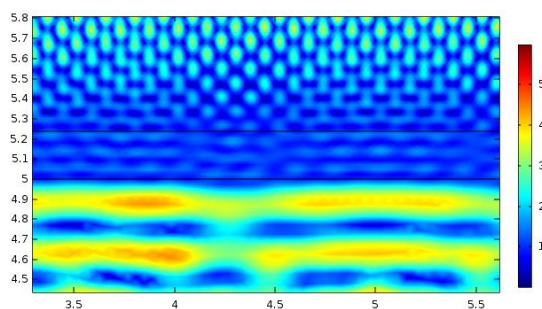


рис.3 Интерференция в TiO_2

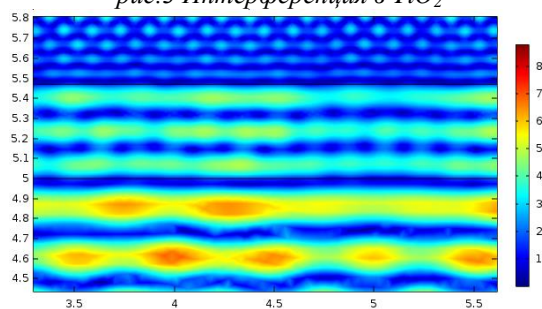


рис.4 Интерференция в SiO_2

Следующий шаг - моделирование типов покрытий. практический интерес представляет понимание того могут ли такие материалы, как диоксид кремния, оксид титана, оксид алюминия и нитрат алюминия в качестве покрытия для зондов, заменить металлы и решает ли это проблему низкой воспроизводимости наконечника

Решение задачи рассеяния света на невыпуклых ледяных атмосферных кристаллах в приближении физической оптики

Тимофеев Дмитрий Николаевич

Институт оптики атмосферы имени В.Е. Зуева СО РАН

Коношонкин Александр Владимирович, д.ф.-м.н.

tdn@iao.ru

Ледяные атмосферные кристаллы, как правило, наблюдаются в перистых облаках. Эти облака, в силу своих оптических свойств, существенно влияют на процесс переноса солнечной энергии. Получение оптических и микрофизических параметров перистых облаков необходимы для разработки современных численных моделей долгосрочного прогноза погоды и глобального изменения климата [1].

Исследования перистых облаков обычно проводятся методом лазерного зондирования с использованием лидаров. С помощью лидаров проводятся попытки восстановления оптических характеристик кристаллов облака по рассеянному сигналу. Однако решение данной задачи возможно только с помощью решения прямой задачи рассеяния света, т.е. получение рассеянного сигнала определенных частиц.

Для решения прямой задачи рассеяния применяется метод компьютерного моделирования. Одним из алгоритмов, моделирующих процесс рассеяния света, является алгоритм трассировки пучков [2], получающий характеристики рассеянного света в приближении геометрической и физической оптики. Долгое время проводились расчёты кристаллов только выпуклой формы, однако некоторые получаемые характеристики плохо сходились с данными лазерного зондирования. Кроме того, недавно было показано существенное влияние формы кристалла на его оптические характеристики [3]. В связи с этим появилась необходимость усложнять форму кристаллов, что потребовало переработку существующего алгоритма.

В данной работе представлены результаты расчёта индикатрисы рассеяния света для кристаллов невыпуклой формы (рис.1), полученные при помощи алгоритма модифицированной трассировки пучков. Проведён анализ результатов, а также показаны некоторые отличия в алгоритмах трассировки света выпуклых и невыпуклых кристаллов. Анализ показал, что индикатрисы рассеяния кристалла типа «hollow-column» лучше сходятся с экспериментальными данными, чем индикатриса идеального гексагонального столбика.

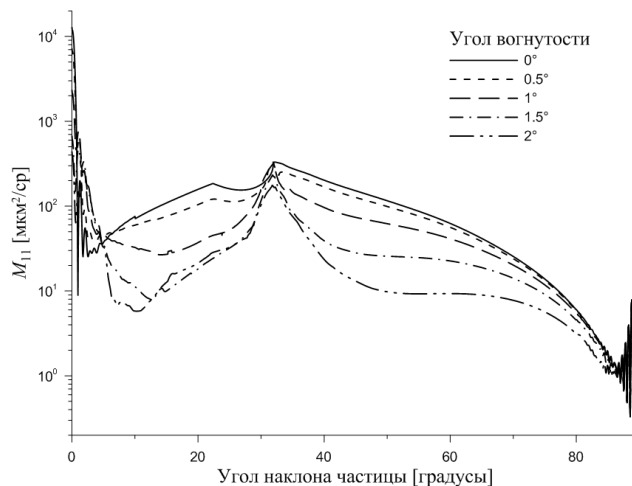


рис.1 Сравнение элемента M_{11} матрицы рассеяния света от угла наклона «hollow-column», при различном угле впадины кристалла

Список публикаций:

- [1] Liou, K.-N., [An Introduction to Atmospheric Radiation], Academic Press, 583 (2002).
 [2] Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G. Beam-splitting code for light scattering by ice crystal particles within geometric-optics approximation // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* – 2015. – V. 164. – P. 175–183.
 [3] Коношонкин А. В. Оптические характеристики деформированных атмосферных ледяных столбиков // *Оптика атмосферы и океана.* – 2017. – Т. 30, № 07. – С. 543–551.

Межмолекулярные взаимодействия в системе флуоресцентный зонд-растворитель

Титова Татьяна Юрьевна

Морозова Юлия Петровна, Рау Яна Александровна

Национальный исследовательский Томский государственный университет

tatyana.yu.titova@gmail.com

Молекулы флуоресцентных зондов находят широкое применение в биологических, биофизических и медицинских исследованиях. Проблема оценки вклада универсальных и специфических взаимодействий в спектрально-люминесцентные свойства молекул, наблюдаемых в эксперименте, – является одной из актуальных в области фотофизики и спектроскопии межмолекулярных взаимодействий. Для исследования необходимо располагать информацией о влиянии растворителей различной химической природы на спектральные свойства флуоресцентных зондов, параметры люминесценции которых зависят от окружения. Смена растворителя вызывает неоднозначные изменения флуоресцентных свойств растворов, поэтому необходимо использовать подходы, основанные не только на диэлектрических свойствах растворителей и теоретических расчетах, а также на знании эмпирических параметров растворителя. В настоящее время известно достаточно большое количество соединений, которые применяются в качестве флуоресцентных зондов. Среди них 6-додеканоил-2-диметиламинонафталин (лаурдан).

