Московский государственный
университет
имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

школа-семинар ВОЛНЫ 2025

СБОРНИК ТРУДОВ

XXXVI Всероссийской школы-семинара «Волновые явления: физика и применения» имени профессора А.П. Сухорукова

1 - 6 июня 2025 г.

ETM ФОТОНИКА

РКЦ Российский Квантовый Центр

УДК 534(082)
ББК 22.312я431

Научный редактор – канд. физ.-мат. наук А. Н. Калиш
Верстка – Д. О. Игнатьева

Сборник трудов XXXVI Всероссийской школы-семинара «Волновые явления: физика и применения» имени профессора А. П. Сухорукова («Волны-2025»), 1–6 июня 2025 года / под общ. ред. А. Н. Калиша. – Москва: Физический факультет МГУ, 2025. – 393 с. – Электронное издание сетевого распространения.

В сборнике представлены статьи по материалам докладов школы-семинара, которая проходила на базе МГУ имени М. В. Ломоносова с 1 по 6 июня 2025 г. Тематика докладов охватывает оптику, физику микроволн, акустику, гидродинамику, магнонику, спинтронику и другие разделы волновой физики. Статьи публикуются в авторской редакции.

Материалы сборника могут представлять интерес для ученых и специалистов, работающих в указанных областях, а также аспирантов и студентов.

Информация о школе-семинаре опубликована по адресу: http://waves.phys.msu.ru.

© Авторы, 2025

Когерентная и нелинейная оптика

Генерация чётных гармоник фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона в кристалле CdS в присутствии интенсивного ТГц поля
М.А. Андреева, Е.А. Мигаль, А.В. Пушкин, А.В. Бонюк, Ф.В. Потёмкин
стр. 17

Униполярные предельно короткие импульсы света: последние результаты и перспективы
Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, О.О. Дьячкова, Н.Н. Розанов
стр. 20

Особенности динамики лазерного воздействия на сверхкритический диоксид углерода
Н.М. Ашарчук, Е.О. Епифанов, Е.И. Мареев
стр. 21

Анализ вероятности солитонных состояний в интегральных кольцевых микрорезонаторах с гигантской добротностью
Д.А. Брюквина, Н.Ю. Дмитриев, А.Е. Шитиков, Д.А. Чермошенцев, В.Е. Лобанов, И.А. Биленко
стр. 24

Особенности процесса ионизации в газах и широкозонных диэлектриках в сильных лазерных полях в рамках теории Келдыша
М.П. Вертелецкая, А.В. Богацкая, А.М. Попов
стр. 28

Радиофотонный генератор на основе эффекта многочастотного затягивания на интегральный микрорезонатор
М.Л. Галкин, В.Е. Лобанов, А.Е. Шитиков, И.А. Биленко
стр. 32

Интерференционная методика разделения компонент фотоиндуцированных решеток в фоторефрактивных кристаллах
И.Г. Даденков, А.В. Новицкая, А.Л. Толстик, Ю.И. Миксюк, К.А. Саечников
стр. 35

Формирование оптической частотной гребенки в акустооптической системе с обратной связью при воздействии двух близких частот
Е.А. Дьяконов, С.Н. Манцевич
стр. 37

Дисперсионные ударные волны и асимптотическая интегрируемость
А.М. Камчатнов
стр. 41

Лазерное охлаждение механического осциллятора в системе с комбинацией оптомеханических связей
А.В. Карпенко, М.С. Коробко, С.П. Вятчанин
стр. 42

Самофокусировка в режиме релятивистского самозахвата лазерного пучка
В.Ф. Ковалев
стр. 44

Динамика импульсов в неоднородном световоде с осциллирующей дисперсией
А.С. Абрамов, В.А. Лапин, П.П. Миронов
стр. 45

Об устойчивости диссипативных униполярных солитонов в неравновесных средах
К.В. Львов, С.Ю. Стремоухов, С.В. Сазонов
стр. 47

Численное моделирование рассеяния света в грубодисперсных системах на основе теории Ми
В.А. Любошенко, А.И. Пономарев, С.П. Котова, Т.Н. Сапцина, О.А. Заякин
стр. 51

Однонаправленные малоцикловые скалярные и электромагнитные импульсы
А.Б. Плаченов, А.П. Киселев
стр. 55

Экспериментальное исследование немонотонности сигнала рассеяния от концентрации дисперсной фазы
А.И. Пономарев, В.А. Любошенко, О.А. Заякин, С.П. Котова, Т.Н. Сапцина
стр. 58

Генерация второй оптической гармоники в дихалькогенидах переходных металлов
А.А. Попкова, М.Д. Волкова, В.О.Бессонов, А.А. Федянин
стр. 60

Шумовые характеристики мощных лазерных диодов
А.Г. Ржанов
стр. 62

О двухчастотных параметрических солитонах
С.В. Сазонов
стр. 66

Анализ трансформации спектральных параметров при ускоренных климатических испытаниях торцевых лазерных диодов
В.А. Паршин, А.Г. Ржанов, О.И. Семенова, А.Е. Тарасов, Н.А. Хлынцев
стр. 67

Моделирование распространения электромагнитных пучков в массиве углеродных нанотрубок во внешнем постоянном электрическом поле
Р.Р. Трофимов, Н.Н. Конобеева
стр. 71

Нелинейные оптические свойства мягкого вещества
О.Х. Хасанов, О.М. Федотова, Т.В. Смирнова, Г.А. Русецкий, К.В. Писцова, А.Н. Бугай
стр. 73

Моделирование генерации высоких гармоник и терагерцового излучения в нанокомпозитах
О.М. Федотова, О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова, Г.А. Русецкий, А.С. Федотов, А.В. Гусаков, У.К. Сапаев, И.В. Бабушкин
стр. 77

Брэгговская дифракция света на регулярных доменных структурах с симметрично искривленными стенками в кристалле $MgO:LiNbO_3$
С.М. Шандаров, Д.Е. Бельская, А.В. Дубиков, Е.Н. Савченков, А.Р. Ахматханов, М.А. Чувакова, В.Я. Шур
стр. 81

Распространение структурированных волновых пучков с изначально фазовым профилем
А.А. Шарков, О.М. Вохник, А.М. Зотов, П.В. Короленко, Ф.А. Тулапин
стр. 85

Экспериментальное исследование клиновидных пьезопреобразователей для акустооптических модуляторов
В.С. Щербакова, А.И. Чижиков, К.Б. Юшков, В.Я. Молчанов
стр. 88

Квантовые явления

Неравновесная твердотельная интерферометрия
К.Ю. Арутюнов, А.С. Гурский, Е.Ф. Позднякова, В.А. Иевлева, Д.Л. Шаповалов, Е.А. Седов, А.М. Чекушкин, М.А. Маркина, М.А. Тарасов
стр. 90

Управление состояниями сверхпроводниковых кубитов на основе униполярных импульсов
М.В. Бастракова
стр. 92

Взаимосвязь направлений векторов напряженности постоянного электрического поля и плотности тока в двумерной графеновой сверхрешетке
С.Ю. Глазов, И.А. Подгорная
стр. 94

Гибридизация ферромагнитных магнонов со сверхпроводниковым кубитом в планарной геометрии
С.С. Демирчян, А.Н. Калиш, В.И. Белотелов
стр. 96

Экранирование системы зарядов двумерной сверхрешеткой в условиях штарковского квантования
С.Ю. Глазов, Е.И. Дударева
стр. 99

Динамический переход «Полуметалл – Изолятор» для дираковского кристалла в поле кноидальной волны
Н.А. Иванов, С.В. Крючков, Е.И. Кухарь
стр. 101

Моделирование процесса спонтанного параметрического рассеяния с помощью тензорных сетей
Н.А. Капридов, Е.С. Тиунов, Д.А. Чермошенцев
стр. 103

Плазменные волны в двумерной сверхрешетке на основе графена
С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев
стр. 107

Анизотропия Флоке-спектра дираковского кристалла в бихроматическом поле
И.А. Конищев, С.В. Крючков, Е.И. Кухарь
стр. 110

Источник поляризованных квантовых состояний на основе ансамбля независимых излучателей для протоколов квантового распределения ключей
Д.А. Падерин, Я.Д. Воскобойников, В.В. Третьяков
стр. 112

Интерференционная стабилизация атомов в сильном поле излучения и лазерный эффект в среднем ИК диапазоне частот
А.В. Богацкая, А.М. Попов
стр. 116

Влияние поляризации излучения на эффективность атаки оптической накачкой на источник систем квантового распределения ключа
А.К. Сотников, М.А. Фадеев, В.В. Макаров, А.А. Поносова
стр. 120

Электромагнитные волны в графеновых сверхрешетках со слабой неаддитивностью энергетического спектра
С.Ю. Глазов, И.Н. Федулов
стр. 123

Магноника и спинтроника

Спиновые волны в наноразмерном магнонном кристалле с канавками
В.В. Балаева, Д.В. Романенко, М.А. Морозова
стр. 125

Управление спиновыми волнами с помощью спинового эффекта Холла в структурах с магнитным материалом и нормальным металлом
Н.Д. Лобанов, В.В. Балаева, М.А. Морозова
стр. 127

Формирование спиновой неуравновешенности и ТГц - излучение в магнитных гетеропереходах в массивах нанопроволок
С.Г. Чигарев, Е.А. Вилков, Д.Л. Загорский, И.М. Долуденко, В.М. Каневский, А.И. Панас
стр. 129

Коллективная динамика и управление ее характеристиками в наноструктурированных образцах на основе платины
В.Р. Киктева, А.С. Пахомов, Г.А. Кичин, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин
стр. 131

Управление намагниченностью терагерцовым излучением в фотонной диэлектрической структуре
Д.В. Коньков, Д.О. Игнатьева, Л. Гервен, В. Билюк, Т. Мецгер, Д.М. Кричевский, С.А. Евстигнеева, П.М. Ветошко, А.В. Кимель, В.И. Белотелов
стр. 133

Расчет постоянной оптомагнонного взаимодействия в дисковых микрорезонаторах из феррит-граната
Д.М. Кричевский, С.С. Демирчян
стр. 135

Лазерно-индуцированная спиновая динамика в феррите-гранате вблизи точки компенсации намагниченности с приложенным по нормали внешним магнитным полем
Г.Ю. Левкин, Д.О. Игнатьева, Н.А. Гусев, Д.М. Кричевский, А.К. Звездин, В.И. Белотелов
стр. 137

Исследование и разработка 16-битной физически реконфигурируемой неклонируемой функции на основе магнитного туннельного перехода
М.Д. Лобкова, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин
стр. 141

Численное моделирование электрической поляризации скрученной доменной стенки в магнитных пленках с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием
Н.В. Мясников, А.П. Пятаков
стр. 144

Искусственные нейронные сети как инструмент минимизации энергии в задачах микромагнитного моделирования
Н.В. Мясников, А.П. Пятаков
стр. 147

Вероятностные вычисления на стохастических магнитных туннельных переходах
А.С. Пахомов, В.В. Юрлов, П.Н. Скирдков, Г.А. Кичин, К.А. Звездин
стр. 150

Линейный отклик гибридной структуры сверхпроводник-ферромагнетик на электромагнитное излучение
Н.Г. Пугач, Д.В. Селезнев, Я.В. Туркин
стр. 152

Невзаимное прохождение СВЧ сигнала в связанной системе резонатор-феррит гранат
И.Д. Трунцов, Г.А. Князев, А.С. Каминский, А.Н. Кузьмичев, С.С. Демирчян, В.И. Белотелов
стр. 153

Спиновая динамика под воздействием лазерного импульса в пленке ортоферрита в широком диапазоне температур
В.В. Юрлов, К.А. Звездин, А.К. Звездин
стр. 156

Акустика неоднородных сред

Изучение процессов разрушения углепластиков при сжатии методом акустической микроскопии
А.Б. Володарский, Е.С. Мороков
стр. 158

Влияние изменения упругих параметров неоднородной среды на амплитуду поверхностной акустической волны
Д.А. Жарков, Р.А. Жостков
стр. 160

Многочастотное восстановление акустических неоднородностей с привлечением функционального аппарата угловых гармоник
Д.И. Зотов, О.Д. Румянцева
стр. 163

Учет диссипативных эффектов при распространении линейных волн в узких трубках переменного сечения
К.О. Комаровский, В.А. Гусев
стр. 166

Экспериментальное измерение и численное моделирование акустической радиационной силы, действующей на цилиндрический рассеиватель в воде
Л.М. Котельникова, С.А. Цысарь, Е.А. Петров, О.А. Сапожников
стр. 169

Акустические свойства кристалла литий натрий молибдена
М.Г. Мильков, В.С. Хоркин, М.И. Купрейчик, В.И. Балакший, С.Н. Манцевич, Н.А. Хохлов, Е.В. Ежикова
стр. 171

Двумерная волновая модель акустических мод в клиновидной трещине, заполненной текучей средой
В.Г. Можаев, И.А. Недоспасов
стр. 174

Использование поглощающих слоев для подавления переотражений между пьезоэлектрическим излучателем и твердотельным рассеивателем при исследовании акустической радиационной силы
Е.А. Петров, Л.М. Котельникова, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников
стр. 176

Поверхностно-волновая томография верхней части мантии вблизи Гавайского архипелага
Д.Д. Позднякова, Д.А. Преснов, А.С. Шуруп
стр. 179

Акустическое излучение несферического газового пузыря при отрыве от подводной каверны
В.Е. Прохоров
стр. 182

Исследование особенностей параметрической генерации волны разностной частоты фокусированным ультразвуковым излучателем с бигармонической накачкой для биомедицинских приложений
М.С. Сергеева, А.В. Квашенникова, П.В. Юлдашев, И.Б. Есипов, В.А. Хохлова
стр. 185

Ударно-волновые процессы в ударной трубе
И.А. Знаменская, Д.И. Татаренкова
стр. 189

Экспериментальное исследование направленного рассеяния на акустических метаатомах
Ю.А. Тиманкова, М.В. Смагин, М.В. Кузьмин, М.И. Петров
стр. 193

Численное моделирование схемы геоакустической инверсии по данным о пространственном затухании потока акустической мощности
Д.В. Холодов, П.Ю. Муханов, А.С. Шуруп
стр. 195

Экспериментальное исследование дисперсии упругих волн в образце билинейного клина
А.А. Агафонов, П.А. Шараев, М.Ю. Изосимова, Н.И. Одина, А.И. Кокшайский, А.И. Коробов
стр. 198

Гидродинамические волны и течения

Течение вблизи переднего фронта смачивания тонкого слоя на супергидрофобной поверхности
А.И. Агеев, А.Н. Осипцов
стр. 201

Поверхностно активные вещества на свободной поверхности. Идеи, концепции, аналитические подходы
Д.Ф. Белоножко
стр. 203

Тепловые волны (термики) в модели процесса Чохральского
Н.А. Верезуб, А.И. Простомолотов
стр. 206

Применение теории возмущений при моделировании комплексного следа от цилиндров
Г.В. Гембаржевский, А.К. Леднев
стр. 208

Кипрские топографические вихри в меандрирующем восточном потоке
В.М. Егорова
стр. 212

Внутренние и инерционные волны в гео- и астрофизических приложениях
Е.В. Ерманюк
стр. 215

Затухание уединенной ионизирующей волны электрического поля.
А.И. Шишпанов, В.В. Залетов
стр. 216

Эволюция и динамика вихрей в глубокой жидкости, образованных погружением капель в режиме интрузии
А.Ю. Ильиных
стр. 220

Технология, применение и перспективы развития измерительных приборов на основе электрохимических преобразователей
В.Г. Криштоп
стр. 224

Механизм образования сгустков твердого при трубопроводном транспортировании суспензии с околокритической скоростью
В.М. Овсянников
стр. 227

Лигаменты и волны в различных моделях периодических течений
А.А. Очиров
стр. 233

Волны от вращения миксера при выращивании KDP-кристаллов
А.И. Простомолотов, Н.А. Верезуб
стр. 237

Спектры нелинейных волн на воде
А.В. Слюняев
стр. 239

Крупномасштабная динамика и тонкая структура поверхностных цилиндрических периодических течений
У.О. Трифонова, В.В. Головкин
стр. 240

Волновые квазипериодические конвективные течения жидкостей в замкнутой области подогреваемой сбоку
А.И. Федюшкин
стр. 243

Осцилляции капель в процессе их коалесценции
А.И. Федюшкин, А.Н. Рожков
стр. 247

Периодические течения импакта капли: волновые и неволновые компоненты
Ш.Х. Хайирбеков
стр. 251

Численное моделирование генерации гибридных течений колеблющейся пластиной в вязкой стратифицированной жидкости
А.С. Чернов, А.А. Очиров
стр. 255

Проблема внутреннего давления жидкой воды
С.В. Чучупал, А.А. Волков
стр. 258

Математические задачи волновой физики

Статическое дилатонное гало при магнитодипольном излучении пульсаров
А.В. Бедда, О.Н. Гавриш, В.И. Денисов, И.П. Денисова
стр. 261

Вращательная динамическая система типа седло два устойчивых фокуса которых равноудалены от седлофокуса
С.Т. Белякин, А.В. Степанов
стр. 264

Построение протяженного параболического зеркала со скругленными краями на основе сплайнов
Е.Н. Далампира, Д.А. Коняев, Ф.Б. Хлебников
стр. 267

Исследование волноводных мод в графен-параэлектрических структурах: нелинейная краевая задача на собственные значения
Д.А. Евсеев, С.В. Елисеева
стр. 270

Приближённые граничные условия на проводнике с ребром на границе в задачах электродинамики
М.М. Шушарин, И.Е. Могилевский, А.Н. Боголюбов
стр. 272

Микроволновая физика и СВЧ электроника

Применение методов радиофотоники в проектировании приемных устройств СВЧ для определения угла поступления сигнала с помощью формирования радиоголограмм
Д. Буркитбаев, В.В. Валуев, В.В. Кулагин, Р.В. Рыжук, В.А.Черепенин, Н.И. Каргин
стр. 274

Применение шумового излучения для определения показателя преломления веществ в диапазоне 2 – 4 ГГц
И.Е. Иванов, Д.Е. Диас Михайлова
стр. 278

Поле излучения заряженной частицы, ускоренной в диодном промежутке
В.Н. Корниенко, В.В.Кулагин
стр. 280

Распределенная сеть многопозиционных сверхширокополосных радаров на базе радиофотонных технологий
В.В. Кулагин, В.В. Валуев, В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин
стр. 282

Первые экспериментальные исследования излучения релятивистского гиротрона на пятой циклотронной гармонике в режиме умножения частоты
Е.В. Иляков, Д.С. Крупин, И.С. Кулагин, А.Н. Леонтьев, К.В. Минеев, Б.З. Мовшевич, Р.М. Розенталь, А.С. Шевченко
стр. 286

Разработка сверхмощного релятивистского гиротрона W-диапазона
А.Н. Леонтьев, О.П. Паланкин, Р.М. Розенталь, Е.С. Семёнов
стр. 288

Разработка и экспериментальное тестирование магнетрона сантиметрового диапазона, перестраиваемого напряжением
Д.В. Морозов, Р.М. Розенталь, А.А. Цуканов
стр. 290

Особенности группирования электронных потоков в мощных релятивистских клистронах
В.Е. Родякин, В.Н.Аксенов
стр. 292

Исследование пичковых режимов генерации в импульсной ЛБВ W-диапазона с запаздывающей обратной связью
М.Н. Вилков, А.А. Иванов, Р.М. Розенталь, Д.А. Сидоров, А.В. Суховерхий
стр. 295

Высокоточная спектроскопия молекул и ван-дер-ваальсовых комплексов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн
Л.А. Сурин
стр. 297

Био- и медицинские приложения волновой физики

Магнитно-резонансная томография объектов живой природы
Н.В. Анисимов
стр. 298

Математическое моделирование роста опухолей с учетом иммунного ответа и радиотерапии
А.С. Батова, А.Н. Бугай, Н.В. Устинов
стр. 299

Волны и частицы в борьбе с раком
А.Н. Бугай
стр. 303

Оптическая диагностика водных растворов коллоидных наночастиц перспективных для фототерапии (методы, реальные возможности)
Г.О. Силаев, А.Т. Шайдулин, Е.О. Орловская, Ю.В. Орловский, Е.Э. Тимофеева, В.З. Ланкин, Ю.Г. Вайнер
стр. 304