Используемые в работе растворители с различными эмпирическими параметрами полярности приведены в таблице:

Растворитель	μ (D)	ϵ	$f(\epsilon)$	E_T^N	SA	SB
гексан	0.0	1.88	0.185	0.009	0.000	0.073
циклогексан		2.03	0.202			
ацетон	2.8	20.56	0.464	0.355	0.000	0.475
ацетонитрил	3.9	38.8	0.481	0.460	0.044	0.286
метанол	1.6	32.66	0.477		0.605	0.545
изопропанол	1.7	19.92	0.463	0.546	0.283	0.830
этанол	1.7	24.55	0.470	0.654	0.400	0.658
этилацетат	1.8	6.02	0.384	0.228	0.000	0.542
глицерин	-	42.5	0.485		0.653	0.309
тетрагидрофуран	1.6	7.32	0.404	0.460	0.000	0.591
Тритон X-100	-	-	-	0.434±0.003	0.073±0.019	0.222±0.096
диоксан	0.0	2.21	0.223	0.164	0.000	0.444

Примечание: μ (D) - дипольный момент молекулы, ϵ - диэлектрическая проницаемость, $f(\epsilon)$ - низкочастотная поляризуемость, E_T^N - параметр полярности, SA - параметр основности, SB - параметр кислотности растворителя

Полученная зависимость максимума полосы флуоресценции лаурдана в растворителях с различными параметрами SA и SB от диэлектрической проницаемости условно разбивается на две группы (рис.1).

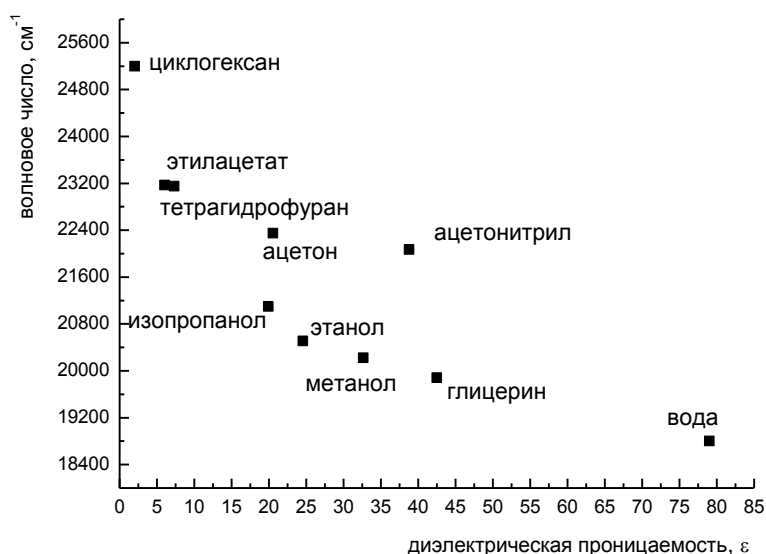


рис. 1. Зависимость максимума спектра флуоресценции лаурдана в различных средах от диэлектрической проницаемости

В первой группе оказались растворители, обладающие кислотными и основными свойствами (изопропанол, этанол, метанол, глицерин). Вторая группа содержит растворители с преобладающими основными свойствами (ацетонитрил, ацетон, тетрагидрофуран, этилацетат), что характеризует способность растворителя присоединять протон, т.е. являться акцептором водородной связи, либо взаимодействовать с положительно заряженным центром молекулы.

Смещение полосы флуоресценции лаурдана при переходе от циклогексана к гидроксилсодержащим растворителям составляет $4600\text{--}5100\text{ см}^{-1}$ (метанол, этанол, изопропанол, глицерин). Для апротонных растворителей (ацетон, тетрагидрофуран, ацетонитрил, этилацетат) смещение около $1730\text{--}2830\text{ см}^{-1}$. Оценку вклада водородной связи следует проводить только при сравнении пар растворителей с одинаковыми диэлектрическими проницаемостями и параметрами основности (при нулевом значении параметра кислотности основного растворителя). Такой является пара ацетон-этанол. Смещение полосы флуоресценции за счет общих эффектов растворителя при этом составляет $2\,830\text{ см}^{-1}$, а смещение за счет водородной связи – $2\,090\text{ см}^{-1}$.

При изучении бинарных смесей показана эффективность метода производной спектрофотометрии. Рассмотрены способы управления фотофизическими свойствами лаурдана (смещение полосы и разгорание флуоресценции) за счет использования смесей неполярный растворитель+протонный растворитель, неполярный растворитель + апротонный растворитель, и для смесей вода+поверхностно-активное вещество (Тритон X-100). Эксперимент проводился при концентрации Тритон X-100 значительно превышающей критическую концентрацию мицеллообразования. По сравнению с полярным растворителем наблюдается асимметрия полосы с коротковолновой стороны. В совмещенном масштабе при различной длине волны возбуждения максимум полос сохраняется. По сравнению с полушириной в гомогенных растворителях, в водно-мицеллярном растворе (ВМР) полуширина составляет 3900 см^{-1} . В спектре второй производной наблюдается несколько полос. Первая полоса относится к взаимодействию молекулы с мицеллой, вторая – с Тритоном X-100, а третья, возможно, – с водой. Значение диэлектрической проницаемости в ВМР, основываясь на рис. 1, варьируется в пределах от 7 до 20, что тоже соответствует различному окружению молекулы.

Список публикаций:

- [1] Титова Т.Ю., Морозова Ю.П., Жаркова О.М. // Томск: Издательский Дом Томского государственного ун-та, 2017. 125с
 [2] Титова Т.Ю., Морозова Ю.П., Королев Б.В. // Известия вузов. Физика. 2016. Т.59. № 5. С.61-67

Определение полной квантовой эффективности системы фоторегистрации СКР-лидара

Трифонов Дмитрий Александрович

Бобровников Сергей Михайлович, Жарков Виктор Иванович, Горлов Евгений Владимирович

Институт оптики атмосферы им В.Е. Зуева СО РАН

Бобровников Сергей Михайлович, д.ф.-м.н.

trifonov@iao.ru

Одним из важных элементов любого лидара является системы фоторегистрации приемного сигнала. Работа системы фоторегистрации заключается в преобразовании квантов света (фотонов) падающих на фотокатод в фотоотсчеты. Способность детектора обнаруживать отдельные фотоны имеет важное значение во многих применениях. Для регистрации слабых оптических сигналов осуществляют режим счета фотонов [1]. При этом в качестве системы фоторегистрации обычно используют фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) совместно с формирователем счетных импульсов и счетчиком электрических импульсов [2].

Главная характеристика системы фоторегистрации является полная квантовая эффективность системы фоторегистрации, которая определяется отношением количества фотоотсчетов к количеству фотонов упавших на фотокатод (1). Эта величина всегда меньше квантовой эффективности фотокатода по причине трудностей использования низкоамплитудной части амплитудного распределения одноэлектронных импульсов для конкретного фотоумножителя. При этом, часть низкоамплитудных одноэлектронных импульсов отсекается порогом дискриминации по причине невозможности отделить их от диодных шумовых импульсов ФЭУ, и внешних электромагнитных помех.

$$\eta = \frac{f}{f_{\Phi}} \quad (1)$$

где, f – средняя частота следования счетных импульсов фотоприемника при заданном уровне подсветки фотокатода, f_{Φ} – средняя частота следования фотонов в канал подсвета.

В спецификации ФЭУ указывается квантовая эффективность фотокатода, но этого не достаточно, поскольку часть низкоамплитудных электрических импульсов отсекаются в формирователе счетных импульсов по причине невозможности отделить их от электрических шумовых импульсов, происходящих от источника питания или внешних электромагнитных помех. Поэтому для определения реальной квантовой эффективности системы фоторегистрации лидара была собрана установка, показанная на рисунке 1. Идея определения полной квантовой эффективности системы фоторегистрации заключается в использовании счетного модуля Hamamatsu H7421-40 с известной полной квантовой эффективностью [3] в качестве эталона.



рис. 1. Блок-схема для определения полной квантовой эффективности системы счёта фотонов

В качестве источника света со сплошным спектром излучения была использована галогенная лампа. Уровень интенсивности излучения подсветки устанавливался с помощью комбинации нейтральных светофильтров НС8, НС10. Излучение галогенной лампы, ослабленное светофильтрами, по световоду передаётся на вход полихроматора. На выходе монохроматора в области локализации спектра установлены два близко расположенных световода одинакового диаметра. Торцы световодов вырезают одинаковые участки спектра излучения галогенной лампы в области 532 нм, создавая, таким образом, два канала с одинаковой интенсивностью излучения. Излучение выделенных одинаковых участков спектра с помощью световодов передаётся на фотокатоды счетного модуля H7421-40 и исследуемого ФЭУ H10721P-210 соответственно.

Принимая в расчёт одинаковость интенсивностей излучения каналов подсвета катодов в силу непрерывности спектра излучения теплового источника, близости и одинаковости спектральных интервалов, выделяемых полихроматором и выражение (1) определим полную квантовую эффективность испытуемого ФЭУ H10721P-210 как

$$\eta_{\text{н}} = \frac{f_{\text{н}} \eta_{\text{н}}}{f_{\text{н}}} \quad (2)$$

где, $f_{\text{м}}$ – средняя частота следования счётных импульсов модуля при заданном уровне подсветки фотокатода, $f_{\text{и}}$ – средняя частота следования счётных импульсов исследуемого ФЭУ при заданном уровне подсветки фотокатода $\eta_{\text{м}}$ – полная квантовая эффективность модуля Н7421-40.

Вычисления показали, что полная квантовая эффективность системы фоторегистрации на длине волны 532 нм составляет 13% при квантовой эффективности фотокатода ФЭУ Н10721Р-210 16% [3]. Полученный результат свидетельствует, о том, что эффективность сбора одноэлектронных импульсов системы счёта фотонов достаточно высока и составляет 80%. Полученные данные позволили уточнить технические параметры лидара и повысить достоверность оценки.

Список публикаций:

[1] Jingyu Jia, Fan Yi. Atmospheric temperature measurements at altitudes of 5-30 km with a double-grating-based pure rotational Raman lidar // *Applied Optics*. – 2014. – V.53. – №24. P. 5330–5343.

[2] Dukhyeon Kim, Hyungki Cha. Rotational Raman lidar: design and performance test of meteorological parameters (aerosol backscattering coefficients and temperature). // *Journal of the Korean Physical Society*, – 2007. – V.51. – №1. P. 352–357.

[3] URL: <http://www.hamamatsu.com>

Взаимодействие фемтосекундного лазерного излучения с 1D и 2D металл-органическими каркасами

Трофимов Павел Игоревич

Залогина Анастасия Сергеевна, Мингабудинова Лейла Радиковна,

Зуев Дмитрий Александрович, Миличко Валентин Андреевич

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики

Миличко Валентин Андреевич, к.ф.-м.н.

pavtrofimov@gmail.com

В последнее время металл-органические каркасы (МОК) привлекают всё больше внимания в физике. Перспектива их использования в нелинейной оптике, нанофотонике и других смежных областях описана в недавних работах [1-3]. Однако доступные химические методы синтеза металл-органических каркасов не всегда применимы для достижения требуемых в оптике размеров и формы объектов. В данном докладе представлен новый способ получения наноразмерных полых кристаллических и аморфных сфер МОК путём взрывной модификации монокристаллов с помощью инфракрасного фемтосекундного лазерного излучения.

Для лазерной модификации были использованы металл-органические каркасы двух типов: цепочечные ($[\text{Cu}(\text{C}_{12}\text{H}_{10}\text{N}_2)(\text{NO}_3)_2] \cdot \text{DMF} \cdot i\text{-PrOH}$) с триклинной кристаллической решеткой, в которых цепочки образованы октаэдрами меди, связанными кислородными мостиками с органическим лигандом; и двумерные ($[\text{Cu}(\text{bipy})_2(\text{DMF})(\text{NO}_3)] [\text{NO}_3] \cdot 3 \text{DMF}$) с моноклинной кристаллической решеткой, в которых металл-органические слои связаны между собой слабыми ван дер Ваальсовыми силами. Метод лазерной модификации основан на облучении монокристаллов фемтосекундными импульсами, что приводит к их взрывной модификации за счет поглощения энергии молекулами растворителя (DMF, *i*-PrOH) и мгновенного расширения их объема. В процессе взрыва часть модифицированных МОК попадает на расположенную над образцом стеклянную пластинку или углеродную сетку (Рис. 1). Для модификации был использован иттербиевый фемтосекундный лазер (Tera, Avesta) с центральной длиной волны 1050 нм (длительность импульса 150 фс, частота повторений 80 МГц). Просвечивающая электронная микроскопия полученных наноразмерных МОК выявила следующее: сферические полые кристаллические частицы с диаметрами 100 - 600 нм, а также сферические аморфные частицы с диаметрами 20-80 нм. Анализ состава частиц показал наличие в них меди и органических лигандов без их существенных искажений, что свидетельствует о сохранении исходных составов МОК. Также, были проведены эксперименты по рассеиванию белого света на данных частицах и были обнаружены Ми резонансы. Это позволяет усиливать любые оптические свойства наноразмерных МОК за счет резонансного взаимодействия со светом, что открывает новые возможности для их применения в нанофотонике и медицине.