Оценка выживаемости опухолевых клеток культуры LLC при воздействии наносекундными электрическими импульсами
Р.А. Денисов, В.А. Вдовин, А.А. Панкратов, А.Д. Плютинская
стр. 306

Анализ изменения плотности черепа после лекарственной терапии в контексте повышения эффективности транскраниального ультразвукового воздействия
Г.М. Сахарова, А.А. Крохмаль, Р.М. Галимова, А.Н. Хатмуллина, Д.И. Набиуллина, И.В. Бузаев, Д.Ш. Авзалетдинова, Д.Д. Чупова, В.А. Хохлова
стр. 309

Определение положения наиболее информативных каналов в спектрах отражения растений коротковолнового инфракрасного диапазона для дистанционного мониторинга их показателей
Г.В. Нестеров, А.А. Золотухина, А.В. Гурылева, С.С. Ладан
стр. 312

Пилотный эксперимент по механическому разрушению ткани лейомиосаркомы ex vivo методом гистотрипсии с кипением
Л.А. Папикян, Е.М. Пономарчук, С.А. Цысарь, А.В. Квашенникова, П.А. Пестова, А.В. Кадрев, Н.В. Данилова, П.Г. Мальков, А.Л. Черняев, С.В. Буравков, В.А. Хохлова
стр. 315

Сравнительный анализ функциональных сетей головного мозга детей при различной когнитивной нагрузке
О.В. Пилюгин, А.А. Бадарин
стр. 318

Особенности спектрального анализа фрактальных биоструктур
Ю.В. Рыжикова, С.Б. Рыжиков
стр. 321

Анализ тонов сердца для диагностики легочной гипертензии
М.В. Рябков, В.В. Грамович, К.В. Дмитриев
стр. 324

Метод определения дисперсионных характеристик сдвиговых волн (SWD) в моделях мягких биологических тканей
А.Е. Спивак, И.Ю. Демин
стр. 328

Нанофотоника, метаматериалы и фотонные кристаллы

Исследование дифракционных характеристик электрически управляемых чирпированных мультиплексированных многослойных неоднородных дифракционных структур с КПЖК
Ю.А. Алтухов, Д.М. Чубаров, В.О. Долгирев, Д.С. Растрыгин, С.Н. Шарангович
стр. 331

Влияние параметров осаждения и термического окисления на структурные и оптические свойства оксидов ванадия
И.Н. Асхадуллин, Е.М. Сгибнев, М.Е. Докукин, А.В. Шелаев, А.В. Барышев
стр. 335

Особенности эффекта Фарадея в пленках нанометровой толщины
А.В. Белькова, Д.О. Игнатьева, А.Н. Калиш, С.Н. Полулях, А. Кудряшов, В.И. Белотелов
стр. 337

Термически управляемая магнитооптическая метаповерхность для перестраиваемого вращения Фарадея
П.В. Головко, Д.О. Игнатьева, Ш. Ся, П.Е. Зимнякова, В.И. Белотелов, Л. Би
стр. 340

Магнитооптические эффекты в метаповерхностях с анапольными состояниями
П.В. Головко, Д.О. Игнатьева, А.Н. Калиш, Д.М. Кричевский, В.И. Белотелов
стр. 343

Нелинейный отклик одномерного фотонного кристалла с экситон-поляритонным слоем
О.А. Дмитриева, С.Г. Тиходеев
стр. 346

Полностью оптическое управление пропусканием света в структурах ENZ-метаматериал / фотохромные жидкие кристаллы
А.А. Доценко, В.Б. Новиков, С.В. Сотничук, Н.К. Давиденко, К.С. Напольский, Т.В. Мурзина
стр. 348

Геометрическая фаза света при закручивании жидкого кристалла магнитным полем в микрорезонаторе Фабри-Перо на основе металлических зеркал
А.С. Зуев, В.А. Гуняков, В.С. Суторгин, А.М. Паршин, В.Я. Зырянов, И.В. Тимофеев
стр. 351

Полуклассический анализ эффективного аксионного отклика в антиферромагнитной структуре
Э.А. Кокурина, В.А. Симонян, Э. Барредо-Аламилла, М.А. Горлач
стр. 355

Оптические эффекты в структурах с неоднородной намагниченностью
И.А. Колмычек, Т.В. Мурзина
стр. 358

Фотохромные свойства микроструктурированного оксида вольфрама
О.А. Лютикова, М.Е. Докукин, Д.П. Куликова, А.В. Барышев
стр. 359

Наблюдение связанных состояний в континууме под световой линией в полностью диэлектрических метаматериалах
Р.Х. Назаров, А.А. Богданов, З.Ф. Кондратенко
стр. 362

Оптические эффекты в метаматериалах с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью
В.Б. Новиков, А.А. Доценко, А.К. Загравский, С.В. Сотничук, Н.К. Давиденко, К.С. Напольский, Т.В. Мурзина
стр. 364

Туннелирование через электростатический барьер в графене при наличии внешнего магнитного поля
М.В. Перель
стр. 368

Исследование связанных хиральных оптических таммовских состояний в гибридной структуре
Н.В. Рудакова, И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров
стр. 372

Связь функции прохождения электронов в зигзаг нанотрубке с величиной бегущей короткой волны тока в коаксиальном волноводе
Н.Р. Садыков, Р.Н. Садыков, И.Е. Шакиров
стр. 374

Дьяконовские поверхностные моды в кольцевых микрорезонаторах
И.И. Степанов, О.В. Боровкова, Н. А. Гиппиус, С.А. Дьяков, Д.А. Чермошенцев
стр. 378

Топология фазовых пространств для оптических волн в неоднородных средах
И.В. Тимофеев
стр. 381

Многофотонная ионизация в фотонном кристалле из углеродных нанотрубок и полимера под действием коротковолнового импульса
Ю.В. Двужилова, Н.Н. Конобеева, Р.Р. Трофимов
стр. 382

О применении методов неассоциативной геометрии для построения анизотропной трансфер-матрицы
Д.П. Федченко, Д. Кох, А.В. Шабанов, И.В. Тимофеев
стр. 384

О комплексной связи между оптическими резонаторами на гексагональной решетке
Д.П. Федченко, И.В. Тимофеев
стр. 388

Оптическая хроматография сверхмалых частиц в наклонном оптическом потенциале, индуцированным связанным состоянием в континууме
Г.В. Шадрина, Е.Н. Булгаков
стр. 390

Перестраиваемые метаповерхности для оптического аналогового дифференцирования
В.В. Юшков, А.С. Шорохов, А.А. Федянин
стр. 392

Генерация чётных гармоник фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона в кристалле CdS в присутствии интенсивного ТГц поля

М.А. Андреева[1], Е.А. Мигаль[1], А.В. Пушкин[1], А.В. Бонюк[1], Ф.В. Потёмкин[1]
[1]Физический Факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия
e-mail: andreeva.ma20@physics.msu.ru

Генерация гармоник высокого порядка (ГГВП) в твёрдых телах является одной из важнейших тем исследования современной физики твёрдого тела и материаловедения. Понимание этого процесса создает условия для разработки компактных источников когерентного излучения в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, необходимого для приложений в нанотехнологиях, биомедицинской спектроскопии и исследованиях материалов. Помимо этого, ГГВП даёт возможность изучать фундаментальные процессы, происходящие в твёрдых телах, такие как изменение зонной структуры и динамика электронов в экстремальных условиях интенсивных лазерных полей. Это делает тему не только востребованной для прикладных задач, но и крайне актуальной с точки зрения фундаментальной науки.

ГГВП в твёрдых телах, в отличие от газовых сред, сталкивается с рядом сложностей: сильным поглощением УФ-излучения в среде и низким порогом оптического пробоя, что усложняет экспериментальную реализацию. В этом контексте эксперименты по двухцветному воздействию, пока ещё не получившие широкого распространения, открывают новые возможности для управления процессом генерации гармоник. Они позволяют исследовать генерацию чётных гармоник в центросимметричных кристаллах путем влияния электромагнитного поля на симметрию кристаллической решётки. Наряду с этим, в экспериментах с двухцветным полем эффективность генерации гармоник увеличивается по сравнению со случаем одноцветного воздействия [1].

В данной работе исследуется генерация четных гармоник фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона в кристалле CdS в присутствии сильного (до 10 МВ/см) ТГц поля. Экспериментальная схема представлена на рис. 1. Мощное излучение хром-форстеритового лазера делилось на два канала, один из которых (“слабый” канал, 4 мДж) использовался для накачки параметрического усилителя и генерации излучения в ближнем ИК диапазоне, а второй (“сильный”, 5,5 мДж) использовался для генерации мощного ТГц излучения в органическом кристалле DAST.

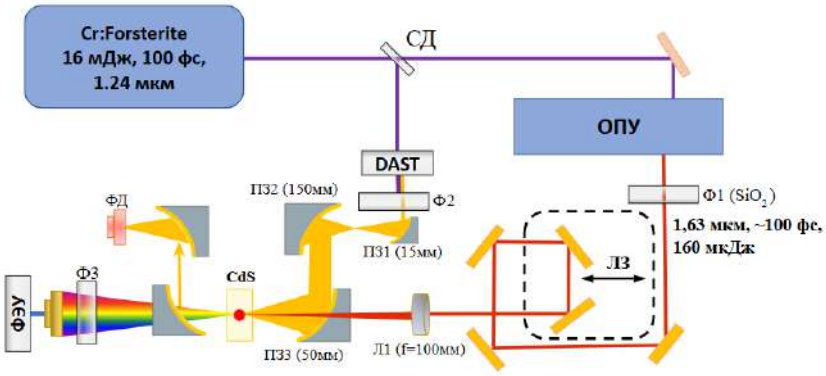


Рис. 1. Экспериментальная установка. Cr:F – фемтосекундная лазерная система с выходной энергией до 20 мДж, СД – светоделитель, ОПУ – оптический

параметрический усилитель, ЛЗ – линия задержки, DAST – органический кристалл для генерации ТГц излучения, Ф1 – фильтр для сигнальной волны, Ф2 – фильтр для блокировки излучения накачки после генерации ТГц в DAST, Ф3– фильтры для селекции излучения, приходящего в ФЭУ, ФД – фотодетектор для регистрации ТГц излучения, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель.

Сигнальная волна после параметрической схемы фильтровалась от излучения накачки и холостой волны с помощью кремниевой пластинки (Ф1). При генерации ТГц излучения в органическом кристалле DAST [2] после кристалла был установлен фильтр LPF23.4-24 (Ф2) для блокирования излучения накачки. Энергия ТГц импульса достигала 65 мкДж. Полученные импульсы сигнальной волны с длиной волны λ = 1,63 нм, длительностью порядка 100 фс и интенсивного ТГц излучения (центральная частота 3 ТГц, длительность 530 фс) в коллинеарной схеме направлялись на образец. Для увеличения эффективной числовой апертуры пучок ТГц излучения был увеличен в телескопической схеме, состоящей из двух параболических зеркал с фокусным расстоянием 15 мм (ПЗ1) и 150 мм (ПЗ2) соответственно. Фокусировка ТГц излучения на кристалл проводилась с помощью внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 50 мм (ПЗ3), а фокусировка излучения сигнальной волны – с помощью линзы (Л1) с фокусным расстоянием 100 мм. В качестве образца был выбран кристалл CdS (срез 0001), представляющий собой широкозонный полупроводник (ширина запрещенной зоны $\varepsilon_{bg} = 2,42$ эВ) толщиной 1,4 мм, пропускающий ТГц излучение. Также 0001-срез кристалла обладает центром инверсии, что делает его центросимметричным, т.е. запрещает генерацию четных гармоник в поле ИК импульса.

Феноменологически объяснить появление четных гармоник в центросимметричных полупроводниках можно разложив наведенную нелинейную поляризацию по степеням поля ИК импульса $E(\omega)$:

$$\sum_{i=1}^{n} P(2n\omega) = \sum_{i=1}^{n} \chi^{(2n+1)} E^{2n}(\omega) E_{THz}$$

где $\chi^{(2n+1)}$ – нелинейная восприимчивость (2n+1) порядка, E_{THz} – электрическое поле ТГц импульса. Терагерцовое поле при воздействии на материал вызывает нелинейный отклик, что приводит к нарушению симметрии поля и разрешает генерацию четных гармоник.

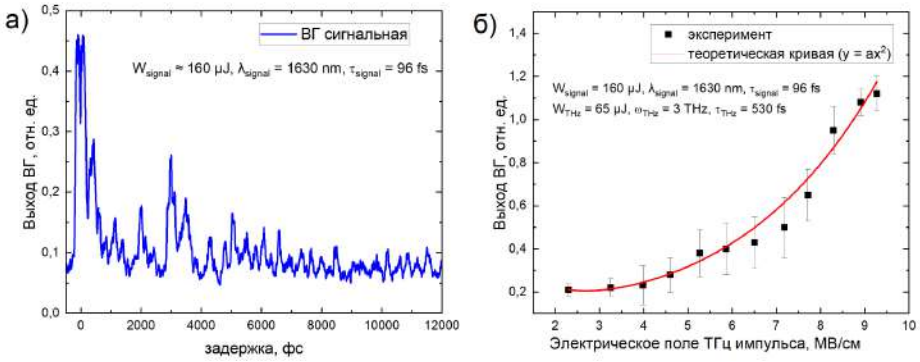


Рис. 2. а) Зависимость сигнала второй гармоники (ВГ) от задержки между ИК и ТГц импульсами (с ФЭУ); б) Зависимость выхода второй гармоники в CdS от напряженности ТГц поля.

Был измерен выход второй гармоники в зависимости от задержки между ИК и ТГц лазерными импульсами (рис. 2 а)). Из графика видно, что ВГ имеет два характерных всплеска при задержке около 0 пс и далее менее интенсивный всплеск при задержке в 3,2 пс, которые соответствуют генерации второй гармоники вблизи передней и задней граней кристалла, подробно рассмотренные в [3], [4]. Появление сигнала ВГ между этими всплесками, а также на временах более 3,2 пс не может быть описано в рамках модели генерации ВГ индуцированной сильным ТГц полем и, возможно, связано с переотражениями на гранях полупроводника и эффектами распространения (поглощения), изменяющими временной профиль терагерцового импульса, а также генерацией фононов [3].

Также было проведено измерение интенсивности выхода второй гармоники для разных значений напряженности электрического поля ТГц импульса. Представленная на рис. 2 б) зависимость выхода второй гармоники от напряженности электрического поля ТГц импульса получилась квадратичной. Однако не было замечено выхода на насыщение, как ранее наблюдалось в работе [5] для достаточно больших значений электрического поля ТГц импульса (более ~8 МВ/см). Для кремния Si p-типа источниками генерации второй гармоники являются нелинейные восприимчивости, возникающие под действием интенсивного терагерцового поля, а также индуцированного электронно-дырочного тока, возникающего вследствие ударной ионизации, приводящего к асимметрии в населенности валентной зоны полупроводника. При достаточно больших значения ТГц поля второй механизм генерации (токовый) начинает играть значительную роль в генерации ВГ, и в результате деструктивной интерференции двух сопутствующих вкладов интенсивность генерации второй гармоники выходит на насыщение. Отличие материальных параметров сульфида кадмия от кремния (таких как ширина запрещенной зоны и подвижность носителей заряда), приводит к меньшей достигаемой электронной плотности внутри образца, что, по-видимому, не позволяет токовому механизму играть существенную роль и объясняет отсутствие насыщения. Для лучшего понимания далее будет проводиться более детальное исследование и анализ происходящих процессов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №25-22-00084.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Bruner, Barry D., et al. "Control and enhancement of multiband high harmonic generation by synthesized laser fields." *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 54.15 (2021): 154001.
2. Rumiantsev B. V. et al. Generation of intense few-cycle terahertz radiation in organic crystals pumped by 1.24-μm multigigawatt chirped laser pulses //JETP Letters. – 2023. – Т. 117. – №. 8. – С. 566-573.
3. Migal E. A., Pushkin A. V., Potemkin F. V. Even harmonic generation in semiconductors below and above the band gap assisted by an intense terahertz field //Physical Review B. – 2024. – Т. 110. – №. 24. – С. 245201.
4. Bodrov S. B. et al. Terahertz pulse induced femtosecond optical second harmonic generation in transparent media with cubic nonlinearity //Journal of the Optical Society of America B. – 2020. – Т. 37. – №. 3. – С. 789-796.
5. Ovchinnikov A. V. et al. Second harmonic generation in the bulk of silicon induced by an electric field of a high power terahertz pulse //Scientific Reports. – 2019. – Т. 9. – №. 1. – С. 9753.

Униполярные предельно короткие импульсы света: последние результаты и перспективы

Р.М. Архипов[1], М.В. Архипов[1], А.В. Пахомов[1], О.О. Дьячкова[1], Н.Н. Розанов[1]

[1]*Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург, Россия*

arkhipovrostislav@gmail.com

Предельно короткие униполярные (или полуцикловые) световые импульсы, состоящие из одной полуволны поля, представляют собой уникальный инструмент для сверхбыстрого управления свойствами вещества на временных масштабах порядка половины периода колебаний поля [1]. Такое управление невозможно при использовании традиционных многоцикловых импульсов, что открывает новые горизонты для применения в сверхбыстрой оптике, петагерцовой электронике и фундаментальных исследованиях. Физика взаимодействия полуцикловых импульсов с веществом принципиально отличается от взаимодействия с длинными импульсами, приводя к новым и необычным явлениям [2]. В лекции, материалы которой базируются на обзорах [1-3] и главе монографии [4], представлены последние достижения в области генерации таких импульсов, включая методы их получения в нелинейных средах, наноразмерных структурах (квантовых ямах и точках) и с использованием современных лазерных систем [5]. Особое внимание уделено управлению временной формой импульсов, что позволяет создавать импульсы необычной формы (прямоугольные и треугольные) и контролировать динамику среды на аттосекундных масштабах. Обсуждаются возможные приложения предельно коротких импульсов, например, в петагерцовой электронике, где они, возможно, могут обеспечить беспрецедентную скорость переключения состояний вещества. Это открывает перспективы для создания устройств обработки информации на частотах, превышающих современные пределы. Показано, что в сверхбыстрой оптике такие импульсы позволяют управлять когерентными процессами и создавать высокодобротные динамические микрорезонаторы с быстро изменяющимися параметрами [3-4]. Особое внимание уделено аттосекундному переключению свойств среды, таких как населённости уровней, в системах с динамически изменяющимися свойствами. Полуцикловые импульсы найдут применение в исследованиях фундаментальных процессов, таких как динамика электронов в атомах, молекулах и твёрдых телах, обеспечивая временное разрешение, недоступное для традиционных методов. Это делает их незаменимым инструментом для изучения квантовых систем, включая управление кубитами в сверхпроводниках [6] и исследование когерентных процессов в квантовых материалах [1-4].

ЛИТЕРАТУРА

.

1. N.N. Rosanov et al. // Contemporary Physics. 2023. V. 64. No 3. P. 224.
2. Н.Н. Розанов и др. // УФН. 2024. Т. 194. № 11. С. 1196 .
3. Р.М. Архипов и др. // Опт. Спектр. 2024. Т.132. № 9. С. 919.
4. Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов “Терагерцовая фотоника” (под ред. В.Я. Панченко, А.П. Шкуринов) М.: РАН, 2023, с. 360–393.
5. S. D. Gorelov et al. // Appl. Phys. Lett. 2025. V. 126. P. 011104.
6. В.А. Вожаков и др. // УФН 2022. Т. 192. №5. С. 457.

Особенности динамики лазерного воздействия на сверхкритический диоксид углерода

Н.М. Ашарчук, Е.О. Епифанов, Е.И. Мареев
Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники НИЦ «Курчатовский институт»
nikaasharchuk@yandex.ru

В настоящее время сверхкритические флюиды (СКФ) являются предметом исследований в различных областях науки и техники. Объединяя в себе свойства как жидкостей (высокая плотность, текучесть) так и газов (высокие диффузионные свойства, изменение плотности при варьировании давления и температуры), СКФ представляют собой уникальную комбинацию сред, которую используют при реализации различных химических и физических процессов во многих областях. Так, например, СКФ могут быть использованы для экстракции и очистки, микроионизации, производства фармакологических субстанций, микро- и наночастиц и множества других применений [1,2].

Среди всех флюидов наибольшей популярностью пользуется сверхкритический диоксид углерода, который представляет собой экологически чистый растворитель. Благодаря своим свойствам (негорючесть, невзрывоопасность, доступность, удобство критических точек) технологии с использованием скCO_2 являются безопасными для окружающей среды и позволяют получать новые продукты [3,4].

Особый интерес представляет так называемая дельта Видома, где наблюдается аномальное поведение физических и химических величин. Для сверхкритического диоксида углерода физические свойства резко меняются вблизи критической точки при температурах от 300 до 350 К и давлении в диапазоне 65-75 бар, что обусловлено образованием кластеров в данной области [5].

Использование ультракоротких импульсов является одним из способов переведения вещества в сверхкритическое состояние. Острая фокусировка интенсивных лазерных импульсов приводит к образованию лазерно-индуцированной плазмы в среде. Плазма является источником высоких давлений и температур, что приводит к образованию в среде механических пост-эффектов (ударных волн, кавитационных пузырей), а также фазовых переходов. Поэтому исследование различных характеристик плазмы, в том числе порога плазмообразования является актуальной задачей.

Чтобы определить пороговое значение образования плазмы могут быть использованы различные оптические методики. Для измерения концентрации носителей использовалась методика измерения поглощения, в рамках которой необходимо измерить значение энергии на входе и энергии, проходящей через образец. В экспериментах использовалось излучение фемтосекундной лазерной системы ближнего ИК диапазона (Авеста ТЕТА 20), которое было сфокусировано в скCO_2.

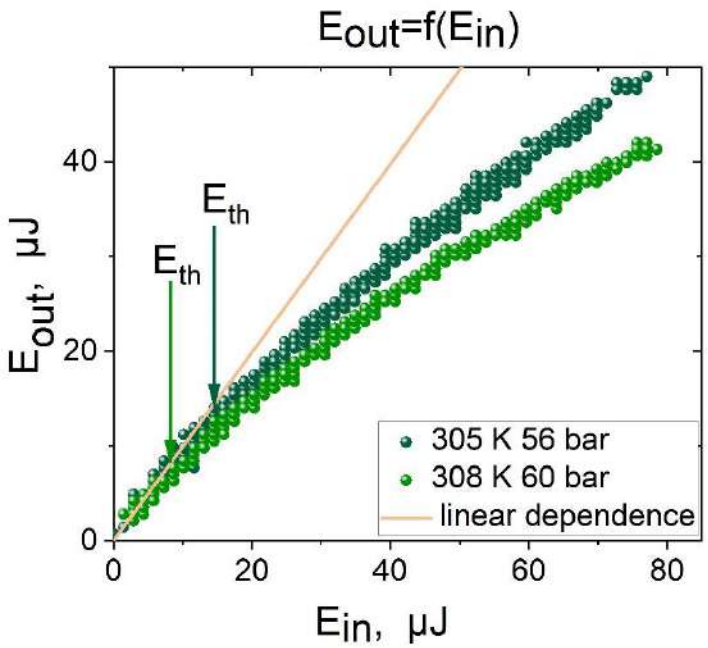


Рис. 1. Зависимость энергии лазерного импульса, проходящего через образец, от энергии входного лазерного импульса. Оранжевая линия показывает линейную зависимость. Стрелками указаны пороговые значения образования плазмы для двух состояний скCO_2.

В зависимости от структуры скCO_2 меняется соотношение между скоростью фотоионизации, ударной ионизации и скоростью релаксации носителей заряда. С ростом давления растет плотность флюида, что приводит к уменьшению порога оптического пробоя, как это видно на Рис.1. Также стоит отметить, что в окрестности дельты Видома стоит ожидать экстремумов в зависимости порога оптического пробоя от плотности, так как за счет кластеризации будут значительно отличаться времена релаксации для свободных электронов, рожденных в центре и на периферии кластеров [6].

Так как величина энергии, переданной от ультракоротких лазерных импульсов в среду, определяется именно параметрами плазмы, то дальнейшая динамика среды зависит именно от режима лазерного воздействия. Как уже было отмечено выше, на нс-мкс временном масштабе высокие давления и температуры, достигнутые в лазерно-индуцированной плазме, приводят к генерации ударной волны и образованию кавитационного пузыря, как это представлено на Рис.2.

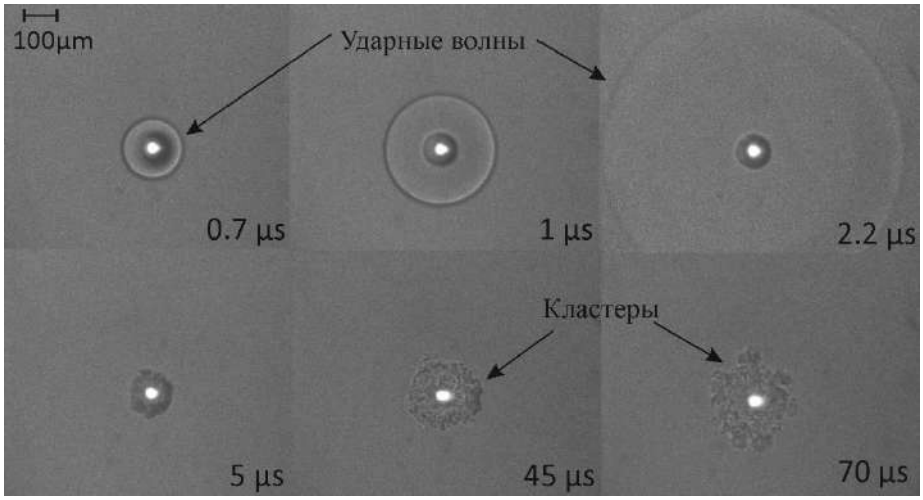


Рис.2. Теневые фотографии ударных волн и кавитационных пузырей, инициированных ультракороткими лазерными импульсами в скCO_2.

На Рис.2 представлена типичная картина динамики ударной волны, инициированной фемтосекундными лазерными импульсами. Теневые фотографии получены в результате эксперимента по теневой съемке с временным разрешением. Эксперимент проводился в реакторе высокого давления с использованием двух лазерных источников, один из которых выступал в качестве накачки, другой – как зондирование. Первоначально можно наблюдать рост ударной волны (примерно первые 3 мкс), затем с увеличением задержки между импульсами образуется кавитационный пузырь. Однако, стоит отметить, что на данном этапе наблюдается образование кластеров, что отличается от динамики лазерно-индуцированных механических пост-эффектов в воде. Также, исходя из динамики ударных волн в диоксиде углерода можно восстановить давление на фронте ударной волны, которое составляет порядка 500 МПа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brunner G. // Annu. Rev. Chem. Biomol. Eng. 2010. Vol. 1. P. 321–342.
2. Y. Arai et al. // Group. 2002. 281–345 p.
3. Mareev E. et al. // Opt. Express. 2018. Vol. 26, № 10. P. 13229.
4. Asharchuk N., Mareev E. // Fluids. 2022. Vol. 7, № 11. P. 350.
5. Asharchuk N.M. et al.// Mater. Today. 2025. Vol. 82. P. 49–56.
6. Stauss S.et al.// Plasma Sources Sci. Technol. IOP Publishing, 2018. Vol. 27, № 2.

Анализ вероятности солитонных состояний в интегральных кольцевых микрорезонаторах с гигантской добротностью

Д.А. Брюквина[1,2], Н.Ю. Дмитриев[1], А.Е. Шитиков[1], Д.А. Чермошенцев[1,3], В.Е. Лобанов[1], И.А. Биленко[1,4]

[1]*Российский квантовый центр*

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

[3]*Сколковский институт науки и технологий*

[4]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

d.briukvina@rqc.ru

Кольцевые интегральные микрорезонаторы с гигантской добротностью получили широкое распространение в современной науке и технике. Они являются универсальной и уникальной платформой для исследования различных нелинейных эффектов, благодаря сочетанию малых размеров и большой добротности [1]. Отдельно выделяют кольцевые микрорезонаторы на основе материалов с кубичной (керровской) нелинейностью. На основе таких микрорезонаторов возможно наблюдение и исследование четырехволнового смешения – основного механизма, лежащего в основе оптических солитонных частотных гребенок. Частотные гребенки представляют собой набор эквидистантных линий в частотном представлении. Во временном представлении такие гребенки представляют собой набор уединенных узких стабильных импульсов – солитонов [2]. Солитонные частотные гребенки используются в различных областях науки и техники, например в спектроскопии, генерации сверхкоротких импульсов, атомных часах и т. д.

Одним из самых надежных и эффективных способов возбуждения солитонных состояний является метод “прямого сканирования”. В нем область резонанса микрорезонатора быстро и равномерно сканируется изолированным узкополосным источником лазерного излучения (в сторону увеличения длины волны). Данный метод удобен и прост, однако большим недостатком данного метода является стохастическая природа процесса формирования различных солитонных состояний, в результате чего не определено количество солитонов внутри микрорезонатора [2, 3].

Целью данной работы является экспериментальное и численное изучение вероятностного распределения возбуждения различных солитонных состояний в кольцевых интегральных микрорезонаторах посредством методом прямого сканирования, а также выявление оптимальных параметров системы, необходимых для достижения конкретных солитонных состояний.

Экспериментальное исследование вероятности возникновения солитонных состояний проводилось на установке, представленной на рис. 1а. Излучение узкополосного перестраиваемого лазера Toptica CTL-1550 усиливалось с помощью волоконного усилителя. Длина волны лазера модулировалась с помощью внешнего генератора. Ввод и вывод излучения в/из фотонный чип с кольцевым интегральным микрорезонатором из нитрида кремния осуществлялось с помощью линзированного волокна. Спектр пропускания микрорезонатора преобразовывался в электрический сигнал с помощью фотодетектора, затем анализировался с помощью осциллографа.

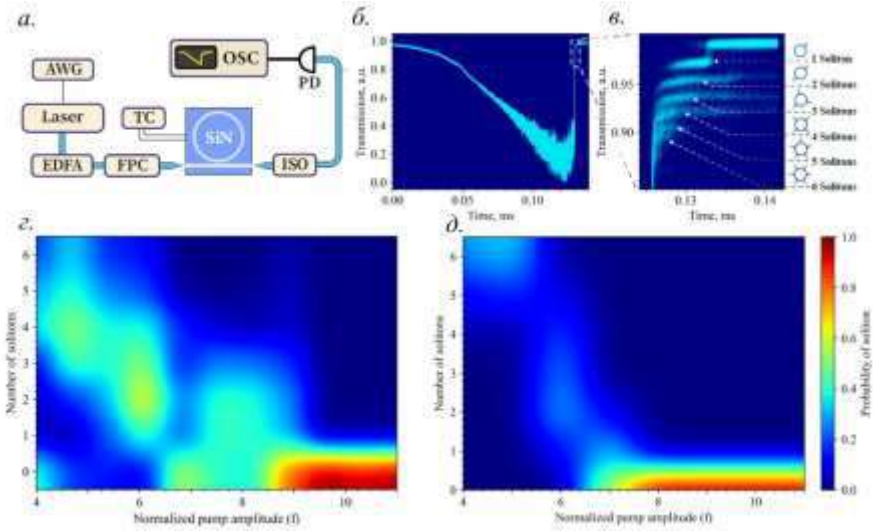


Рис. 1. Схема используемой экспериментальной установки. (а) AWG – генератор электрических сигналов произвольной формы, Laser – перестраиваемый лазер, EDFA – волоконный усилитель, FPC – волоконный контроллер поляризации, TC – термоконтроллер, OSC – осциллограф, ISO – оптический изолятор, PD – фотодетектор; (б) Пример сканированной области нелинейной моды МКР $d_2 = 0{,}01$; (в) Пример наложения 100 сканирований и реализации различных солитонных состояний; (г) Экспериментально полученное распределения вероятности различных солитонных состояний для $d_2 = 0{,}001, \alpha = 160e - 5$; (д.) численно полученное распределение вероятности солитонных состояний для $d_2 = 0{,}001$

При достаточном уровне мощности, сканируя лазером область резонанса КМР в направлении увеличения длины волны, на осциллографе наблюдался нелинейный резонанс треугольной формы (рис. 1б). В области выхода из резонанса наблюдались характерные ступеньки, советующие различным солитонным состояниям (рис. 1в). Заметим, что ступеньки, расположенные на разных высотах, соответствуют солитонным состояниям с разным количеством солитонов внутри кольцевого микрорезонатора [2]

Для корректного сравнения полученных данных использовались нормированные безразмерные величины: f – нормированная амплитуда накачки, d_2 – коэффициент второго порядка дисперсии групповых скоростей, α – нормированная скорость перестройки лазера [3].

Статистика возбуждения различных солитонных состояний формировалась на основании серии экспериментов для различных значений параметров системы. Так, для фиксированных параметров f, d_2 и α производилось сто сканирований области резонанса, для каждого из которых определялось число солитонов в сформированном состоянии. Затем, варьируя значение f находилось вероятностное распределение числа солитонов. Пример подобного распределения представлен на рисунке 1г. Вышеописанная последовательность действий повторялась для трех микрорезонаторов с различными значениями d_2 и при пяти различных значений α. Полученные распределения вероятности представлены на рисунке 2.

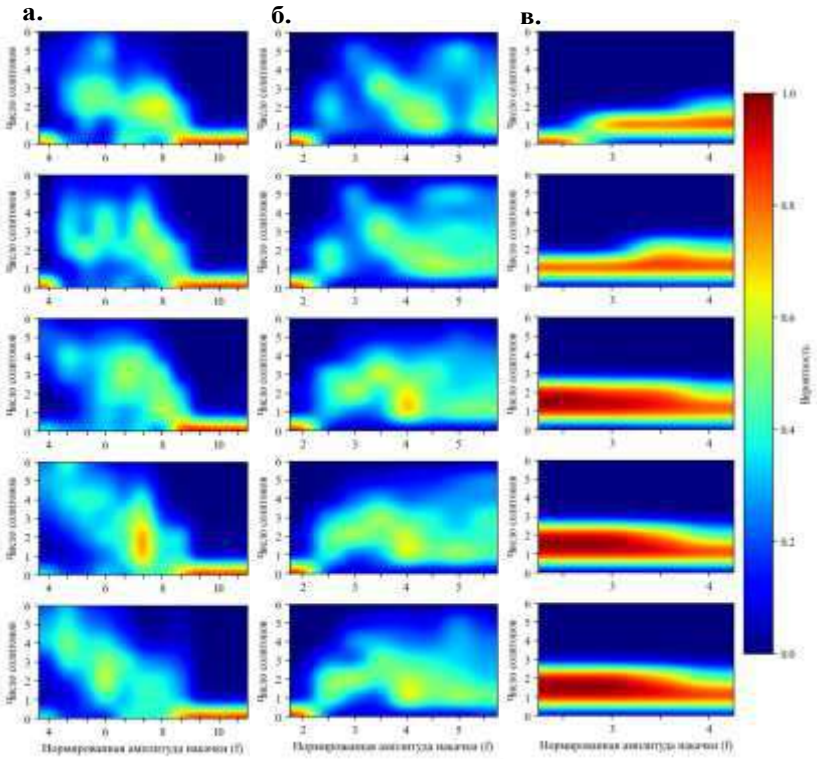


Рис. 2. Экспериментально измеренные вероятности возникновения различных солитонных состояний в зависимости от нормированной амплитуды накачки на основе 100 сигналов пропускания чипа при сканировании области резонанса. Для каждого значения амплитуды накачки рассматривались пять различных скоростей перестройки $\frac{d\nu}{dt} \sim$ 200 ГГц/с, 500 ГГц/с, 1000 ГГц/с, 1500 ГГц/с и 2000 ГГц/с сверху вниз, соответственно. Соответствующие значения нормированной скорости сканирования α указаны на графиках. (а) – Данные для микрорезонатора 15ГГц; (б) – данные для микрорезонатора 150 ГГц; (в) – данные для микрорезонатора 1ТГц.

На основании анализа экспериментальных данных было показано, что максимальное количество солитонов N_{max} снижается с увеличением значения d_2. Так, при $d_2 = 0{,}001$ $N_{max} = 7$, в то время как для $d_2 = 0{,}07$ $N_{max} = 2$. Кроме того, было показано, что для возбуждения солитонных состояний с меньшим числом солитонов требуется бОльшее значение f. Также было показано, что увеличение d_2 приводит к уменьшению значения f, необходимого для формирования односолитонного состояния, а также увеличению диапазона по f.

Для $d_2 = 0{,}001$ было показано, что имеет место критическое значение амплитуды накачки $f_{\text{крит}}$, выше которого возбуждение солитонных состояний невозможно.

Кроме того, для самого маленького микрорезонатора ($R = 50$ мкм, $d_2 = 0{,}07$), было показано влияние тепловых эффектов для низких скоростей перестройки. Также была проведена оценка минимальной скорости перестройки α, при которой тепловые эффекты не влияют на вероятность формирования солитонов ($\alpha > 1{,}4e - 5$).

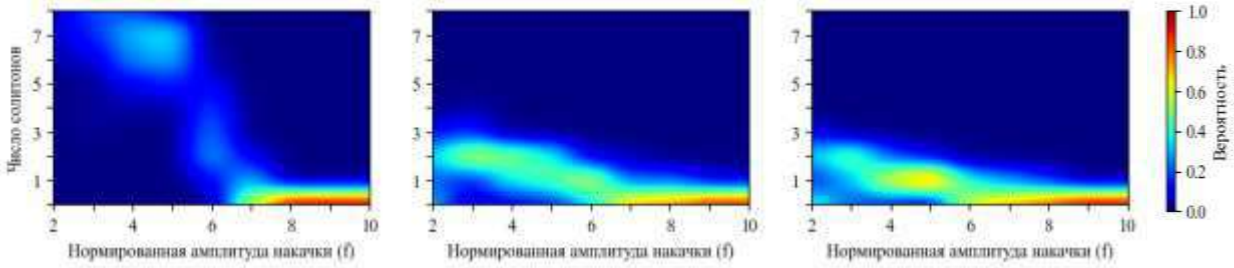


Рис. 3. Результаты численного моделирования распределения вероятности солитонных состояний при нормированной скорости сканирования $\alpha = 500 \times 10^{-5}$ для параметров микрорезонатора FSR 15 ГГц, 150 ГГц и 1 ТГц соответственно

Для более проверки гипотез, выдвинутых на основе экспериментальных данных, была создана численная модель на основании уравнения Лужиато-Лефевра [3]. Так, для различных значений нормированной амплитуды накачки и скорости сканирования моделировалось сканирования области резонанса. Используемые параметры были аналогичны эксперименту.

В результате было получено распределение амплитуд поля в различных модах кольцевого микрорезонатора при различных значениях отстройки для пятидесяти сканирований и для всевозможных сочетаний параметров f, α и d_2. Число солитонов в каждом сканировании определялось по количеству пиков по временном представлении полученного распределения при значениях отстройки, соответствующих длине солитонной ступеньки [3]. Полученные распределения представлены на рисунке 3. Результаты численных расчетов хорошо согласуются с полученными ранее экспериментальными данными. Так, экспериментально и численно подтверждено существование критического уровня мощности $f_{\text{крит}}$, а также подтверждены гипотезы о зависимости между d_2 и диапазоном существования односолитонных состояний. Пример сравнения экспериментальных и численных данных представлены на рисунках 1г и 1д.

Таким образом, в данной работе было проведено исследование распределение вероятности возникновения различных солитонных состояний в зависимости от параметров системы. Была проведена оценка минимальной скорости перестройки для нивелирования влияния тепловых эффектов. Кроме того, было показано существование критической амплитуды накачки $f_{\text{крит}}$, выше которой невозможно формирование солитонов.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации "Росатом" в рамках выполнения Дорожной карты "Квантовые вычисления" (контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021).