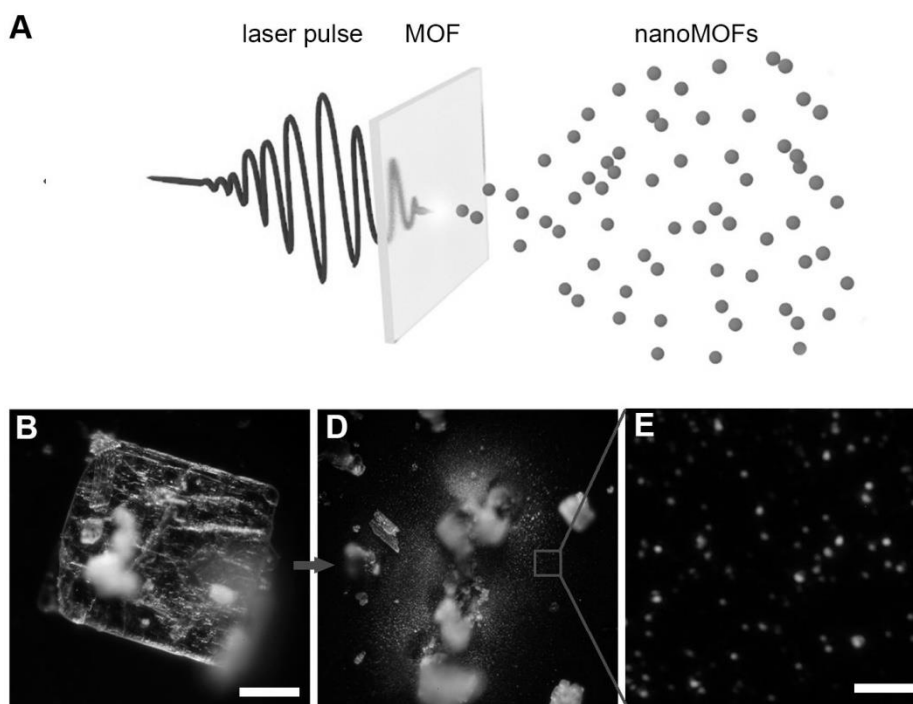


рис. 1. Взрывная модификация монокристаллов МОК

Список публикаций:

- [1] Raghavender Medishetty, et al. // *Adv. Mater.* 29, 1605637 (2017)
- [2] Valentin A. Milichko, et al. // *Adv. Mater.* 29, 1606034 (2017)
- [3] Xiaoming Zhang, et al. // *Nano Lett.* 17, 6166–6170 (2017)

Антистоксова люминесценция в Gd_2O_3 , легированном редкоземельными ионами

Трофимова Елена Сергеевна

Уральский федеральный университет

Пустоваров Владимир Алексеевич, д.ф.-м.н.

trofimova.e.s@yandex.ru

Оксид гадолиния является одним из перспективных материалов для использования в качестве материала подложки в оптоэлектронных устройствах. При легировании редкоземельными ионами (RE), например, Er^{3+} , Yb^{3+} Gd_2O_3 может быть использован для преобразования электромагнитной энергии широкого диапазона в видимый свет, что важно для применения в устройствах альтернативной энергетики [1,2].

В докладе рассматриваются процессы конверсии электромагнитной энергии инфракрасного спектра в видимый диапазон путем исследования излучательных $f \rightarrow f$ переходов в ионах Er^{3+} , а также их зависимость от температуры. Кроме того, рассматривается изменение спектров фотолюминесценции (ФЛ) после облучения пучком электронов на линейном ускорителе ($E = 10$ МэВ, флюенс не менее 10^{16} см $^{-2}$).

Объекты исследования - микроструктурированные порошки Gd_2O_3 , легированные ионами Er^{3+} , и солегированные ионами Yb^{3+} или Zn^{2+} [2]. Спектры антистоксовой люминесценции (АСЛ) измерялись на кафедре Экспериментальной физики в Уральском федеральном университете при инфракрасном возбуждении ($E_{exc} \ll E_g$) с использованием диода с длиной волны $\lambda = 980$ нм при температуре от 85 К до 425 К. В качестве системы регистрации использовался двойной монохроматор ДМР-4 со стеклянными призмами и фотоумножитель Hamamatsu R6358-10.

На рис. 1 приведены зависимости интенсивности АСЛ на длине волны $\lambda = 560$ нм (переход $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$) от температуры. Наблюдаются отличия в характере зависимости для кристалла, легированного ионами Yb^{3+} : для него имеется максимум интенсивности в области комнатной температуры, при низких температурах минимальна. Однако, для двух других кристаллов интенсивность АСЛ почти линейно спадает с ростом температуры.

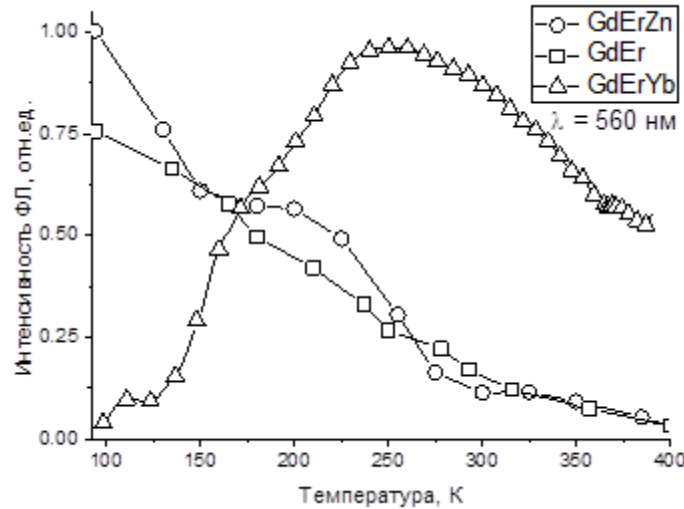


рис.1. Температурная зависимость выхода АСЛ ($\lambda_{\text{взл}} = 560 \text{ нм}$) кристаллов $\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{RE}$

На рис.2 изображены спектры ФЛ для кристаллов до и после облучения быстрыми электронами. Указаны основные излучательные переходы. Характер перераспределения интенсивности АСЛ между пиками после облучения отличается для кристалла с добавлением ионов Zn^{2+} : интенсивность полосы $\lambda = 560 \text{ нм}$ (переход $^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$) увеличивается, в отличие от кристаллов, легированных только ионами Er^{3+} или ионами $\text{Er}^{3+} + \text{Yb}^{3+}$, где относительное перераспределение интенсивности идет в пользу излучения в области $\lambda = 650 \text{ нм}$ (переход $^4\text{F}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$) (на рисунке не показан).