ЛИТЕРАТУРА

1. Городецкий М.Л. “ Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011
2. Herr T et al. // NPHOTON.2013.343
3. Lobanov V et al. // Optic EXPRESS Vol. 24, No. 24.

Особенности процесса ионизации в газах и широкозонных диэлектриках в сильных лазерных полях в рамках теории Келдыша

М.П. Вертелецкая[1], А.В. Богацкая[1,2], А.М. Попов[1,2]
[1]*Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*
[2]*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, Россия*
MashaVerteletskaya@yandex.ru

Интерес к задачам исследования воздействия мощного сфокусированного излучения на твердые диэлектрики представляет актуальность вследствие возможности лазерной записи микроструктур различных топологий, что может быть использовано для создания новых типов метаматериалов, оптических элементов памяти, микроволноводов и т.д. [1]. Как известно, при воздействии импульсов пикосекундной длительности и короче, основным процессом, определяющим рождение электронов в зоне проводимости, является процесс многофотонной ионизации. Поскольку в данном случае ионизация является сильно нелинейной функцией поля лазерного излучения, воздействие на материал оказывается сильно локализованным (как на поверхности, так и в объёме) без существенного растекания тепла по образцу, ведущего к делокализации образующихся дефектов. Однако теория фотоионизации, предложенная Келдышем в работе [2], которая широко используется для анализа фотоионизации газовых и твердотельных сред, на текущий момент имеет ряд неясностей и ограничений, что затрудняет корректный анализ процесса лазерного микроструктурирования в диэлектриках. Целью данной работы является анализ и сравнение вероятностей ионизации в модели Келдыша применительно к ионизации газовых и твердотельных сред.

Общая формула для вероятности ионизации одиночного атома, приведенная в статье [2], для случая ионизации одиночного атома имеет вид:

$$W_i = \sqrt{\frac{2I_i}{\hbar}}\,\omega\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)^{3/2} S\left(\gamma, \frac{\widetilde{I_i}}{\hbar\omega}\right) exp\left\{-\frac{2\widetilde{I_i}}{\hbar\omega}\left(\sinh^{-1}\gamma - \gamma\frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2}\right)\right\}, \qquad (1)$$

где ω – частота излучения, E_0 – амплитуда электрического поля, I_i – потенциал ионизации атома, $\gamma = \omega\sqrt{2mI_i}/eE_0$ – параметр Келдыша, а $\widetilde{I_i} = I_i + e^2E_0^2/4m\omega^2 = I_i\left(1+\frac{1}{2\gamma^2}\right)$ – эффективный потенциал ионизации атома. Множитель $S\left(\gamma, \frac{\widetilde{I_i}}{\hbar\omega}\right)$ является бесконечной суммой вида:

$$S(\gamma, x) = \sum_{n=0}^{\infty} exp\left\{-2[\langle x+1\rangle - x + n]\times\left(\sinh^{-1}\gamma - \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)\right\}\times\Phi\left\{\left[\frac{2\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}(\langle x+1\rangle - x+n)\right]^{1/2}\right\},$$

где $\Phi(z)$ – интеграл вида $\Phi(z) = \int_0^z e^{y^2-z^2}dy$, а $\langle x\rangle$ обозначает целую часть аргумента x.

В работах [3,4] был получен иной предэкспоненциальный множитель, с которым формула для вероятности ионизации имеет вид:

$$W_i = \frac{\sqrt{2\pi}\hbar}{2ma^2}\sqrt{\frac{E_0}{E_a}}\,exp\left(-\frac{2\widetilde{I_i}}{\hbar\omega}\left(\sinh^{-1}\gamma - \gamma\frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2}\right)\right), \qquad (2)$$

где $E_a = \sqrt{2mI_i^3}/e\hbar$ – характерная напряжённость внутриатомного поля, $a = e^2/I_i$ – характерный радиус атома.

Непосредственное сравнение предэкспоненциальных множителей, полученных Келдышем в [2] и в работе [3,4] до сих пор не исследовалось. На рис.1 показаны зависимости вероятностных кривых, построенных по формулам (1) и (2). Из графика видно, что кривые с различными предэкспоненциальными множителями достаточно хорошо согласуются между собой, что позволяет использовать для расчетов выражение (2), которое является более простым.

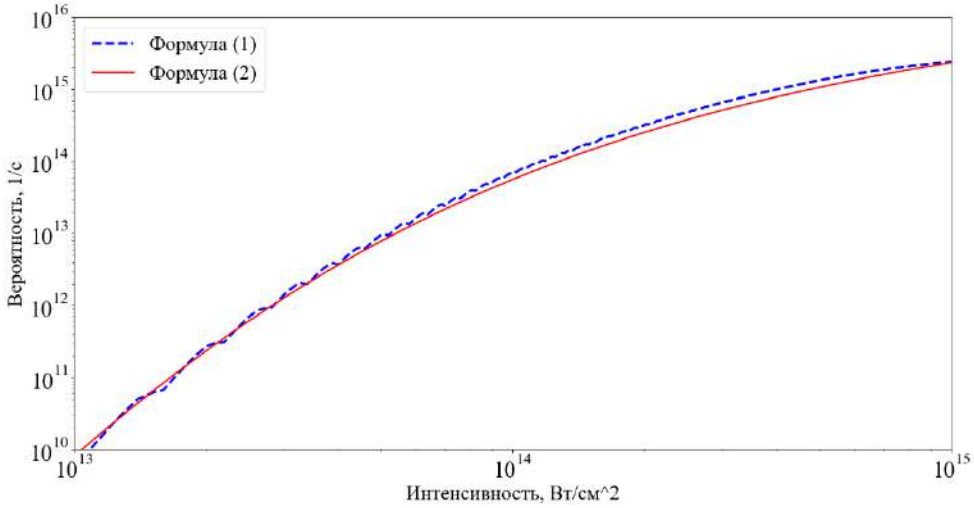


Рис. 1. Вероятность ионизации в плавленом кварце на высоких интенсивностях под воздействием излучения с длиной волны 1030 нм.

Процесс фотонизации широкозонных твердых диэлектриков зачастую исследуется также в рамках выражения (2) путем замены потенциала ионизации на ширину запрещенной зоны и массы атома на эффективную массу m^* [2,5]. Непосредственное сравнение вероятностей ионизации, полученных Келдышем в работе [2] для одиночного атома и атома кристаллической решетки, представляется затруднительным по ряду причин, одна из которых – неопределенность предэкспоненциального множителя для случая твердотельных сред. Параметр Келдыша в случае атомов кристаллической решетки имеет вид $\gamma = \omega\sqrt{m^*\Delta}/eE_0$, где Δ – ширина запрещённой зоны, а её эффективное значение задано соотношением

$$\widetilde{\Delta} = \frac{2}{\pi}\Delta\frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma}E\left(\frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right),$$

где $E\left(\frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)$ – полный эллиптический интеграл второго рода. Здесь важно отметить, что, поскольку твердое тело характеризуется показателем преломления n, при фиксированной значении интенсивности поля в вакууме и в диэлектрике будет связано соотношением:

$$E_d = E_0/\sqrt{n}, \qquad (3)$$

где E_0 – напряженность поля в вакууме, E_d – в среде. Ниже на рис.2 мы приводим сравнение вероятностей ионизации в случае ионизации атома газовой и твердотельной сред. Все вероятности нормированы на концентрацию атомов и имеют размерность обратных секунд. Как видно, динамика фотоионизации одиночного атома и атома твердого тела довольно схожа, однако различие начинает существеннее проявляться при высоких интенсивностях. Кроме того, отличие результатов друг от друга может определяться нормировкой предэкспоненциального множителя. Этот множитель может быть уточнен при наличии экспериментальных данных о сечении многофотонного фотопоглощения (см., например, [4]). В целом, полученные данные подтверждают обоснованность использования вероятности ионизации одиночного атома применительно к широкозонным диэлектрикам в умеренно сильных полях.

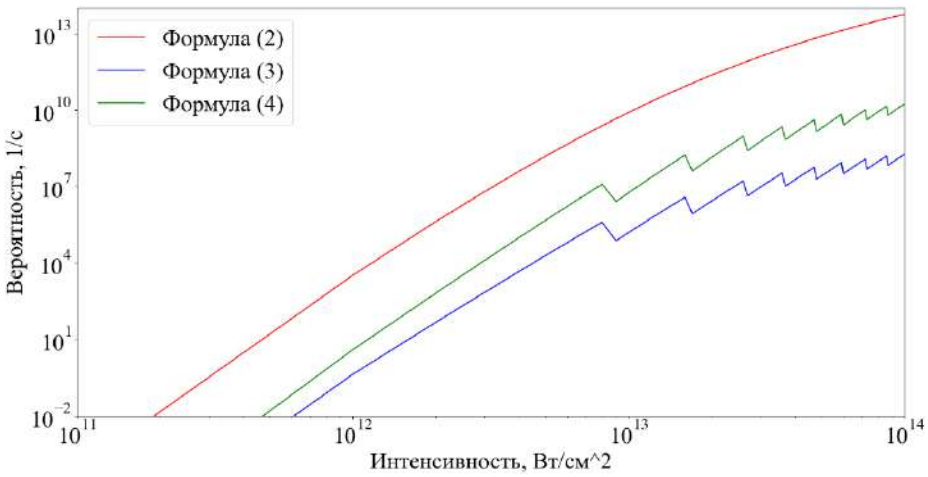


Рис. 2. Сравнение вероятностей ионизации одиночного атома и атома кристаллической решётки под воздействием излучения с длиной волны 1030 нм.

В теории Келдыша поле предполагается квазимонохроматическим, а ионизация идет за много периодов поля волны. Поэтому вероятность ионизации фактически определяется усредненным по периоду колебаний квадратом электрического поля волны, т.е. интенсивностью излучения, которая связана с напряженностью поля в вакууме как $E_0 = \sqrt{8\pi I/c}$. Однако в современных экспериментах по лазерному микроструктурированию оказывается существенным отражения поля от фокальной плазмы, что приводит к довольно сложной картине поля, представляющей собой суперпозицию падающей и рассеянной волн. Ниже мы рассмотрим особенности процесса фотоионизации в таком случае. Для плоской монохроматической волны суперпозиция стоячей и бегущей волн может быть записана в виде:

$$E(z,t) = (2E_r \cos(kz) + (E_0 - E_r)\exp(-ikz))\exp(-i\omega t). \qquad (4)$$

Здесь E_0 и E_r – амплитуды падающей и отраженной волны соответственно, $k = n\omega/c$ – волновой вектор волны, распространяющейся вдоль оси z, а

$$I \sim |E(z,t)|^2 \sim (E_0 - E_r)^2 + 4E_0E_r cos^2 kz. \qquad (5)$$

Такая структура поля волны будет приводить к пространственной модуляции скорости рождения электронов в процессе плазмообразования, определяемой вторым слагаемым в (5). Расчеты динамики скорости ионизации в объеме плавленого кварца (его характеристики взяты из [5]) для различных соотношений интенсивностей падающей и отраженной волн приведены на рис. 3. Как видно, в случае бегущей волны ($E_r = 0$) ионизация в объеме происходит однородно по объему. При появлении отраженной волны появляется пространственная модуляция с периодом, равным половине длины волны, причем нелинейный характер ионизации приводит к ярко выраженной неоднородности скорости плазмообразования даже при достаточно маленьких отраженных потоках энергии. Например, для интенсивности излучения $I = cnE_0^2/8\pi = 10^{14}$ Вт/см^2 и значению коэффициента отражения по полю $R = E_r/E_0 = 0.2$ максимальное и минимальное значения скорости ионизации отличаются в несколько раз.

Важно отметить, что в процессе микроструктурирования материала бывает сложно разделить волны на суперпозицию стоячей и бегущей компонент. Это приводит к необходимости при численном моделировании проводить усреднение квадрата поля волны в каждой пространственной точке счета, что представляет собой чрезвычайно трудоемкую задачу. Использование в формулах (1), (2) мгновенного значения поля, осциллирующего во времени (см., например, [6]), на наш взгляд, грубо ошибочно.

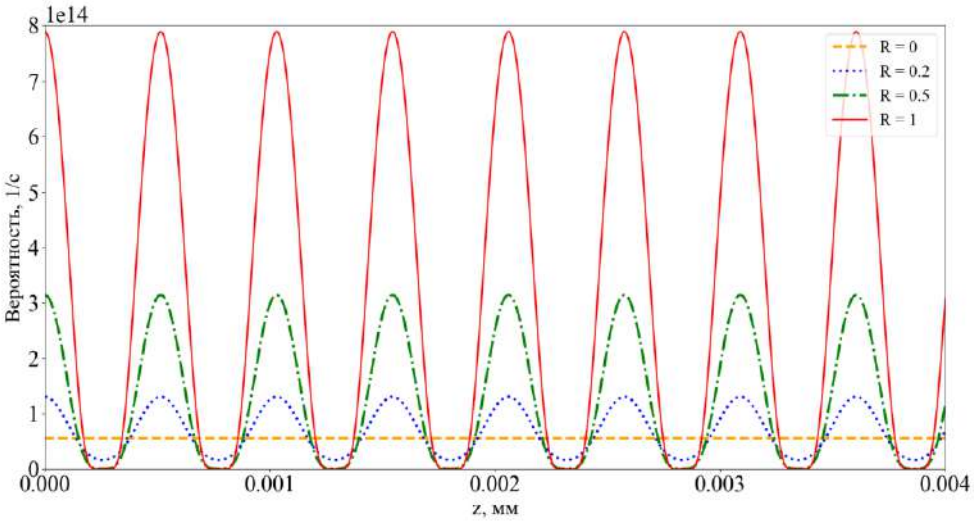


Рис. 3. Вероятности ионизации атома для излучения с пиковой интенсивностью 10^{14} Вт/см^2 для различных коэффициентов отражения *R*.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10076).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Shimotsuma et al. // Modern Phys. Lett. B. 2005. V. 19. P. 225.
2. Л.В. Келдыш // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1945.
3. A.M. Perelomov et al. // Sov. Phys. JETP. 1966. V.23. P.207.
4. A.V. Bogatskaya et al. // Photonics. 2023. V. 10. P. 515.
5. A.V. Bogatskaya et al. // Appl. Phys. A. 2025. V. 131. P. 79.
6. A. Rudenko et al. // Phys. Rev. Appl. 2023. V. 20. P. 064035.

Радиофотонный генератор на основе эффекта многочастотного затягивания на интегральный микрорезонатор

М.Л. Галкин[1,2], В.Е. Лобанов[2], А.Е. Шитиков[2], И.А. Биленко[2,3]
[1]*Сколковский институт науки и технологий, 121205, Москва, Россия*
[2]*Российский квантовый центр, 121205, Москва, Россия*
[3]*Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова 119991, Москва, Россия*
galkinmax1997@gmail.com

Область радиофотоники (также называемая микроволновой фотоникой) объединяет в себе генерацию и обработку радиочастотных сигналов с помощью оптических устройств. В настоящее время она представляет собой предмет значительного интереса и обширных исследований, направленных на обеспечение возможности использования компактных устройств для получения высокочастотных (ВЧ) стабильных сигналов [1-3]. Были предложены различные схемы радиофотонных генераторов. Например, прямое гетеродинирование обеспечивает широкий диапазон перестройки [4], однако такой подход не позволяет достичь низкого уровня фазовых шумов из-за некоррелированности излучения двух лазеров. Некоторые схемы оптоэлектронных генераторов нуждаются в опорном локальном ВЧ-генераторе [5] и других прецизионных электронных компонентах (для петли фазовой автоподстройки частоты и т.д.). Радиофотонные источники на основе оптических частотных гребёнок [6, 7] демонстрируют рекордно узкую ширину линии ВЧ сигнала, например, - 80 дБн/Гц при отстройке от несущей 1 кГц в [6], или даже -120 дБн/Гц при отстройке 1 кГц в [7], однако, обладают низкой эффективностью преобразования энергии из оптического в радиочастотный сигнал, а также принципиально неперестраиваемы.

Альтернативой является использование эффекта затягивания нескольких продольных мод лазера на моды внешнего пассивного высокодобротного резонатора (м). Эффект затягивания частоты ещё с середины прошлого века используется в радиотехнике для стабилизации излучения генераторов. Несколько позже он нашёл своё применение и в фотонике для улучшения спектральных характеристик лазерных источников (см. например, [8]).

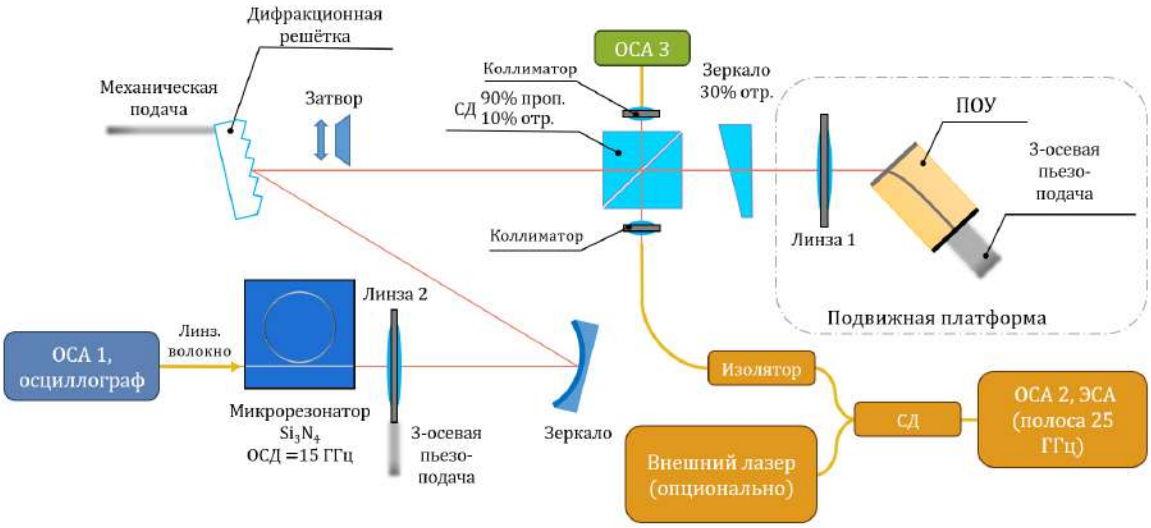


Рис. 1. Схема установки – радиофотонного генератора. ПОУ – полупроводниковый оптический усилитель с одним отражающим торцом («gain-chip»), ОСА – оптический спектроанализатор, ЭСА – электрический спектроанализатор, СД – светоделитель («проп.» - пропускание, «отр.» - отражение), ОСД – область свободной дисперсии (FSR).

В свою очередь, эффект многочастотного затягивания был продемонстрирован ранее в [9, 10] и отдельно подробно описан в [11], но генерация ВЧ-сигнала, а также непосредственное измерение фазового шума результирующего ВЧ-сигнала сгенерированного с использованием данного эффекта ещё не проводились. В нашей работы нам удалось реализовать такой метод генерации и детально исследовали характеристики генерируемого микроволнового сигнала.

Экспериментальная установка показана на рис. 1. В качестве накачки используется полупроводниковый оптический усилитель с одним отражающим торцом (ПОУ, называемый также «gain-chip»). Вместе с линзой и полупрозрачным (коэфф. отражения 30 %) клиновидным зеркалом ПОУ образует лазер Фабри-Перо (ФП) с перестраиваемой областью свободной дисперсии (ОСД, FSR). Для спектральной фильтрации применяется настраиваемая по углу наклона дифракционная решётка. В качестве внешнего резонатора используется интегральный кольцевой микрорезонатор (ИКМ) из нитрида кремния (Si_3N_4) с ОСД равной 15 ГГц и нагруженной добротностью $5{\cdot}10^6$. Как ПОУ, так и ИКМ независимо термостабилизируются.

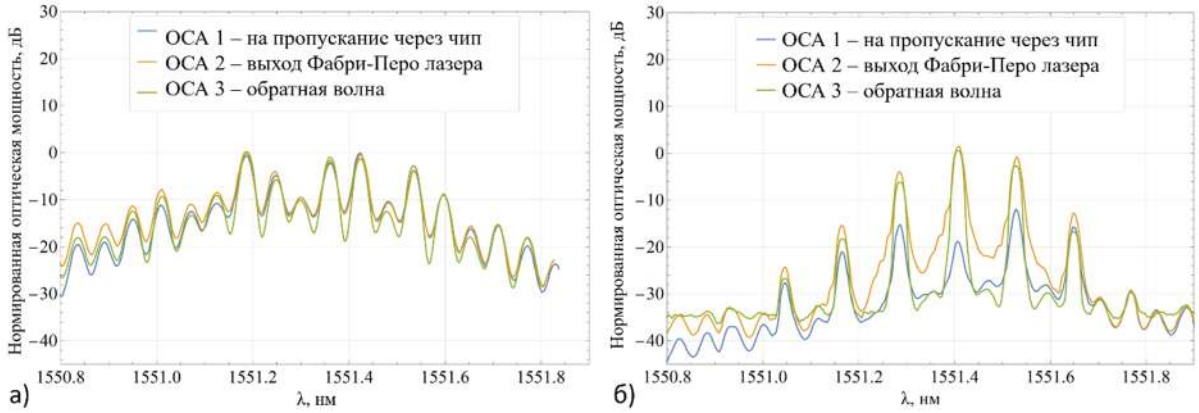


Рис. 2. а) Типичные оптические спектры генерации вне затягивания. Разность частот между соседними пиками составляет 7.5 ГГц. б) Типичные оптические спектры режима многочастотного затягивания. Разность частот между наиболее интенсивными пиками составляет 15 ГГц. Все три кривые на каждом рисунке были измерены одновременно с помощью ОСА 1-3.

Типичный оптический спектр режима многочастотного затягивания показан на рис. 2 (б), где различные кривые соответствуют трём точкам измерения оптического сигнала: на пропускание через чип с ИКМ, с выхода ФП-лазера и обратной волне от ИКМ (см. рис. 1). Ряд наиболее интенсивных максимумов в спектре имеют шаг 15 ГГц (≈ 0.12 нм). При этом промежуточные моды ФП-резонатора (ОСД которого составляет 7.5 ГГц ≈ 0.06 нм, см. рис. 2 (а)), располагающиеся между основными максимумами, существенно подавлены. Максимумы оранжевой кривой (ОСА 2, выход ФП-лазера) на 10-20 дБ выше затянутых мод, чем синей (ОСА 1, пропускание чипа с ИК М). Отсюда можно сделать вывод, что значительная часть нескольких (не менее 3) мод ФП-лазера резонансно рассеивается в ИКМ. Типичная суммарная выходная мощность на 2-ом выходе схемы составляет 2-3 мВт и ограничивается только мощностью используемого в качестве накачки ПОУ. При указанных значениях оптической мощности в нашем исследовании не наблюдалось никаких проявлений керровской нелинейности микрорезонатора, в том числе генерации оптических частотных гребёнок или других эффектов.

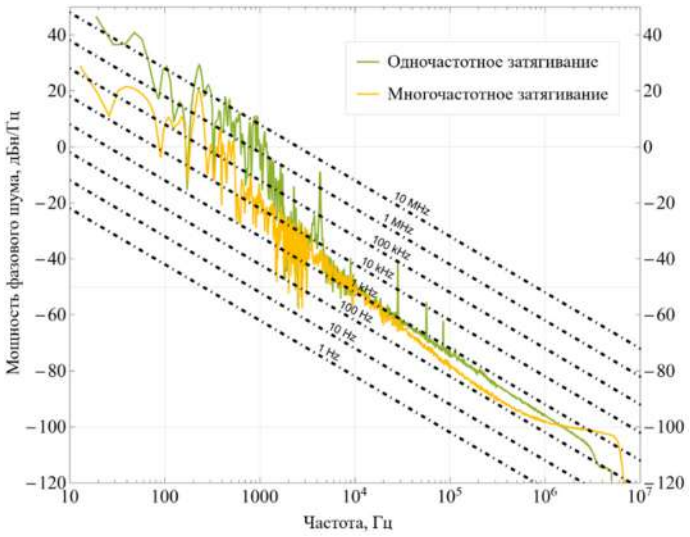


Рис. 3. Односторонняя спектральная плотность фазового шума: зелёная кривая – для одночастотного затягивания, измерено с помощью гетеродинирования с внешним лазером Toptica CTL; жёлтая кривая – для режима многочастотного затягивания, оптический спектр которого показан на рис. 2. Пунктирные линии на обоих рисунках – асимптоты, соответствующие разной лоренцевой ширине линии.

Также была измерена ширина линии сигнала биений: для одночастотного затягивания путём гетеродинирования с внешним узкополосным лазером Toptica CTL, а для многочастотного – посредством детектирования биений соседних частот друг с другом. Как видно из рис. 3, фазовый шум в режиме многочастотного затягивания ниже, чем у лазера при одночастотном затягивании, гетеродинированного с внешним лазером. Таким образом, фазовый шум в режиме многочастотного затягивания снижен по сравнению с режимом гетеродинирования двух узкополосных независимых лазеров.

Подводя итог, стоит сказать, что в данной работе впервые продемонстрирован генератор микроволнового ВЧ-сигнала на основе эффекта многочастотного затягивания на моды интегрального резонатора. В отличие от альтернативных методов, таких как оптические частотные гребёнки, наша установка обеспечивает сравнительно высокую эффективность преобразования энергии из оптического в радиочастотный сигнал благодаря прямой оптической накачке нескольких линий в активной среде ПОУ. Это открывает путь к созданию сравнительно мощного и компактного радиофотонного генератора.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации "Росатом" в рамках выполнения Дорожной карты "Квантовые вычисления" (контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Li et al. // Science. 2014. V. 345. No 6194. P. 309-313.
2. J. Wu et al. // Opt. Comm. V. 373. P. 44-52.
3. D. Marpaung, J. Yao, and J. Capmany // Nature Phot. 2019 V. 13. No 2. P. 80-90.
4. J. Hulme et al. // Opt. Expr. 2018. V. 25. No 3. P. 2422-2431.
5. J. Yao. Journal of Lightwave Technol. 2022. V. 40. No 20. P. 6595-6607.
6. W. Weng et al. // Science Adv. 2020. V. 6. No 39, P. 2807.
7. W. Liang et al. // Nat. Comm. 2015. V. 6. No 1. P. 7957.
8. N.M. Kondratiev et al. // Frontiers of Phys. 2023. V. 18, No 2. P. 21305.
9. R.R. Galiev et al. // Opt. Expr. 2018. V 26. No 23. P. 30509-30522.
10. M.L. Galkin et al. // Opt. Continuum. 2024. V. 3. No 6. P. 948-961.
11. A.N. Danilin et al. // Opt. Lett. 2023. V. 48. No 22. P. 5972 -5975.

Интерференционная методика разделения компонент фотоиндуцированных решеток в фоторефрактивных кристаллах

И.Г. Даденков[1], А.В. Новицкая[1], А.Л. Толстик[1], Ю.И. Миксюк[2], К.А. Саечников[2]
[1]*Белорусский государственный университет, Беларусь, Минск*
[2]*Белорусский государственный педагогический университет, Беларусь, Минск*
dadenkov.ivan@gmail.com

Фоторефрактивные кристаллы нашли свое применение в большом количестве применений когерентной оптики и оптической обработки информации, поскольку сам по себе эффект фоторефракции связан с перераспределением носителей заряда внутри кристалла и возникновением внутреннего поля, которое приводит к изменению показателя преломления. Этот эффект является обратимым, что позволяет фоторефрактивному кристаллу с течением времени возвращаться к своему первоначальному состоянию и многократно записывать информацию без потери качества. Фоторефрактивные кристаллы семейства силленитов (силикат висмута: $Bi_{12}SiO_{20}$, титанат висмута: $Bi_{12}TiO_{20}$, германат висмута $Bi_{12}GeO_{20}$) по своей энергетической структуре являются широкозонными полупроводниками с шириной запрещенной зоны более 3 эВ. Однако данные кристаллы обладают высокой чувствительностью к излучению в видимой и ближней инфракрасной области спектра, поскольку в них присутствует большое количество различных примесей и структурных дефектов, приводящих к возникновению ловушечных уровней в запрещенной зоне [1]. Времена жизни ловушечных уровней находятся в достаточно широком диапазоне: от микросекунд до секунд и даже часов [2], что позволяет использовать данные кристаллы в устройствах оптической памяти, системах обработки световых полей в реальном времени, системах хранения и передачи информации, при создании управляемых элементов адаптивной оптики, а также в голографической интерферометрии, включая измерения амплитуд колебаний в субнанометровом диапазоне [3].

Наряду с фоторефрактивным эффектом в кристаллах силленитов наблюдается фотохромный эффект, который приводит к изменению коэффициента поглощения. При импульсной записи динамических решеток проявляются как фоторефрактивный, так и фотохромный эффект, который приводит к записи амплитудных и фазовых голограмм в кристалле. При считывании полученных решеток дифрагированный луч от амплитудной решетки совпадает по направлению с дифрагированным на фазовой решетке, что затрудняет определение вклада каждого из эффектов в дифракционную эффективность и динамику решетки. Для разделения компонент был предложен метод интерференции на дополнительном когерентном сигнале – гомодине. Суть метода состоит в том, что если в сигнале присутствуют две компоненты с разными фазовыми составляющими, то благодаря интерференции с фазовоуправляемым сигналом можно усиливать или ослаблять нужную компоненту. Другими словами, если на приемник сигнала падают три волны с амплитудами E_1, E_2, E_3 и фазами φ_1, φ_2, φ_3 то результирующий сигнал их интерференции можно представить в виде:

$$I = |E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2 + 2\sqrt{|E_1|^2|E_2|^2}\cos(\varphi_1 - \varphi_2) + 2\sqrt{|E_1|^2|E_3|^2}\cos(\varphi_1 - \varphi_3) + 2\sqrt{|E_2|^2|E_3|^2}\cos(\varphi_2 - \varphi_3). \quad (1)$$

Изменяя фазу φ_1 можно добиться того, что один из косинусов будет равен 0, в то время как второй косинус будет принимать одно из двух ненулевых значений, а разность φ_2-φ_3 всегда будет оставаться постоянной и зависеть только от фаз сформированных решеток. Поочередно записывая два таких сигнала и вычитая один из другого можно

выделить один из интересующих сигналов и определить его временные и амплитудные характеристики.

Ранее было замечено [4], что в кристаллах силиката висмута в условиях записи динамических решеток наносекундными импульсами формируются две решетки с временами жизни, отличающимися на несколько порядков и имеющими разные характеры проявления. Это и послужило идеей исследования фазовых характеристик формируемых решеток при помощи дополнительного когерентного фона (гомодина). Для реализации метода была предложена схема экспериментальной установки, представленная на рисунке 1.

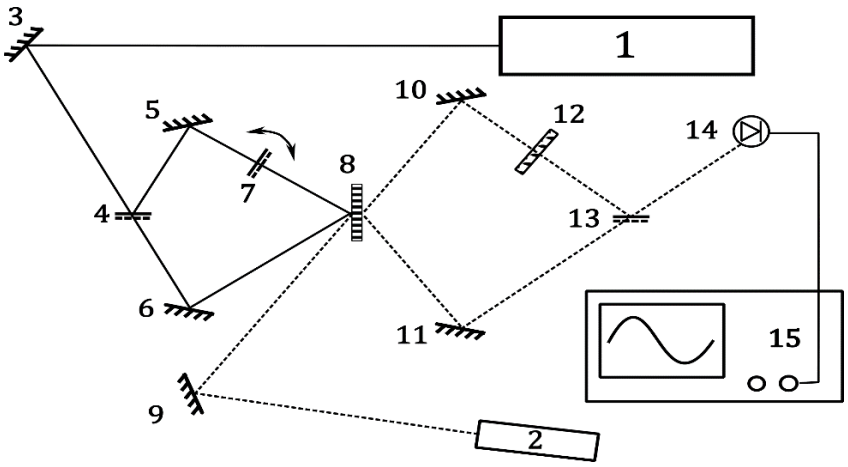


Рис. 1. Схема экспериментальной установки, где 1 – импульсный Nd:YAG лазер; 2 – непрерывный гелий-неоновый лазер; 3, 5, 6, 9, 10, 11 – глухие зеркала; 4 – полупрозрачное зеркало; 7 – тонкая стеклянная пластина; 8 – кристалл силиката висмута; 12 – нейтральный светофильтр; 13 –стеклянная пластинка; 14 – фотоприемник; 15 – цифровой осциллограф

Излучение второй гармоники импульсного Nd:YAG лазера 1 при помощи зеркала 3 направляется на полупрозрачное зеркало 4, создающее два пучка, которые зеркалами 5 и 6 собираются на кристалле 8, записывая динамическую решетку. На пути одного из пучков располагается тонкая стеклянная пластинка 7 на вращающемся держателе для управления фазой волны φ_1, участвующей в записи решетки. Для восстановления решетки использовалось излучение непрерывного гелий-неонового лазера 2, которое направлялось на кристалл зеркалом 9 под углом Брэгга. Прошедшее излучение с постоянной интенсивностью и дифрагированный динамически изменяющийся сигнал при помощи зеркал 10 и 11 сводились вместе и направлялись на фотоприемник 14 с помощью стеклянной пластинки 13. На пути распространения прошедшего пучка дополнительно устанавливался светофильтр 12 для оптимизации соотношения интенсивностей импульсного дифрагированного и непрерывного прошедшего пучков. На экране цифрового осциллографа 15 фиксировалась динамика сигнала дифракции на фоне непрерывного излучения, при этом за счет изменения фазы φ_1 появляется возможность выделения вкладов различных компонент динамической решетки.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.П. Петров и др.“Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике” СПб.: Наука, 1992.

2. Х.К. Ханон и др. // Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика, 2012, №2. С. 3-7.

3. A.A. Kamshilin et al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. 031101.

4. I.G. Dadenkov et al. // Optics and Spectroscopy. 2020. V. 9. pp. 1401-1406.

Формирование оптической частотной гребенки в акустооптической системе с обратной связью при воздействии двух близких частот

Е.А. Дьяконов, С.Н. Манцевич
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
ead1989@gmail.com

Оптические частотные гребенки, то есть излучение со спектром, состоящим из большого числа равноотстоящих линий, представляют значительный интерес для применения в фотонике и спектроскопии [1]. Как показано в работе [2], одним из способов формирования оптической частотной гребенки является акустооптическая система с обратной связью по оптическому излучению (рис. 1). Преобразование монохроматического лазерного излучения в частотную гребенку в данном случае происходит за счет того, что акустооптическое взаимодействие всегда сопровождается сдвигом частоты оптического излучения на величину, равную частоте управляющего ультразвукового сигнала. Выходное излучение со сдвинутой (относительно исходного) частотой подается вновь на вход прибора, в результате чего получается очередная линия оптической гребенки. Этот процесс многократно повторяется. Суммарная ширина получаемого спектра определяется шириной полосы брэгговского синхронизма, в которой возможно эффективное акустооптическое взаимодействие.

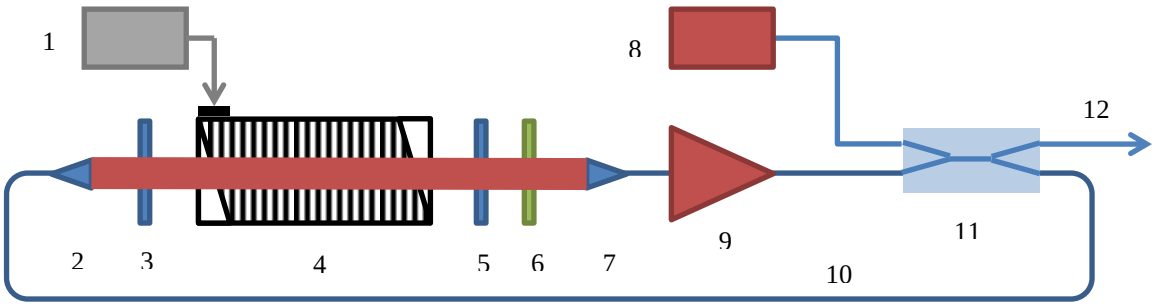


Рис. 1. Схема акустооптической системы с обратной связью: 1 – источник управляющего электрического сигнала, 2, 7 – коллиматоры, 3, 5 – скрещенные поляризаторы, 6 – фазовая пластинка λ/2, 8 – лазер, 9 – оптический усилитель, 10 – оптическое волокно, 11 – оптический разветвитель, 12 - выход.

В случае, если на акустооптическую ячейку подается ультразвуковая волна, частотный спектр которой содержит две близких составляющих, процесс становится более сложным. В работе [3] экспериментально показано, что выходное оптическое излучение при этом имеет характер импульсов, частота которых соответствует разности частот гармоник управляющего сигнала. Это можно объяснить появлением в спектре оптической гребенки большого количества комбинационных частот и сложением соответствующих колебаний. Целью настоящей работы является расчет результирующего спектра в описанном случае.

Прежде чем рассматривать систему с обратной связью, надо решить задачу об акустооптическом взаимодействии при наличии в ячейке двух ультразвуковых волн с разными частотами. Амплитуды оптических волн при этом описываются уравнениями:

$$\begin{aligned}
&dC_0/dy = -(\Gamma_1/2l)\exp\left(-iR_1 y/l + i\Phi_1\right)C_1 - (\Gamma_2/2l)\exp\left(-iR_2 y/l + i\Phi_2\right)C_2 \\
&dC_1/dy = (\Gamma_1/2l)\exp\left(iR_1 y/l - i\Phi_1\right)C_0 \\
&dC_2/dy = (\Gamma_2/2l)\exp\left(iR_2 y/l - i\Phi_2\right)C_0 \\
&C_0(0) = 1, C_{1,2}(0) = 0,
\end{aligned} \tag{1}$$

где y – координата вдоль направления распространения волн, l – длина области акустооптического взаимодействия, C_0 – комплексная амплитуда волны, проходящей через ячейку, $C_{1,2}$ – комплексные амплитуды двух волн, дифрагированных на обеих спектральных компонентах ультразвука, $\Gamma_{1,2}$, $R_{1,2}$, $\Phi_{1,2}$ – коэффициент связи, расстройка, начальная фаза каждой из этих компонент (выражения для них соответствуют обозначениям, принятым в работе [2]).

Как известно из литературы [4], система (1) в общем случае не имеет точного аналитического решения. Поэтому здесь мы воспользуемся тем, что на вход ячейки подаются две очень близкие частоты ультразвука (например, в эксперименте, описанном в работе [3], полоса брэгговского синхронизма составляла 850 кГц, а частоты гармонических составляющих ультразвука отличались на единицы кГц). Поэтому можно полагать, что зависимость эффективности дифракции от расстройки достаточно слабая, и формально приписать обеим компонентам одинаковую расстройку R_{eff}, рассчитанную для некоторой частоты f_{eff}, промежуточной между f_1 и f_2. При этом теряется информация о фазовых соотношениях между взаимодействующими волнами, что является основным ограничением использованного приближения.

Если в систему уравнений (1) подставить соотношения $R_1 = R_2 = R_{\text{eff}}$, $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$, то она легко решается аналитически, и для эффективностей дифракции на каждой из волн получается:

$$I_{1,2} = \left|C_{1,2}(l)\right|^2 = \frac{\Gamma_{1,2}^2}{4}\operatorname{sinc}^2\left(\frac{A}{2}\right), \text{ где } A = \sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + R_{\text{eff}}^2}\,. \qquad (2)$$

Видно, что сумма эффективностей дифракции на обеих спектральных компонентах ультразвука I_1+I_2 будет равна эффективности дифракции, которая получилась бы при наличии в ячейке всего одной ультразвуковой волны с коэффициентом связи $\Gamma = \sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2}$ (что соответствует суммарной мощности обеих волн) и расстройкой R_{eff}. Иначе говоря, эффективность дифракции «расщепляется» по компонентам оптического спектра в той же пропорции, что и мощность ультразвука – по компонентам радиочастотного спектра. Этот результат является тривиальным в приближении малой эффективности дифракции (Γ<<1), однако здесь это условие не ставилось. В данном случае, коэффициент связи может быть сколь угодно большим. Главное, чтобы частоты ультразвуковых волн были очень близки, чтобы можно было приписать им одинаковую расстройку.