Такому изменению спектров АСЛ есть два возможных объяснения. Изменение может быть вызвано передачей энергии от возбужденных состояний ионов Er^{3+} радиационно-индуцированным дефектам кристаллической решетки. С другой стороны, причиной изменений могут быть изменения в релаксации возбужденных состояний ионов Er^{3+} путем образования локальных фононов в области пары Er^{3+} -дефект кристаллической решетки. Изучение АСЛ наряду с исследованиями спектров и кинетики затухания ФЛ при возбуждении кристаллов фотонами УФ- и рентгеновского диапазонов позволяют определить заселенность возбужденных состояний ионов Er^{3+} , эффективность переноса энергии и сделать вывод, что облучение быстрыми электронами дает возможность управлять цветом люминофора $\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{RE}$.

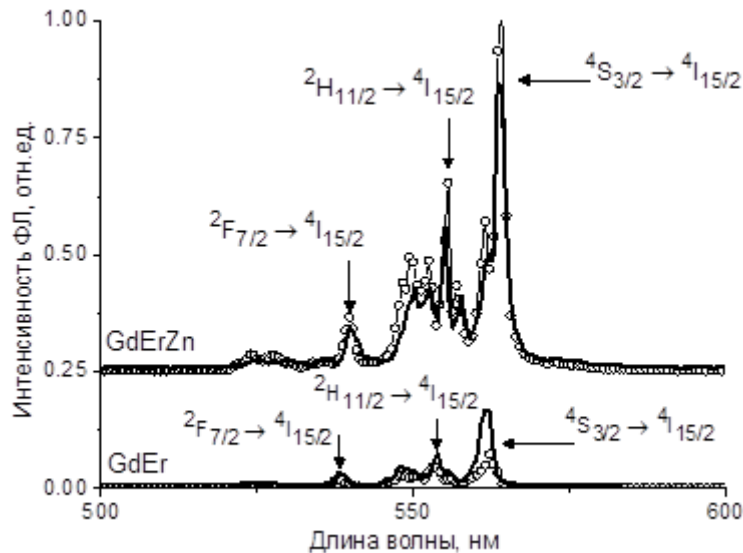


рис.2. Спектр ФЛ $\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Er}$ и $\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Er}+\text{Zn}$ до (жирная линия) и после (кружки) облучения электронами, $T=295 \text{ К}$. Указаны основные излучательные переходы в ионе Er^{3+}

Список публикаций:

- [1] Kuznetsova Yu. A., Zatsepin A. F., Pustovarov V. A., Mashkovtsev M. A., Rychkov V. N. // Journal of Physics: Conf. Series. 2017. № 917. С.052015.
- [2] Trofimova E. S., Pustovarov V. A., Kuznetsova Y. A., Zatsepin, A. F. // AIP Conference Proceedings. 2017. № 1886(1). С.020024.

ИК спектроскопия тонких DLC плёнок на кремнии, синтезированных из ионных пучков

Тютерева Юлия Евгеньевна¹

Семерикова Анна Ивановна¹

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович^{1,2}, к.ф.-м.н.

Y57z@mail.ru, zolkinas@gmail.com

Введение. Алмазоподобные углеродные пленки (DLC) имеют высокие значения твердости, прозрачности в инфракрасном диапазоне и применяются для просветления и защиты ИК оптических элементов [1]. В работе исследованы ИК-спектры пропускания плёнок DLC на кремниевой подложке в диапазоне 2,5 — 16,7 зависимости от температуры отжига.

Методика. Пленки получены с помощью ионного источника с азимутальным дрейфом электронов типа «Радикал», рабочий газ — пропан, энергия ионов — 0,6 кэВ, расход газа 4,8 млн/мин. Спектры пропускания получены с помощью ИК фурье-спектрометра «ФТ-801». Разрешение прибора — 4 см⁻¹. Исследования проводились циклично: после снятия спектра, плёнки отжигались в диапазоне температур от 60 до 420°C (с шагом 60°C) в условиях комнатной атмосферы, затем снимался спектр.

ИК спектроскопия углеродных покрытий. Для спектров пропускания DLC плёнок, толщиной порядка 3 – 5 мкм, характерны линии поглощения, например, около 2920 см⁻¹ ($\lambda=3,4$ мкм) — полоса поглощения, связанная с асимметричными колебаниями СН-групп в sp³ валентных состояниях. Однако особенностью данной работы является исследование относительно тонких пленок – толщиной примерно 0,2 — 0,4 мкм, для которых поглощение слабо выражено. В работе рассматривались DLC плёнки на кремниевой подложке, для которых интерференционные явления (просветляющий эффект) более существенны при анализе ИК спектров.

Результаты и обсуждение. На рис. 1(а,б) приведены спектры пропускания пленки на кремниевой подложке в зависимости от температуры отжига. Видно, что плёнки стабильны в области температур от 60 до 360°C – спектры накладываются друг на друга. Однако при нагреве до 420°C наблюдается изменение спектров ИК пропускания — максимум пропускания смещается в область более коротких длин волн на рис. 1(а), существенно уменьшается пропускание на рис. 1(б). Мы предполагаем, что изменения спектров вызваны уменьшением толщины плёнок, вследствие окисления и образования газообразных оксидов углерода под воздействием высокой температуры. При отжиге также снижается концентрация водорода в гидрогенизированных пленках и происходит графитизация покрытий.