Выбор конкретного значения f_{eff} для нахождения расстройки не следует из уравнений связанных волн и должен определяться каким-то дополнительным критерием. Как будет показано далее, в данном случае оправданно положить

$$f_{\text{eff}} = \frac{\Gamma_1^2 f_1 + \Gamma_2^2 f_2}{\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2}\,, \qquad (3)$$

т.е. эффективное значение частоты управляющего сигнала как бы «тяготеет» в сторону более мощной из двух его компонент.

Перейдем к рассмотрению процесса размножения спектральных линий оптической гребенки в акустооптической системе с обратной связью аналогично тому, как это было описано в работе [2] в случае гармонической ультразвуковой волны. Для определенности рассматриваем дифракцию в +1-й порядок.

Пусть на первом проходе падающий свет имеет частоту f_{laser} и интенсивность $I^{(0)}$=1. Если ультразвук является гармоническим, то излучение, прошедшее через акустооптическую ячейку и усилитель, будет содержать одну спектральную линию с частотой f_{laser}+f и интенсивностью $I^{(1)}$= $(\Lambda\sigma)^2(\Gamma/2)^2\operatorname{sinc}^2(A^{(1)}/2)$, где Λ, σ – коэффициенты оптического усиления и потерь в петле обратной связи. Расстройка $R^{(1)}$, входящая в

коэффициент $A^{(1)}$, рассчитывается исходя из частоты световой волны f_{laser} и частоты ультразвука f. На втором проходе процесс повторится, в результате чего получится следующая спектральная линия с частотой $f_{\text{laser}}+2f$ и интенсивностью $I^{(2)}=(\Lambda\sigma)^4(\Gamma/2)^4\text{sinc}^2(A^{(1)}/2)\text{sinc}^2(A^{(2)}/2)$, где расстройка $R^{(2)}$ рассчитывается исходя из частоты световой волны $f_{\text{laser}}+f$ и частоты ультразвука f. В результате, на n-м проходе к спектру оптической гребенки будет добавляться линия с частотой и интенсивностью:

$$f^{(n)} = f_{laser} + nf$$

$$I^{(n)} = (\Lambda\sigma)^{2n}\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^{2n}\prod_{k=1}^{n}\text{sinc}^2\left(\frac{A^{(k)}}{2}\right). \quad (4)$$

В случае двухчастотного ультразвука на первом проходе возникнет две спектральных линии на частотах $f_{\text{laser}}+f_{1,2}$ (см. рис. 2). В силу выражения (2), их интенсивности будут пропорциональны мощностям ультразвуковых волн на частотах $f_{1,2}$, а сумма интенсивностей будет равна интенсивности $I^{(1)}$, которая получилась бы при дифракции на одночастотном ультразвуке суммарной мощности.

На втором проходе спектральная компонента с частотой $f_{\text{laser}}+f_1$ даст спектральные компоненты с частотами $f_{\text{laser}}+2f_1$ и $f_{\text{laser}}+f_1+f_2$, а спектральная компонента с частотой $f_{\text{laser}}+f_2$ – в свою очередь, частоты $f_{\text{laser}}+f_1+f_2$ и $f_{\text{laser}}+2f_2$. Видно, что спектральная компонента с частотой $f_{\text{laser}}+f_1+f_2$ может появиться двумя путями – при дифракции на частоте f_1 на первом проходе, а затем f_2 на втором проходе, и наоборот – при дифракции сначала на частоте f_2, а затем f_1. Поскольку оба процесса происходят независимо, эти интенсивности складываются (строго говоря, следовало бы складывать амплитуды волн с учетом фазы, т.к. частота обеих волн одинакова. Но в силу приближенного решения системы уравнений (1), не позволяющего определить фазу взаимодействующих волн, здесь они рассматриваются как некогерентные). При этом, повторно применяя выражение (2), можно убедиться, что сумма интенсивностей всех трех спектральных компонент после второго прохода будет равна $I^{(2)}$.

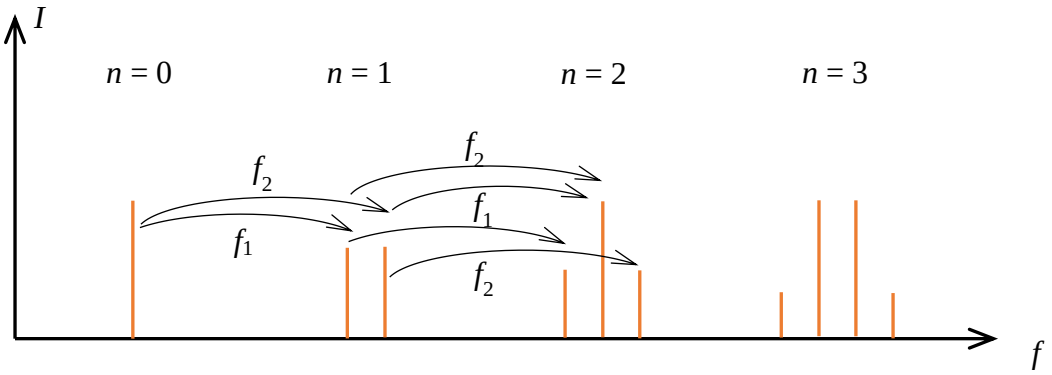


Рис. 2. Взаимосвязь между спектральными линиями формируемой оптической частотной гребенки.

Повторяя данное рассуждение, приходим к выводу, что на n-м проходе к спектру оптической гребенки будет добавляться не одна линия (как было в случае одночастотного ультразвука), а (n+1) линий с близкими частотами:

$$f_k^{(n)} = f_{\text{laser}} + kf_1 + (n-k)f_2,\ k = 0\ldots n, \quad (5)$$

интенсивность каждой из которых будет равна

$$I_k^{(n)} = I^{(n)}\frac{\binom{n}{k}\Gamma_1^{2k}\Gamma_2^{2(n-k)}}{(\Gamma_1^2+\Gamma_2^2)^n}, \quad (6)$$

где $I^{(n)}$ – интенсивность соответствующей спектральной линии (4) при дифракции на одночастотном ультразвуке с мощностью, равной сумме мощностей обеих частотных компонент, а $\binom{n}{k}$ – биномиальный коэффициент, определяющий число возможных комбинаций процессов дифракции на частотах f_1 и f_2, которые приводят к появлению данной линии в результирующем спектре.

В выражении (6) можно избавиться от биномиальных коэффициентов, если воспользоваться теоремой Муавра-Лапласа и приближенно заменить биномиальное распределение на функцию Гаусса:

$$I_k^{(n)} = I^{(n)} \sqrt{\frac{\Gamma_1^2+\Gamma_2^2}{\pi\, n\Gamma_1\Gamma_2}} \exp\left(-\frac{(kf_1+(n-k)f_2-nf_{\text{eff}})^2}{(f_2-f_1)^2} \frac{n\Gamma_1\Gamma_2}{(\Gamma_1^2+\Gamma_2^2)} \right), \qquad (7)$$

где значение f_{eff} определяется выражением (3). Как видно, максимум огибающей интенсивностей спектральных линий находится на частоте $f_{\text{laser}}+nf_{\text{eff}}$, то есть там, где находилась бы n-я спектральная линия оптической гребенки при дифракции на одночастотном ультразвуке с частотой f_{eff} (см. рис. 3). Поэтому именно это значение частоты целесообразно использовать при расчете расстроек, входящих (через посредство коэффициентов $A^{(k)}$) в выражение (4).

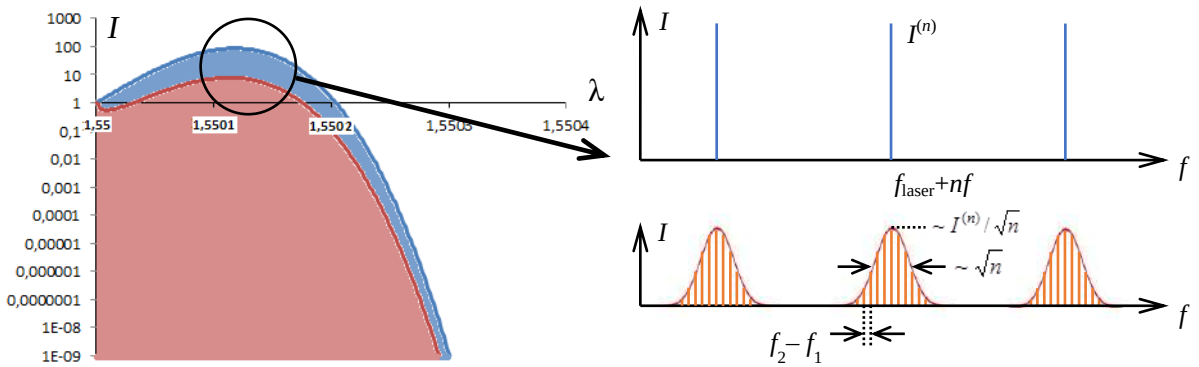


Рис. 3. Слева: синяя кривая – одиночная гребенка, красная кривая – двойная гребенка при соотношении мощностей ультразвуковых волн 1:1. Справа: график, поясняющий взаимосвязь спектральных линий (не в масштабе).

Таким образом, при дифракции на двухчастотном ультразвуке оптическая гребенка имеет такой же вид, как при одночастотном, но каждая n-я линия распадается на (n+1) близких линий, частотный интервал между которыми равен $f_2 - f_1$, сумма интенсивностей равна интенсивности линии соответствующей одиночной гребенки, а огибающая есть функция Гаусса. Для расчета эквивалентной одиночной гребенки следует принимать частоту ультразвука, равную f_{eff}, и мощность, равную суммарной мощности обеих ультразвуковых волн.

Работа поддержана грантом РНФ № 23-12-00057.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Fortier, E. Baumann // Commun. Phys. 2019. V. 2. Art. No. 153.
2. S.N. Mantsevich, A.S. Voloshin, K.B. Yushkov // Phys. Rev. A. 2019. V. 100. Art. No. 013829.
3. A.S. Voloshin, S.N. Mantsevich // Optics Letters. 2022. V. 47. No. 17. P. 4540.
4. F.W. Windels, V.I. Pustovoit, O. Leroy // Ultrasonics. 2000. V. 38. No. 1-8. P. 586.

Дисперсионные ударные волны и асимптотическая интегрируемость

А.М. Камчатнов
Институт спектроскопии РАН
kamchatnov@gmail.com

В предлагаемой лекции будут обсуждаться нелинейные волновые структуры, привлекшие большое внимание в последнее время – дисперсионные ударные волны. Будет дан обзор их наблюдений в природе и на эксперименте. Теоретические описание дисперсионных ударных волн позволит ввести новое важное понятие «асимптотической интегрируемости» нелинейных волновых уравнений. Будут приведены основные приложения этого понятия к теории дисперсионных ударных волн и к динамике солитонов, движущихся по неоднородному и зависящему от времени крупномасштабному фону [1-4].

ЛИТЕРАТУРА

1. A. M. Kamchatnov, Dispersive shock wave theory for nonintegrable equations // Phys. Rev. E. 2019. V. 99, P. 012203.
2. A. M. Kamchatnov, Theory of quasi-simple dispersive shock waves and number of solitons evolved from a nonlinear pulse // Chaos. 2020. V. 30, P. 123148.
3. A. M. Kamchatnov, Asymptotic theory of not completely integrable soliton equations // 2023. Chaos. V. 33, P. 093105.
4. A.M. Kamchatnov, Asymptotic integrability and Hamilton theory of soliton motion along large-scale background waves // 2025. Phys. Rev. E. V. 111, P. 014202.

Лазерное охлаждение механического осциллятора в системе с комбинацией оптомеханических связей

А.В. Карпенко[1], М.С. Коробко[2], С.П. Вятчанин[1,3]
[1] *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*
[2] *Институт лазерной физики & Центр оптических квантовых технологий, Университет Гамбурга, Гамбург, Германия*
[3] *Центр квантовых технологий, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

E–mail: *alkarpenko_1999@mail.ru*

Оптомеханика [1] изучает разнообразные взаимодействия между оптическими и механическими степенями свободы. Оптомеханика позволяет изучать квантовые свойства света и материи, в том числе охлаждение макроскопических осцилляторов до их квантового основного состояния [2], оптомеханическое сжатие квантовых флуктуаций света [3], квантовую запутанность между оптическими и механическими степенями свободы [4], а также между пространственно разделенными механическими осцилляторами [5]. Учет оптомеханических эффектов играет ключевую роль в прецизионных измерениях в детекторах гравитационных волн [6].

Обычно используют два вида оптомеханической связи: дисперсионную и диссипативную. Связь, при которой смещение механического тела изменяет собственные частоты оптического резонатора, называется дисперсионной. В резонаторе Фабри-Перо роль такого тела может играет одно из торцевых зеркал. При диссипативной связи смещение механического тела изменяет ширину частотной полосы резонатора, то есть связь резонатора с внешним миром. В резонаторе Фабри-Перо такую связь можно реализовать, если одно из зеркал заменить системой, коэффициент прозрачности которой будет зависеть от положения пробной массы.

В данной работе мы исследуем системы, в которых реализуется комбинация обеих оптомеханических связей. В предшествующей работе [7] мы показали, что в системах с комбинацией связей появляется оптическая жесткость, что даёт возможность использовать их для лазерного охлаждения макроскопических механических осцилляторов [2]. Получить такую комбинацию можно с помощью интерферометра Майкельсона-Саньяка (ИМС). В данной работе предлагается конфигурация ИМС с несимметричным светоделителем (см. Рис. 1).

Обычно несбалансированный светоделитель рассматривается как помеха в интерферометрических экспериментах, что было показано, например, в [8]. В нашей схеме мы используем этот дисбаланс для оптимизации комбинации диссипативной и дисперсионной связей с целью повышения их силы. Мы исследуем эту комбинацию связей и показываем, как она может быть использована для лазерного охлаждения механического осциллятора даже при резонансной накачке, что нехарактерно для систем с чистой дисперсионной связью. Мы рассматриваем две различные конфигурации, в которых резонатор формируется для пучка накачки (power-recycling) и для сигнала (signal-recycling) (см. Рис. 1), сравниваем их характеристики и находим оптимальные рабочие точки. Мы показываем, что большой дисбаланс светоделителя позволяет резко увеличить оптическую жесткость системы, что, в свою очередь, позволяет увеличить охлаждение механического осциллятора.

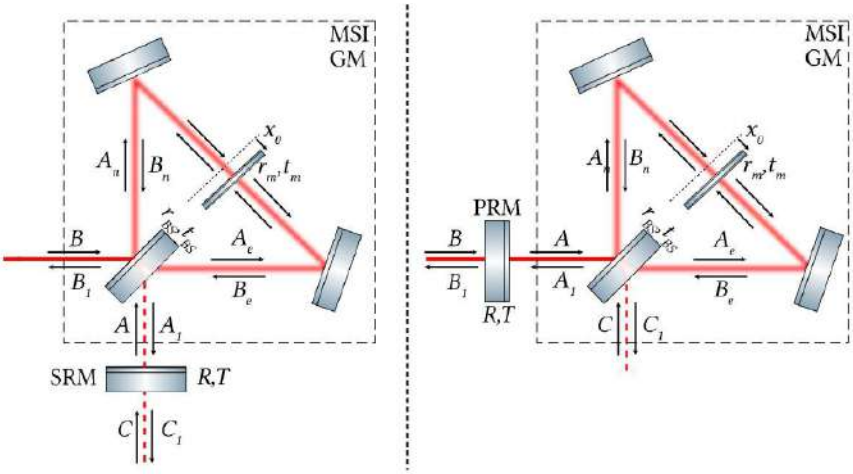


Рис. 1. Резонатор с SRM (слева) и резонатор с PRM (справа). Интерферометр Майкельсона-Саньяка с подвижным зеркалом M является обобщенным зеркалом резонатора Фабри-Перо. Центральный светоделитель может быть несбалансированным и иметь амплитудные коэффициенты отражения и пропускания r_{BS}, t_{BS}. Частично пропускающее подвижное зеркало (M) перемещается под воздействием тепловых флуктуаций и сил давления электромагнитного излучения. Его среднее смещение x_0 от центра интерферометра задает соотношение между диссипативной и дисперсионной оптомеханическими связями. Выходной сигнал C_1 содержит информация о движении пробной массы и может быть считана с помощью гомодинного детектора.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Aspelmeye M. / M. Aspelmeyer, T. Kippenber, F.* Marquardt. Cavity optomechanics // Rev. Mod. Phys. — 2014. — T. 86, no. 4 — P. 1391–1452.

2. *Bhattacharya M. / M. Bhattacharya, P. Meystre.* Trapping and Cooling a Mirror to Its Quantum Mechanical Ground State // Phys. Rev. Lett. — 2007. — T. 99, no. 7. — P. 073601.

3. *Purdy T. P. / T. P. Purdy, P. L. Yu, R. W. Peterson, N. S. Kampel, C. A. Regal.* Strong Optomechanical Squeezing of Light // Phys. Rev. X — 2013. — T.3, no. 3. — P. 031012.

4. *Vitali D. / D. Vitali, S. Gigan, A. Ferreira, H. R. Böhm, P. Tombesi, A. Guerreiro, V. Vedral, A. Zeilinger, M. Aspelmeyer*. Optomechanical Entanglement between a Movable Mirror and a Cavity Field // Phys. Rev. Lett. — 2007. — T. 98, no. 3. — P. 030405.

5. *Hartmann M. J. / M. J. Hartmann, M. B. Plenio*. Steady State Entanglement in the Mechanical Vibrations of Two Dielectric Membranes // Phys. Rev. Lett. — 2008. — T. 101, no. 20. — P. 200503.

6. *Kimble H. J. / H. J. Kimble, Y. Levin, A. B. Matsko, K. S. Thorne, S. P. Vyatchanin*. Conversion of conventional gravitational-wave interferometers into quantum nondemolition interferometers by modifying their input and/or output optics // Phys. Rev. D — 2001. — T. 65, no. 2. — P. 022002.

7. *Karpenko A. / A. Karpenko, S. P. Vyatchanin*. Combination of dissipative and dispersive coupling in the cavity optomechanical systems // Phys. Rev. A — 2022. — T. 105, no. 6. — P. 063506.

8. *Sawadsky A. / A. Sawadsky, H. Kaufer, R. Nia, S. Tarabrin, F. Khalili, K. Hammerer, R. Schnabe*l. Observation of Generalized Optomechanical Coupling and Cooling on Cavity Resonance // Phys. Rev. Lett. — 2015. — T. 114, no. 4. — P. 043601.

Самофокусировка в режиме релятивистского самозахвата лазерного пучка

В.Ф.Ковалев
ИПМ им М.В. Келдыша РАН
vfkvvfkv@gmail.com

В лекции рассматривается уникальный режим самофокусировки –релятивистский самозахват (РСЗ) электромагнитного пучка в плазме, при котором возможна реализация каналированного распространения лазерного света на большие расстояния, что прежде всего важно для эффективного ускорения электронов в образующейся плазменной каверне. Представлен теоретико-аналитический подход, опирающийся на учет релятивистской массы электрона и электронной кавитации в плазме, описывающий световой и плотностной каналы в плазме, и позволяющий сформулировать условия согласования лазерно-плазменных параметров для реализации РСЗ. Нахождение этих условий выполнено для широкого, практически востребованного диапазона лазерных интенсивностей, от малых значений, обсуждаемых в пионерских работах по самофокусировке, до современных ультрарелятивистских значений. Представленный теоретико-аналитический подход, подтверждается численным моделированием и рядом экспериментальных фактов. Даются примеры использования режима РСЗ для радиационно-ядерных приложений.

1. V. Yu. Bychenkov, M. G. Lobok, V. F. Kovalev, A. V. Brantov // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 124004.
2. В. Ю. Быченков, В. Ф. Ковалев // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 120. С. 346.
3. В. Ф. Ковалев, В. Ю. Быченков // ЖЭТФ. 2025. Т. 167. ВЫП. 6. С. 749.

Динамика импульсов в неоднородном световоде с осциллирующей дисперсией

А. С. Абрамов, В. А. Лапин, П. П. Миронов
Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы, Ульяновский государственный университет
aleksei_abramov@mail.ru; lva2013@yandex.ru; museum73@rambler.ru;

Поиск новых способов получения оптических ультракоротких импульсов (УКИ) и управления их параметрами является одной из ключевых задач современной лазерной физики. Эти импульсы обладают уникальными характеристиками: высокой пиковой мощностью, широкой полосой частот и крайне малым временем длительности. Благодаря этому УКИ находят применение во множестве областей науки и техники [1]. Высокая концентрация энергии, широкополосный оптический спектр и чрезвычайно короткое время светового излучения, присущие таким импульсам [2] делают их очень интересными для многих приложений, таких как обработка и модификация материалов, лазерная микро- и наноструктурирование материалов, ядерные и ускорительные технологии и др. [1, 3, 4].

Все расчеты, приводимые в работе, основаны на распространенной и хорошо исследованной модели временной огибающей волнового пакета, описываемой уравнением вида НУШ [2, 5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i\frac{d_2(z)}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{d_3(z)}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + iR|A|^2 A = gA, \tag{1}$$

В работе рассматривались типы дисперсии следующего вида [6]:

$$d_{2,3}(z) = d_{2,3}(0)\left(1 + m\begin{Bmatrix} \sin(2\pi z / L_n + \varphi) \\ 4/L_n \left\| \lfloor (z+\varphi - L_n/4)/L_n \rfloor - L_n/2 \right| - d_{2,3}(0) \\ \operatorname{sgn}(\sin(2\pi z / L_n + \varphi)) \\ 2\left((z+\varphi)/L_n - \lfloor 1/2(+z+\varphi)/L_n \rfloor\right) \end{Bmatrix}\right), \tag{2}$$

где L_n – период модуляции, φ – начальная фаза, m – глубина модуляции.

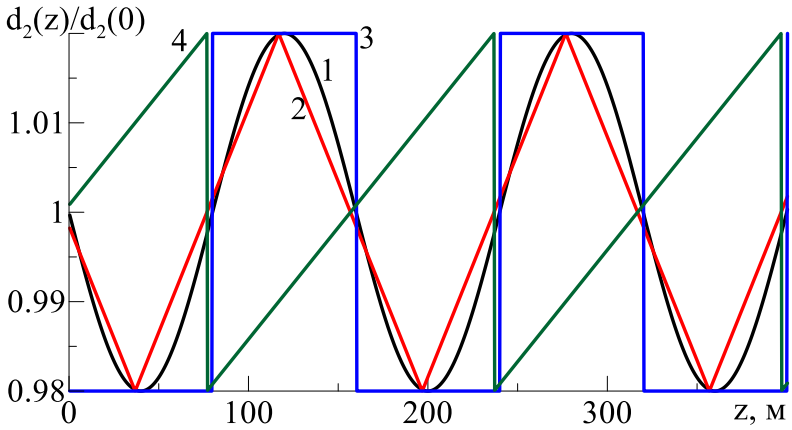


Рис. 1. Продольные зависимости нормированной на величину амплитуды дисперсии, номера кривых соответствуют зависимостям из выражения (2) сверху вниз.

При этом рассматривался входной импульс вида:

$$A(0,\tau) = \sqrt{P_0}\,\operatorname{sech}(\tau/\tau_0), \tag{1.3}$$

обладающий начальной длительностью τ_0=1.16·10^{-12} с, и мощностью P_0=15.5 Вт.

На **рис. 2** приводятся временные профили импульсов при различных значениях продольной координаты z, профили импульса. Приведенные зависимости получены путем численного решения уравнения (1) методом SSF (Фурье расщепления по физическим факторам) [2, 7]. Для расчетов выбирались следующие значения параметров световода: ДГС 2ого $d_{20} = -1.276 \cdot 10^{-26}$ с^2/м и $d_{30} = -7.61 \cdot 10^{-41}$ с^3/м третьего порядков, их глубины модуляции $d_{2m} = 0.02$ и $d_{3m} = 0.95$, период дисперсии был выбран $L_n = 160$ м, начальная фаза $\varphi = \pi$, параметр нелинейности $R = 8.2 \cdot 10^{-3}$ (Вт·м)$^{-1}$.

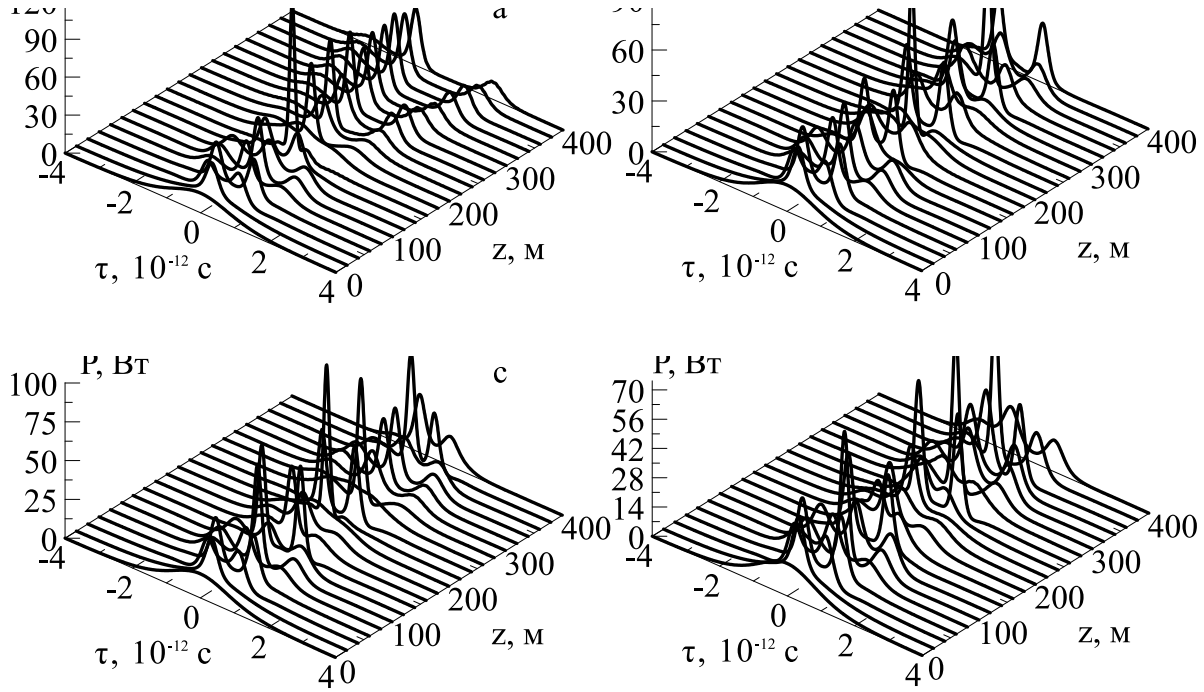


Рис. 2. Временные профили импульсов при различных значениях продольной координаты.

Из приведенных зависимостей видно, что происходящее вначале сжатие импульса сменяется его расщеплением, что может быть использовано для создания систем управления лазерным излучением. Видно при этом, что наибольшее разделением происходит при выборе синусоидального профиля дисперсии.

Работа выполнена при поддержке РНФ в рамках научного проекта № 25-22-20080.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reid D.T., Heyl C.M., Thomson R.R., Trebino R., Steinmeyer G., Fielding H.H., Holzwarth R., Zhang Z., Del'Haye P., Südmeyer T., Mourou G., Tajima T., Faccio D., Harren F.J.M., Cerullo G. *J. Opt.* **18** (9), 093006 (2016).
2. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (Elsevier, 2013).
3. Kalaycioglu H., Elahi P., Akcaalan O., Ilday F.O. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24** (3), 1 (2018).
4. Veisz L., Schmid K., Tavella F., Benavides S., Tautz R., Herrmann D., Buck A., Hidding B., Marcinkevicius A., Schramm U., Geissler M., Meyer-ter-Vehn J., Habs D., Krausz F. *Comptes Rendus Phys.* **10** (2–3), 140 (2009).
5. Zolotovskii I.O., Lapin V.A., Sementsov D.I., Fotiadi A.A., Popov S.V. *Opt. Commun.* **426,** 333 (2018).
6. Djob R.B., Kenfack-Jiotsa A. *Indian J. Phys.* **98** (1), 319 (2024).

Об устойчивости диссипативных униполярных солитонов в неравновесных средах

К.В. Львов[1,2], С.Ю. Стремоухов[1,2], С.В. Сазонов[1,2]
[1]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*
[2]*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*
lvov.kv14@physics.msu.ru

Оптические солитоны представляют собой уединенные волны, локализованные в направлении распространения и способные формироваться в нелинейной среде. Отдельным классом оптических солитонов являются диссипативные оптические солитоны, формирующиеся из-за взаимной компенсации притока запасенной в неравновесной среде энергии и оттока данной энергии в результате необратимых потерь [1-8]. Теория диссипативных солитонов представляет фундаментальный интерес и находит свое применение в гидродинамике, физике плазмы, нелинейной оптике, молекулярной биологии [9, 10].

Вместе с тем, в последние десятилетия активно исследуется оптика униполярных импульсов (УПИ), содержащих половину периода электромагнитного поля [11 – 18]. Нелинейная оптика взаимодействия УПИ с веществом крайне богата на интересные эффекты, не наблюдающиеся в нелинейной оптике квазимонохроматических сигналов [17, 18].

В работе [19] рассмотрена возможность формирования одномерных униполярных диссипативных солитонов в неравновесных средах. Предложено солитонное решение, обладающее одним свободным параметром – длительностью импульса, что представляется несколько парадоксальным, поскольку диссипативные солитоны обычно не содержат свободных параметров. В данной работе проведено как аналитическое, так и численное исследование устойчивости предложенного солитонного решения.

В работе [19] в предположении, что концентрация n атомов двухуровневой среды среды достаточно мала, длительность импульса τ_p существенно превышает характерное время релаксации дипольного момента (фазовой релаксации) T_2 и существенно меньше характерного времени релаксации инверсной населенности T_1, удалось получить уравнение на электрическое поле $E(t,z)$, а вернее на величину $\Omega = 2\mu E/\hbar$:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial z} = \beta \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \tau^2} + \alpha \frac{\partial}{\partial \tau}\left(\Omega \int_{-\infty}^{\tau} \Omega^2 d\tau' \right), \tag{1}$$

где $\tau = t - \frac{z}{v_0}$ – бегущее время, $\frac{1}{v_0} = \frac{n_m - W_{-\infty}\eta}{c}$, $W_{-\infty}$ – начальная инверсия населенности, c – скорость света в вакууме, $\eta = \frac{8\pi\mu^2 n}{\hbar\omega_0 n_m} \ll 1$, μ – матричный элемент дипольный момента рассматриваемого квантового перехода, n_m – показатель преломления среды, $\hbar\omega_0$ – разность энергий уровней, $\alpha = -\frac{W_{-\infty}\eta}{cT_2\omega_0^2}$, $\beta = 2\alpha$.

Уравнение (1) допускает солитоноподобное решение:

$$\Omega_0(t,z) = \Omega_m \operatorname{sech} \xi, \tag{2}$$

где $\xi = \frac{\tau}{\tau_p} + \frac{\beta z}{\tau_p^2}$, $\Omega_m = \pm \frac{1}{\tau_p}\sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}$.

Проведем аналитическое исследование устойчивости солитонного решения (2) и подкрепим его численными расчетами.

Рассмотрим малое возмущение $\varepsilon(t,z) \ll \Omega_m$, добавляемое к решению (2) в результате случайных процессов. Для анализа усиления или затухания возмущения представим его в виде:

$$\varepsilon(t,z) = \varepsilon_0 \exp\left(-\left(\frac{\tau - \tau_{0\varepsilon}}{\tau_\varepsilon}\right)^2\right) e^{\lambda z}. \tag{3}$$

Подставим решение $\Omega(t,z) = \Omega_0(t,z) + \varepsilon(t,z)$ в уравнение (1). Сохраняя только слагаемые первого порядка малости по возмущению ε и учитывая солитонное решение (2), получим уравнение на значение параметра λ:

$$\begin{gathered}\frac{\lambda}{\beta}\tau_\varepsilon^2 = -2 + 4\left(\frac{\tau - \tau_{0\varepsilon}}{\tau_\varepsilon}\right)^2 - 2\frac{\tau - \tau_{0\varepsilon}}{\tau_p}\left(1 + \tanh\xi\right) + 3\left(\frac{\tau_\varepsilon}{\tau_p}\right)^2\left(1 - \tanh^2\xi\right) - \\ -\sqrt{\pi}\left(\frac{\tau_\varepsilon}{\tau_p}\right)^3 \tanh\xi\,\mathrm{sech}\,\xi\,\mathrm{sech}\left(\frac{\tau_{0\varepsilon}}{\tau_p} + \frac{\beta z}{\tau_p^2}\right) e^{\left(\frac{\tau - \tau_{0\varepsilon}}{\tau_\varepsilon}\right)^2}\left(1 + \Phi\left(\frac{\tau - \tau_{0\varepsilon}}{\tau_\varepsilon}\right)\right),\end{gathered} \tag{4}$$

где $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-t^2}dt$ – функция ошибок.

В силу того, что $\tau_\varepsilon \ll \tau_p$, наибольший вклад в правой части выражения (4) вносят лишь первые два слагаемых. Рассмотрим их несколько подробнее. Если $|\tau - \tau_{0\varepsilon}| \gg \tau_\varepsilon$, то $\lambda \approx \frac{4\beta}{\tau_\varepsilon^2}\left(\frac{\tau - \tau_{0\varepsilon}}{\tau_\varepsilon}\right)^2$, и в среде с нормальной населенностью ($\beta > 0$) возмущение будет нарастать при распространении, а в среде с инверсной населенностью ($\beta < 0$) – затухать. Если же $|\tau - \tau_{0\varepsilon}| \ll \tau_\varepsilon$, то $\lambda \approx -\frac{2\beta}{\tau_\varepsilon^2}$, и наблюдается прямо противоположная картина.

Переиначим обнаруженные особенности: в среде с нормальной населенностью ($\beta > 0$) малое возмущение солитонного решения (2) будет усиливаться вдали от точки возмущения, а в среде с инверсной населенностью ($\beta < 0$) будет усиливаться сигнал в точке возмущения. Таким образом, решение уравнения (1) в виде униполярного диссипативного солитона (2) является неустойчивым, делая невозможным его распространение в одномерной среде.

Подтвердим обнаруженные особенности численным экспериментом. Зададим следующие значения материальных параметров, удовлетворяющие приближениям, в которых было получено уравнение (1): $T_1 = 10^{-8}$ с, $T_2 = 10^{-11}$ с, $\omega_0 = 10^{13}c^{-1}$, $n_m = 1$, $W_{-\infty} = \pm 0,5$, так что $\eta = 10^{-2}$, $\alpha = \pm 1,7 \cdot 10^{-26}\,c^2/м$. Выберем длительность импульса $\tau_p = 10^{-10}$ с, так что $\Omega_m = 1,4 \cdot 10^{10}c^{-1}$.Определим диффузионную длину $z_d = \tau_p^2/|\beta| = 3 \cdot 10^5$ м и в дальнейшем будет измерять длину z в этих единицах.

Результаты численного эксперимента в случае с нормальной населенностью среды ($\beta > 0$) приведены на рисунке 1а-в.

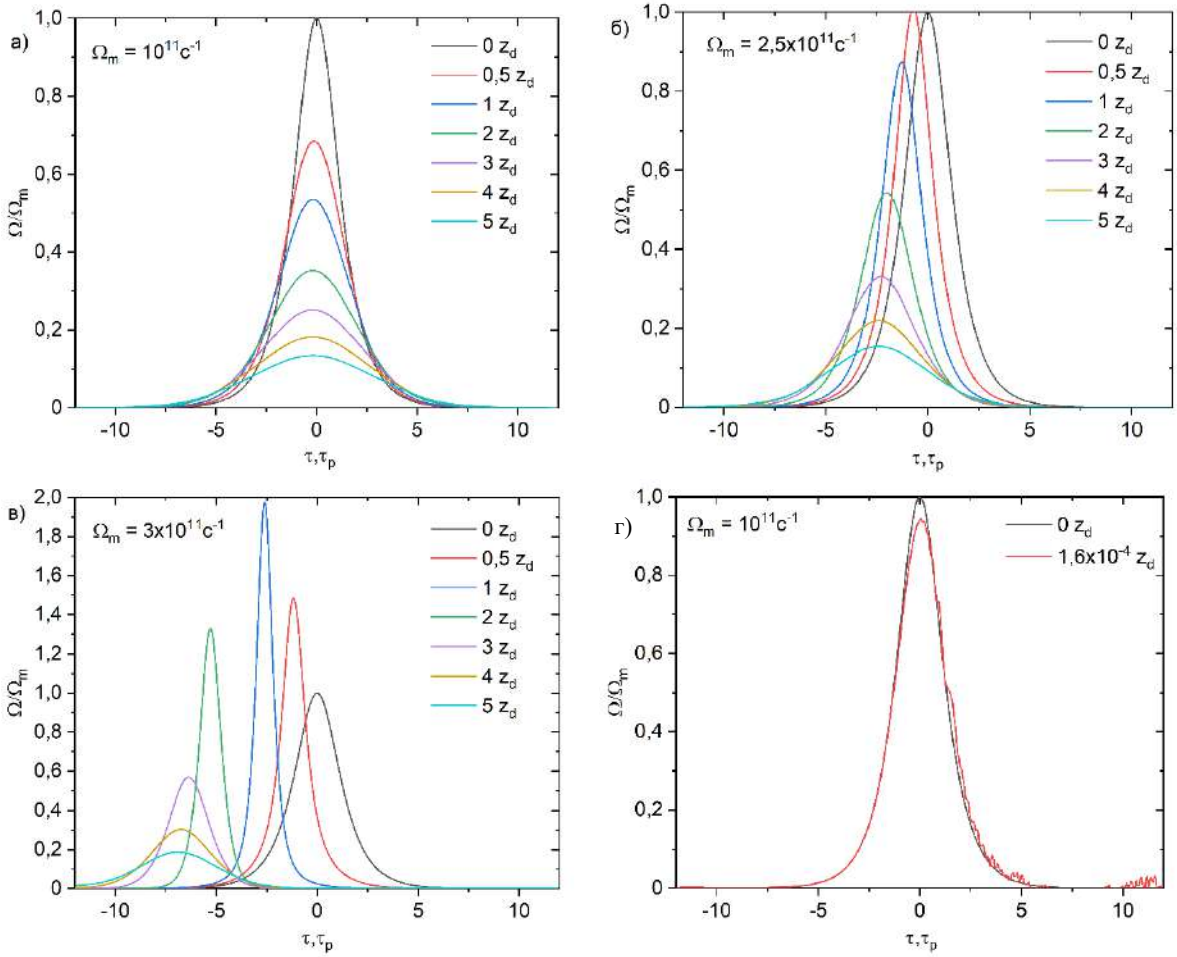


Рис. 1. Распространение солитона в среде с нормальной населенностью уровней ($\beta > 0$): а) $\Omega_m = 10^{11}c^{-1}$, б) $\Omega_m = 2,5 \cdot 10^{11}c^{-1}$, в) $\Omega_m = 3 \cdot 10^{11}c^{-1}$, и с инверсной населенностью уровней ($\beta < 0$): г) $\Omega_m = 10^{11}c^{-1}$.

При значениях $\Omega_m \le 10^{-11}c^{-1}$ диффузионное слагаемое уравнения (1) преобладает, что приводит к расплыванию импульса по мере его распространения (рис. 1а). С ростом Ω_m все больший вклад начинает давать нелинейное слагаемое в правой части уравнения (1), и на длине порядка $0,5z_d$ наблюдается солитонный режим распространения (рис. 1б). Однако при дальнейшем распространении этот режим не сохраняется. Аналогичная картина наблюдается и при большей амплитуде Ω_m (рис. 1в), когда в начале распространения нелинейное слагаемое доминирует над диффузионным. Таким образом, при численном решении уравнения (1) в среде с нормальной населенностью уровней не удается обнаружить устойчивого солитонного решения.