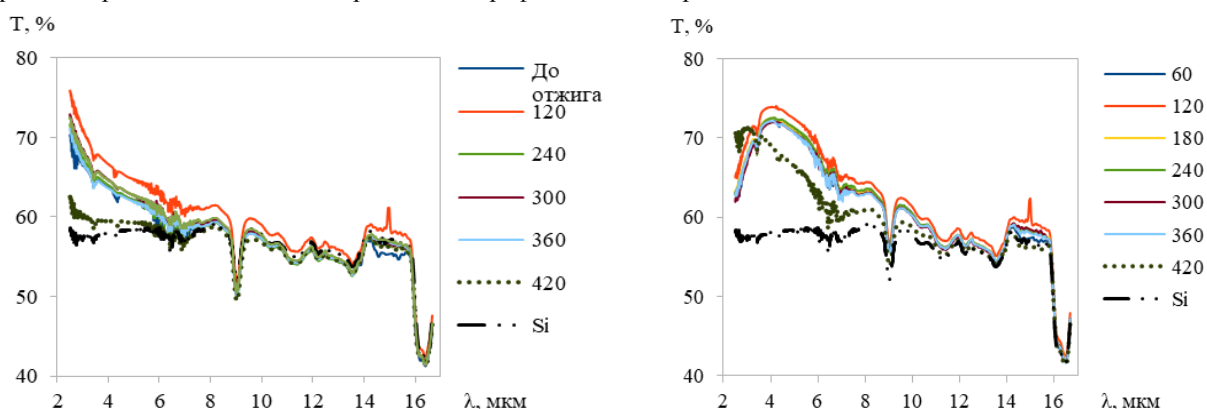


рис.1. ИК спектры пропускания углеродных покрытий в зависимости от температуры отжига: (а) толщина покрытия примерно 0,4 мкм, (б) толщина покрытия около 0,2 мкм.

Вывод. Методом ИК спектроскопии установлен интервал температур – от комнатной до 360°C, который характеризует термическую стабильность в условиях атмосферы углеродных покрытий, полученных из ионных пучков. При повышении температуры начинается разрушение плёнок вследствие окислительных процессов.

Работа выполнена при поддержке Проекта НГУ: Стратегические академические единицы (САЕ) «Нелинейная фотоника и квантовые технологии»

Список публикаций:

[1] Zolkin, A., Semerikova, A., Chepkasov, S., Khomyakov, M. (2017) *Mat. Tod.: Proc.*, 4(11), 11500 -11504

Расчеты коэффициентов самоуширения для молекулы SO₂

Шевченко Екатерина Александровна

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Воронин Борис Александрович, к.ф.-м.н.

Shevchenko.k92@gmail.com

Настоящее исследование посвящено оценкам коэффициентов самоуширения линий основной изотопической модификации диоксида серы ³²S¹⁶O₂. За основу были взяты экспериментальные данные [1-7]. Необходимо отметить, что в БД GEISA-2015 параметр самоуширения ³²S¹⁶O₂ равняется 0.400 см⁻¹/атм, т.е. для всех переходов имеет постоянное значение.

Все выбранные переходы для молекулы ³²SO₂ имеют квантовую идентификацию - вращательные квантовые числа (J' , K_a' , K_c' , J'' , K_a'' , K_c'') и колебательные квантовые числа (v'_1 , v'_2 , v'_3 , v''_1 , v''_2 , v''_3) верхних и нижних уровней энергии переходов. Таблица с данными не представлена в данном докладе, так как имеет внушительный объем (323 линии).

Методами регрессионного анализа (вычисление корреляции) были определены квантовые числа, сильно влияющие на уширение молекулы SO₂. Ниже приведен список всех вычислений и полученные значения (по модулю).

Симметрия для всех уровней была подсчитана, чтобы оценить, будет ли она коррелировать с самоуширением или нет.

- | | |
|---|--|
| 1) Корреляция v'_1 и γ -self = 0,075659 | 7) Корреляция K_c' и γ -self = 0,042341 |
| 2) Корреляция v'_2 и γ -self = 0,019609 | 8) Корреляция J'' и γ -self = 0,290271 |
| 3) Корреляция v'_3 и γ -self = 0,413501 | 9) Корреляция K_a'' и γ -self = 0,822795 |
| 4) Корреляция v''_2 и γ -self = 0,019609 | 10) Корреляция K_c'' и γ -self = 0,059655 |
| 5) Корреляция J' и γ -self = 0,296076 | 11) Корреляция S и γ -self = 0,124833 |
| 6) Корреляция K_a' и γ -self = 0,822611 | |

Базируясь на полученных значениях, мы можем сделать вывод что параметры v'_2 , v''_2 и S являются незначимыми, соответственно не будут использоваться при построении модели (для удобства строки с параметрами v'_2 , v''_2 и S были выделены курсивом). Далее, использую тот же метод регрессионного анализа, была вычислена корреляция, между оставшимися параметрами.

12) Корреляция (J' и J'') = 0,999069702

Так как J' и J'' имеют большую корреляцию, практически равную единице, то брать их для построения модели вместе нельзя. Поэтому мы используем тот параметр, у кого получилось большая корреляция с G-self, т.е. J' (0,296075881).

13) Корреляция (K_a' и K_a'') = 0,995248084

14) Корреляция (K_c' и K_c'') = 0,99643214

В данном случае, мы поступаем аналогично, так как корреляция между параметрами очень большая, то использовать их вместе для построения модели нельзя, поэтому мы оставим только K_a'' (0,82279) и K_c'' (0,059655). Для построения модели, был употреблен метод расчета статистики для ряда, с применением метода наименьших квадратов, чтобы вычислить функцию (см.(1)), которая наилучшим образом аппроксимирует имеющиеся данные, а затем возвращает массив, который описывает полученную прямую.

$$\gamma_{\text{self}} = 0,414943 + 0,016606 * v_1 + 0,00532 * v_3 - 0,00804 * J' - 0,00344 * K_a'' + 0,007868 * K_c'' \quad (1)$$

Также был построен график γ -self(из литературы) и γ -self(our exp – наш расчет) от J' , где наглядно видно, что отклонение γ -self(our exp) от γ -self (from articles) удовлетворительное, рисунок 1.

Наша модель удовлетворительно работает на всей области экспериментальных значение параметра самоуширения SO₂. В продолжении работы необходимо исследовать применение модели для расчета значений γ -self на больший диапазон значений J' и оценить возможности экстраполяции. Кроме того, необходимо провести новую оценку для всех данных параметра контура в БД GEISA.

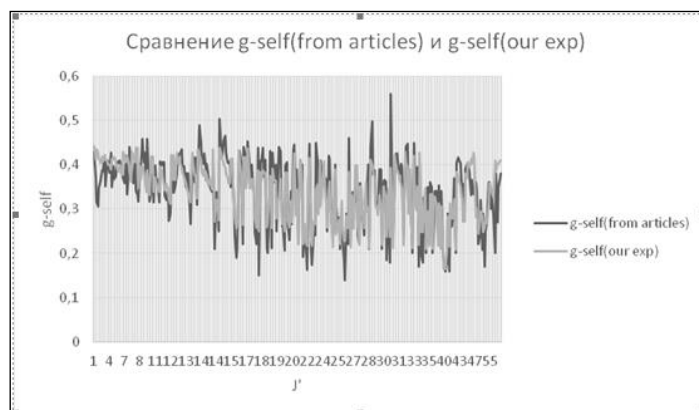


рис.1. Сравнение γ -self(экспериментальные данные из литературы) и γ -self(наши оценки).

Сравнение E- теории дифракции и E,M- теории дифракции на примере неидеальных гексагональных ледяных столбиков, характерных для перистых облаков

Шишко Виктор Андреевич

Институт оптики атмосферы имени В.Е. Зуева СО РАН

Коношонкин Александр Владимирович, д.ф.-м.н.

sva@iao.ru

Непрерывное наблюдение облачных полей в атмосфере имеет важное прикладное и фундаментальное значение. Современные численные модели радиационного баланса планеты и долгосрочного прогноза погоды нуждаются в оперативных данных об облачности в глобальном масштабе [1]. Наиболее эффективным инструментом для мониторинга микрофизических и оптических параметров облаков в настоящее время являются поляризационные лидары. Эти инструменты позволяют вести непрерывные наблюдения как с Земли, так и из космоса.

Однако для интерпретации получаемых лидарных данных, что, по сути, является обратной задачей рассеяния, необходимо теоретическое решение прямой задачи рассеяния света как на одной частице, так и на ансамбле частиц в облаке. Поскольку задача рассеяния света на жидко-капельных облаках хорошо описывается моделью рассеяния света на совокупности сферических или эллипсоидных частиц, для которых существует аналитическое решение, например, в рамках теории Ми, в этой работе особое внимание уделяется рассеянию света на перистых облаках.

Теоретическое решение задачи рассеяния света на кристаллических частицах перистых облаков усложняется тем, что в природе существует великое разнообразие размеров, форм и типов ледяных частиц, имеющих различную пространственную ориентацию [2]. При этом для задачи интерпретации лидарного сигнала, вообще говоря, необходимо учитывать многократное рассеяние и наличие в облаках агломератов, а также тот факт, что поверхность ледяных кристаллов часто бывает неидеальной (шероховатой).

Поскольку широко известно приближение геометрической оптики [3] в общем случае не может быть применено к частицам, характерным для перистых облаков, поскольку типичный размер ледяных кристаллов перистых облаков лишь ненамного превышает длину волны падающего света, а классические точные методы, основанные на прямом решении уравнений Максвелла [4-5], такие как FDTD (Finite-Difference Time-Domain), DDA (discrete dipole approximation) и т.п. не эффективны для кристаллических частиц перистых облаков, поэтому в данной работе используется разработанное в ИОА СО РАН приближение физической оптики [6].

Метод физической оптики хорошо сходится с приближением геометрической оптики [3] и точными методами [4-5], а также был проверен на удовлетворение теореме взаимности [7]. Основан метод физической оптики на алгоритме трассировки пучков, в котором поле внутри частицы ищется в рамках приближения геометрической оптики, а для нахождения поля в дальней зоне используется теория дифракции.

Существует несколько дифракционных формул, например в работе [5] проводится сравнение E- теории дифракции, M- теории дифракции и E,M- теории дифракции на примере плоского экрана с гексагональным отверстием.

В данной работе сравнение E- теории дифракции и E,M- теории дифракции происходит на примере хаотически ориентированных неидеальных гексагональных ледяных столбиков, в которых неидеальность

вызвана искажением прямого двугранного угла на угол ξ . Размеры столбиков соответствуют экспериментально установленным зависимостям [8]. Длина волны падающего света 0,532 мкм показатель преломления принимался равным 1,3116.

В качестве примера представлены результаты расчёта дифференциального сечения рассеяния света для хаотически ориентированных неидеальных кристаллов длиной 10, 100 и 1000 мкм (рис.1), полученные при помощи приближения физической оптики для случая Е- теории дифракции и Е,М- теории дифракции.

Сравнение Е- теории дифракции и Е,М- теории дифракции показало, что наибольшее отличие между ними наблюдается в той области, где наблюдается интерференционный максимум, вызванный уголковыми траекториями [9], в других областях различие не существенно.

Результаты расчетов показали, что приближение физической оптики с использованием Е,М- теории дифракции является более предпочтительным в области малых углов деформации гексагонального столбика и областях, где наблюдаются интерференционные максимумы. Использование Е,М- теории дифракции в приближении физической оптики позволяет уменьшить погрешность метода.

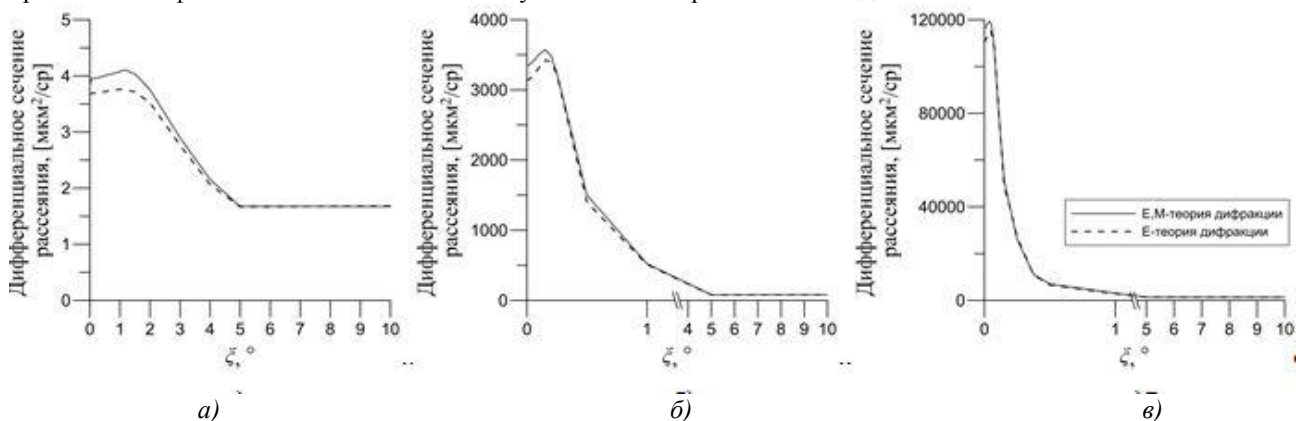


рис.1 Зависимость дифференциального сечения рассеяния от угла искажения частицы для гексагональных столбиков длины: а) 10 мкм, б) 100 мкм, в) 1000 мкм

Список публикаций:

- [1] Stephens G. L., Tsay S. C., Stackhouse P. W., etc. // *J. Atmos. Sci.* 1990. V. 47(14). P. 1742–1754.
- [2] Um J., McFarquhar G. M. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2015. V. 165. P. 134–152.
- [3] Коношонкин А. В., Кустова Н. В., Боровой А. Г. // *Оптика атмосферы и океана.* 2014. Т. 27, № 08. С. 705-712.
- [4] Yurkin M. A., Hoekstra A. G. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2011. V. 112. P. 2234–2247.
- [5] Коношонкин А. В., Кустова Н. В., Осипов В. А. и др. // *Оптика атмосферы и океана.* 2015. Т. 28. № 09. С. 830-843.
- [6] Borovoi A. G., Grishin I. A. // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2003. V. 20, P. 2071-2080.
- [7] Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N. // *Optics Letters.* 2013. V. 38, N. 9. P. 1485-1487.
- [8] Mitchell D. L. // *J. Atmos. Sci.* 1994. V. 51, N 6. P. 797–816.
- [9] Borovoi A., Kustova N., Konoshonkin A. // *Opt. Exp.* 2015. V. 23, N 19. P. 24557–24571.

Калибровка фотоприемника для поляризационного стенда

Шульга Андрей Владимирович

Ни Евгений Вячеславович

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Животенюк Иван Владимирович

andrey1198@mail.ru

Для исследования атмосферы и контроля ее состояния широко применяются бесконтактные методы. Основным преимуществом бесконтактных методов перед зондовыми является отсутствие возмущений исследуемой среды зондирующим излучением и более высокая оперативность получения данных.

В основе методов лазерного зондирования лежит облучение объекта лазерным излучением с последующим анализом прошедшего через исследуемый объект, либо рассеянного от этого объекта и зарегистрированного приемной системой потока излучения. Однако распространение излучения в оптически плотных средах неизбежно приводит к проявлению многократного рассеяния в регистрируемый сигнал. Неучет его несет в себе ошибки получаемых параметрах микроструктуры аэрозоля. В настоящее время на кафедре ОЭС и ДЗ НИ ТГУ разрабатывается прибор для определения размеров и концентрации частиц.

Данная работа посвящена исследованию характеристик фотоприемника, используемого в установке. Для определения рабочего диапазона фотодетектора был собран стенд (рисунок 1) в составе лазера LCD-DTL-317-20 с выходной мощностью до 21 мВт (1), двух фотодиодов (2) и (3) и плоскопараллельной пластинки (4).

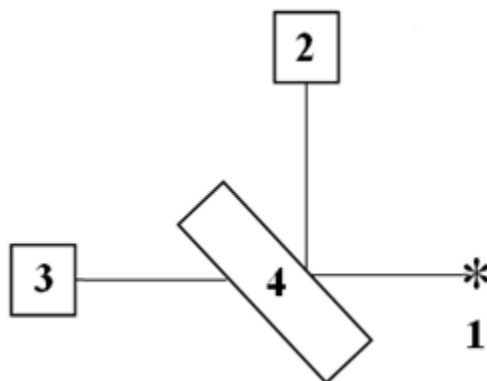


рис.1. Лабораторный стенд для калибровки источника и приемника оптического излучения

Пучок лазерного излучения от источника 1 направлялся на плоскопараллельную прозрачную пластинку 4, установленную под углом 45° к оси пучка. Часть излучения, пройдя через пластинку 4, регистрировалась на фотодиод 3. Другая часть, отразившись от верхней грани пластинки, регистрировалась фотодиодом 2. Мощность лазера менялась от 1 до 16 мВт и обратно с шагом 1 мВт.

На рисунке 2 приведена зависимость силы фототока I_1 и I_2 детекторов излучения 2 и 3 (рисунок 1 и 2а) и отношения I_1 к I_2 (рисунок 2б) от мощности накачки лазера.

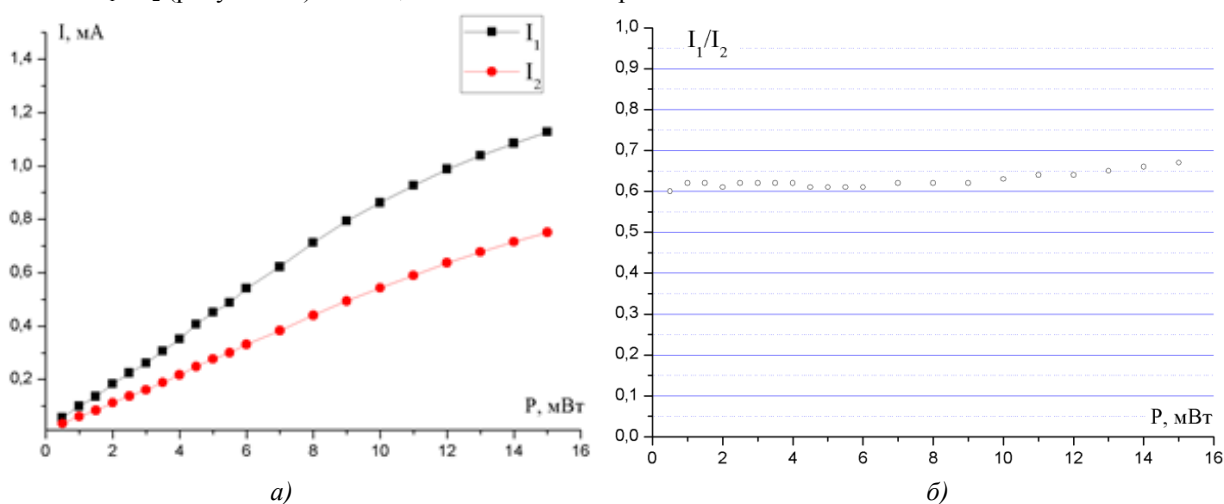


рис.2. Зависимость силы фототока детекторов излучения (а) и их отношения (б) от мощности накачки лазера

Данные зависимости могут быть использованы для определения линейного участка зависимости чувствительности фотодиода от мощности накачки лазера. Нетрудно увидеть, что при значениях мощности накачки до 10 мВт изменением отношения сил фототока на фотодиодах можно пренебречь. При такой мощности накачки сила фототока, протекающего через рабочий фотодиод, не превышает 0,9-1,0 мА.

Список публикаций:

[1] Nee E.V., Bryukhanova V.V., Bryukhanov I.D. Development of optical analyzer for determining the dimensions and concentration of aerosol particles //Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. 2017. Vol. 10466. P. 104664N-1-104664N-5.