Результаты численного эксперимента в случае с инверсной населенностью среды ($\beta < 0$) приведены на рисунке 1г. Как показали аналитические исследования выше, небольшие возмущения амплитуды сигнала в данной точке приводят к экспоненциальному росту это возмущения. Поэтому солитон практически сразу после начала своего распространения в среде перестает существовать. На рис. 1г показан для примера профиль сигнала уже при $1,5 \cdot 10^{-4} z_d$, на котором заметны высокочастотные колебания, разрушающие импульс. Таким образом, и в среде с инверсной населенностью уровней не удается наблюдать устойчивого солитонного решения уравнения (1).

В данной работе исследован как аналитически, так и в численном эксперименте вопрос устойчивости солитонного решения в виде униполярного импульса в неравновесной диссипативной среде. При этом предполагалось, что длительность импульса существенно превышает характерное время релаксации дипольного момента T_2, но существенно меньше характерного времени релаксации инверсной населенности T_1. Показано, что при этих условиях как в случае с нормальной, так и в случае с инверсной населенностью атомов среды решение в виде диссипативного солитона является неустойчивым.

Тем не менее, вопрос с устойчивостью решения в виде униполярного диссипативного солитона требует продолжения своего исследования, поскольку в уравнении (1) опущены слагаемые, описывающие эффекты консервативной нелинейности и временной дисперсии [20]. Учет влияния данных консервативных эффектов может пролить дополнительный свет на вопрос устойчивости (или неустойчивости) униполярных диссипативных солитонов в неравновесной среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.К. Турицын, Н.Н. Розанов, И.Я. Яруткина и др. // УФН. 2016. Т. 186. С. 713.
2. Д.А. Долинина, А.С. Шалин, А.В. Юлин // Письмав ЖЭТФ. 2020.Т. 111. С. 303.
3. Н.Н. Розанов. «Диссипативные оптические и родственные солитоны». М.: Физматлит, 2021.
4. S.V. Sazonov // Phys. Rev. A. 2021. T. 103.C. 053512.
5. F. Sanchez, A. Komarov, G. Semaan // Opt. Comm. 2023. V. 541. P. 129543.
6. P. Grelu // Opt. Comm. 2024. V. 552. P. 130035.
7. V.E. Lobanov, N.M. Kondratiev and I.A. Bilenko // 2021 Opt. Lett. 2021. V. 46. P. 2380
8. V.E. Lobanov, A.A. Kalinovich, O.V. Borovkova et al. // Phys. Rev. A. 2022. V. 105. 013519.
9. Y. Liu, S. Huang, Z. Li // Light: Sci.&Appl. 2023. V. 12. P. 123.
10. В.А. Васильев, Ю.М. Романовский, В.Г. Яхно. «Автоволновые процессы». М. Наука, 1987.
11. Э.М. Беленов, А.В. Назаркин // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 252.
12. Э.М. Беленов, А. В. Назаркин, В. А. Ущаповский // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. С. 762.
13. A. E. Kaplan and P. L. Shkolnikov // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 2316.
14. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. С. 419.
15. Р. М. Архипов, М.В. Архипов, А.А. Шимко и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 9.
16. Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, В.М. Архипов // УФН. 2024. Т. 194. С. 1196.
17. S.V. Sazonov, N.V. Ustinov // Phys. Rev. A. 2019. T. 100. C. 053807.
18. А.В. Пахомов, Р.М. Архипов, В.М. Архипов // Квантовая электроника. 2021. Т. 51. С. 100.
19. С.В. Сазонов. Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. С. 160.
20. С.В. Сазонов // Известия РАН. Серия Физическая. 2022. Т. 86. С. 766.

Численное моделирование рассеяния света в грубодисперсных системах на основе теории Ми

В.А. Любошенко[1,2], А.И. Пономарев[2,3], С.П. Котова[2], Т.Н. Сапцина[2], О.А. Заякин[2]

[1] Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Сарове
607328, Нижегородская область, городской округ ЗАТО город Саров, улица Парковая, дом 2
[2]Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221
[3]Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева
443086, г. Самара, ул. Московское шоссе, 34
lyuboshenko.vasya@yandex.ru

Работа выполнена в рамках проекта по созданию отечественного датчика по контролю количества свободной воды в авиационном топливе. Актуальность такой разработки обусловлена рядом преимуществ оптического метода контроля в сравнении с существующими аналогами [1].

В рамках данного проекта в СФ ФИАН были проведены работы по экспериментальному исследованию зависимости интенсивности рассеянного света от угла рассеяния и концентрации свободной воды. Эксперименты проводились как на модельной среде (растительное масло), так и с использованием авиационного керосина. В экспериментах было зафиксировано нарушение монотонности наблюдаемой интенсивности рассеянного света в зависимости от концентрации рассеивающей примеси [2]. Результаты одного из экспериментов приведены на рис. 1.

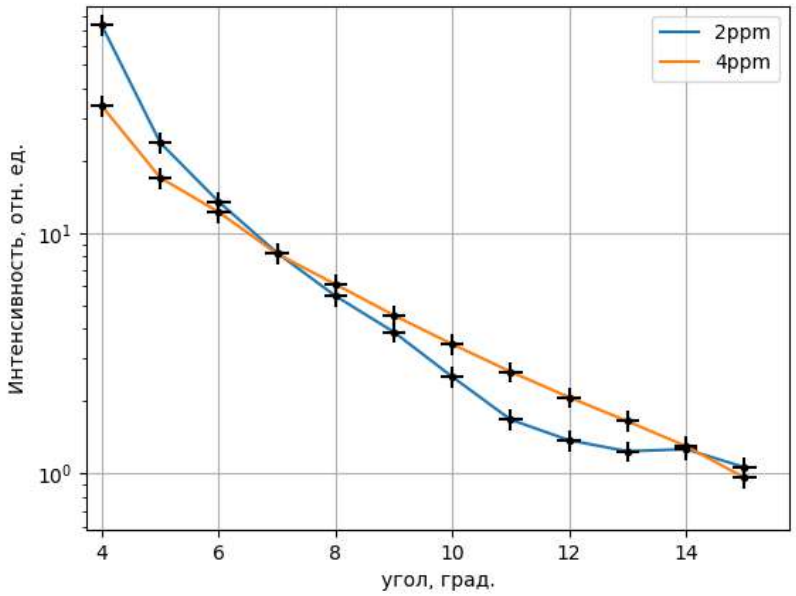


Рис. 1. Зависимость интенсивности рассеяния от угла рассеяния для эмульсии воды в модельной среде (масле) в концентрациях 2ppm и 4ppm.

Из графика видно, что на малых углах рассеяния (4-7 град.) с ростом концентрации воды интенсивность рассеянного света падает. С ростом угла рассеяния зависимость интенсивности от концентрации принимает ожидаемый характер: с

увеличением концентрации рассевающего вещества увеличивается интенсивность рассеянного света.

Для исключения возможного влияния слипания капель воды были проведены измерения с использованием калиброванных частиц поливинилхлорида с фиксированным радиусом 1 мкм в водной среде. Такой размер по порядку величины близок к максимуму распределения частиц по размерам, который приходится на частицы радиусом 4 мкм [3]. Само же распределение описывается функцией логарифмического гаусса, что будет использовано в дальнейшем. [4].

По полученным данным были построены кривые зависимости интенсивности рассеянного света от угла рассеяния. Результаты приведены на рис. 2. В данных условиях наблюдается схожий характер спадания интенсивности рассеянного света при возрастании концентрации рассеивающего вещества.

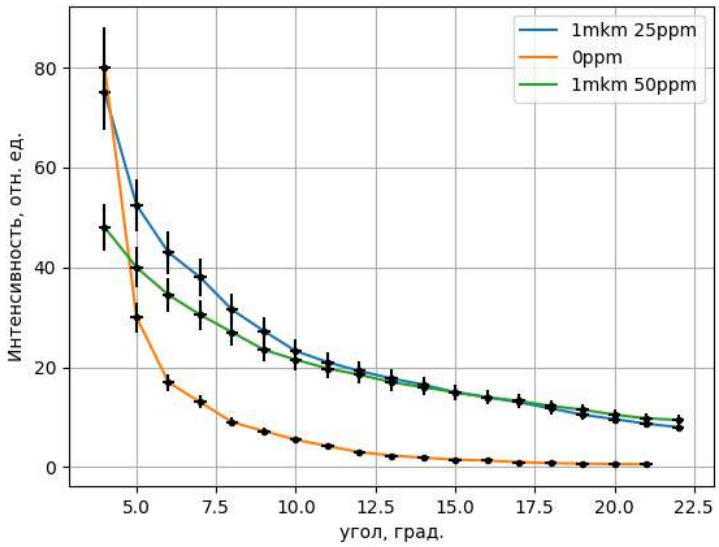


Рис. 2. Экспериментальные зависимости интенсивности рассеяния от угла для суспензии калиброванных частиц поливинилхлорида в воде для разных концентраций.

Для объяснения данного эффекта было проведено численное моделирование рассеяния света в грубодисперсной системе. Была разработана программа, эффективно рассчитывающая рассеяние на частицах радиусом вплоть до 100 мкм. Примененный метод показывает линейную зависимость числа мультипольного разложения в зависимости от величины радиуса частицы. Также мы использовали предположение [5], что среда, в которой распределены исследуемые рассеивающие частицы, в свою очередь рассеивает свет на собственных неоднородностях плотности, имеющих характерный нанометровый размер от 40 до 100 нм. Был создан алгоритм, выполняющий параллельные вычисления интенсивности рассеянного света для каждой частицы из группы этих нанометровых рассеивающих частиц, который задается функцией логарифмического гаусса.

В рамках модели рассчитывалась мощность рассеянного света, которая в нашем случае задается формулой:

$$P(\theta) = \sum_{1nm}^{100mkm} \frac{I^{Mi}(a,\theta) \cdot N(a) \cdot P0}{S(a)} \cdot \Delta a$$

Здесь $I^{Mi}(a,\theta)$ - маска рассеяния, полученная из расчета согласно теории Ми, $\frac{P0}{S(a)}$ – интенсивность падающего на частицу света, $N(a)$ - количественное распределение

частиц, a – радиус частиц, Δa – шаг дискретизации. θ - угол рассеяния. $I^{Mi}(a,\theta)$ имеет сложный характер, и определяется через некоторые безразмерные параметры, присоединенные полиномы Лежандра и функции Риккати-Бесселя [6].

Была произведена итеративная аппроксимация результатов рассеяния на чистой воде для нанометровых рассеивающих частиц. Лучшей аппроксимации удалось добиться при показателе преломления аппроксимирующих частиц n2 = 1.332, что близко к коэффициенту преломления воды. Таким образом, есть основания считать, что рассеяние на чистой воде происходит из-за коллективных эффектов, вызванных неоднородностями плотности. Результаты аппроксимации представлены на рис.3

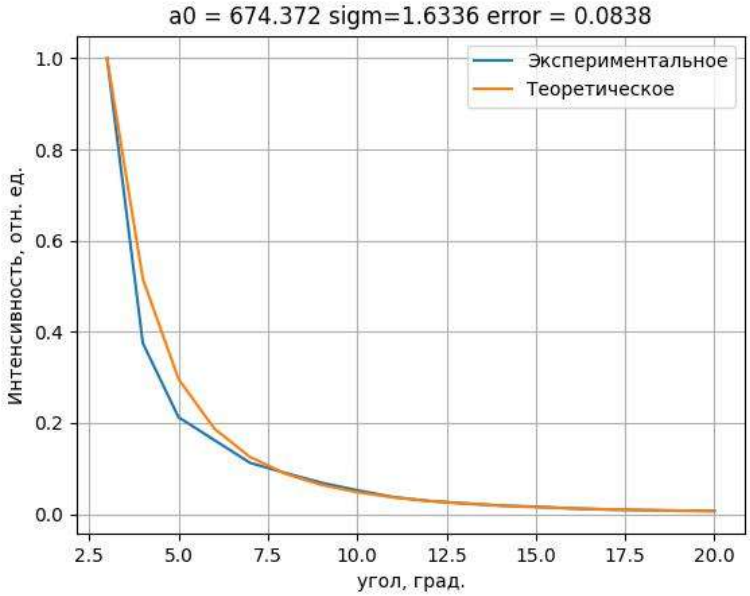


Рис. 3. Зависимость интенсивности рассеяния от угла рассеяния для чистой воды.

Здесь и далее $a0$ – это радиус частицы, соответствующий максимуму распределения частиц в аппроксимирующей группе нанометровых частиц, sigm – величина стандартного отклонения распределения, error – средняя относительная ошибка аппроксимации.

Была выдвинута гипотеза о том, что нарушение монотонной зависимости рассеяния от концентрации в грубодисперсных системах вызвана сложным характером суперпозиции рассеяния на неоднородностях плотности и собственно интересующих нас частиц.

Для проверки этой гипотезы было проведено моделирование для интенсивностей рассеянного света в зависимости от угла рассеяния в водной суспензии калиброванных частиц поливинилхлорида для разных концентраций. Был введен весовой безразмерный параметр c. Его физический смысл заключается в количестве аппроксимирующих групп нанометровых частиц на единицу калиброванных частиц. Результаты численного моделирования представлены на рис. 4

Можно заметить, что при увеличении концентрации поливинилхлорида в 2 раза (с 6.25 ppm до 12.5 ppm) параметр c уменьшается менее чем в 2 раза (с 87.04 до 41.02 соответственно). Есть основания полагать, что это связано с эффектом повторного рассеяния [7], так как аппроксимирующие нанометровые частицы рассеивают преимущественно вперед, либо на малый угол. Для проверки данного положения необходимо создать послойную модель расчета, основанную на методе конечных объемов

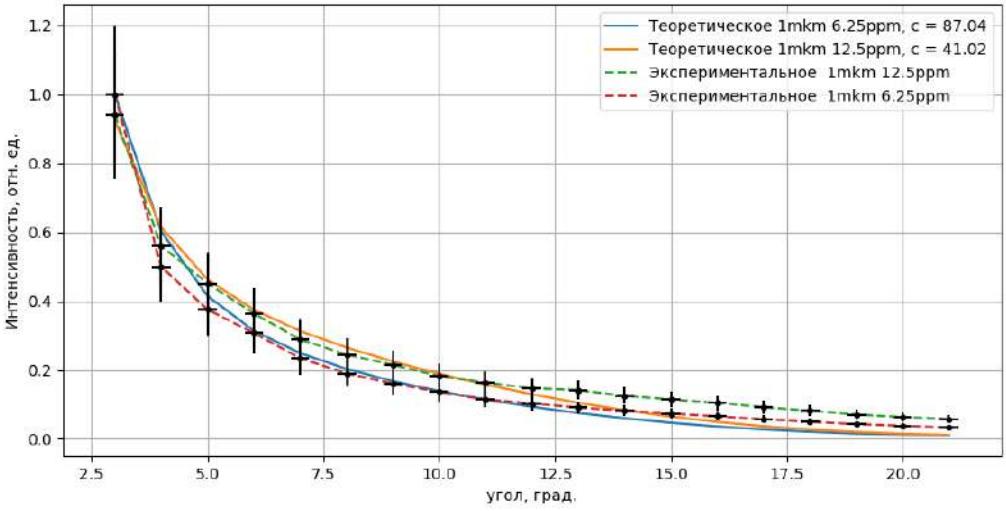


Рис. 4. Зависимость интенсивности рассеяния от угла рассеяния для грубодисперсной системы калиброванных частиц в воде.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Пономарев и др. // Фотон-Экспресс. Пермь:, 2023. С. 330.
2. В.А. Любошенко и др. // Научный семинар «Нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия – 2024»: Сборник тезисов. С. 49-50.
3. A. Clark et al. // Industrial & Engineering Chemistry Research. 2011. V.50. No 9. P. 5749
4. D.L. Swift et al. // Journal of Colloid Science. 1964. V.19. No 7. P. 621.
5. M. S. Twardowski, et al. // Optics Express. (2020). V.28. No 16. P.23991
6. M. Kerker «Electromagnetic scattering by magnetic spheres», College of Technology, Potsdam, New York 13676, 1983.
7. Y. Liu // Optics Express. 2023. V.31. No 4. P.6782.

Однонаправленные малоцикловые скалярные и электромагнитные импульсы

А.Б. Плаченов[1], А.П. Киселев[2,3]
[1]*МИРЭА – Российский технологический университет, 119454, Москва, Россия*
[2]*Санкт-Петербургское отделение Математического института им. В.А.Стеклова РАН, 191023, Санкт-Петербург, Россия*
[3]*Институт проблем машиноведения РАН, 199178, Санкт-Петербург, Россия*
a_plachenov@mail.ru

В последние годы в связи с развитием лазерных технологий возрос интерес к исследованию точных решений волнового уравнения

$$\frac{1}{c^2}u_{tt} - \Delta u = 0 \tag{1}$$

и системы уравнений Максвелла, имеющих характер однонаправленных импульсов [1-9]. Свойство однонаправленности заключается в том, что фурье-представление соответствующего решения содержит только такие спектральные компоненты, для которых проекция волнового вектора на заданное направление, в качестве которого которое мы выбираем ось z, неотрицательна. В настоящей работе исследуются свойства простейшего из известных на сегодняшний день однонаправленного решения волнового уравнения (1), обладающего конечной энергией, а также его электромагнитного аналога.

Рассматриваемое решение имеет вид

$$u_+ = \frac{1}{S(z+i\zeta-S)}, \tag{2}$$

где

$$S = \sqrt{c^2(t+i\tau)^2 - \rho^2}, \tag{3}$$

при этом $\rho = \sqrt{x^2+y^2}$, $\tau > 0$ и ζ – вещественные параметры. При выполнении условия $\zeta < c\tau$ функция (2) регулярна при всех значениях времени и координат, имеет конечную энергию и является однонаправленным решением уравнения (1) [4-6,9]. Этими же свойствами обладают вещественная и мнимая части этой функции. Решение (2) описывает малоцикловый импульс: когда t пробегает значения от минус до плюс бесконечности, изменение аргумента функции (2) составляет 2π, поэтому в каждой фиксированной точке как мнимая, так и вещественная части этой функции обращаются в нуль не более двух раз.

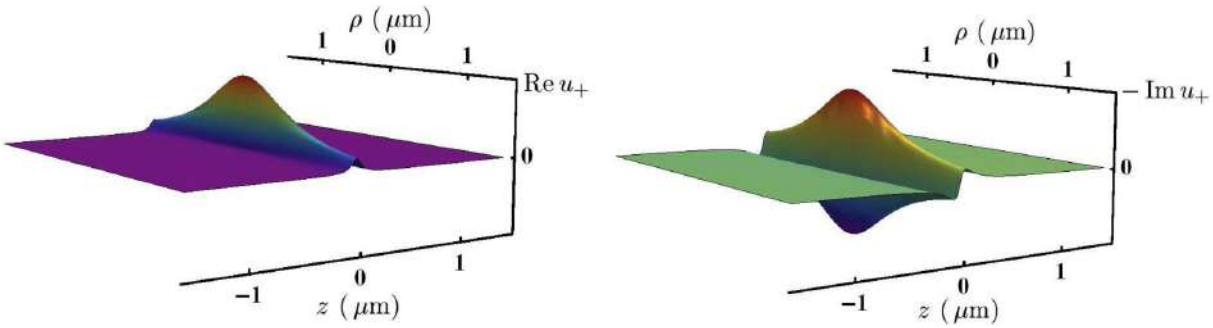


Рис. 1. Блиноподобные импульсы при t=0 ($\zeta = 24.995\mu m, c\tau = 25.005\mu m$).

В момент времени t=0 функция (2) локализована в окрестности начала координат, причём характер локализации существенно зависит от соотношения параметров ζ и τ. Характерные продольный и поперечный размеры области локализации, т.е. расстояния

от начала координат в продольном и поперечном направлениях, на которых модуль функции (2) уменьшается в заданное число раз, по порядку величины совпадают с $c\tau - \zeta$ и $c\tau$ соответственно. Поэтому в случае $\zeta \approx c\tau$, т.е. $c\tau - \zeta \ll c\tau$, импульс имеет блиноподобную (Рис.1), в случае $|\zeta| \ll c\tau$ шароподобную (Рис.2), а в случае $\zeta < 0$, $|\zeta| \gg c\tau$ – иглоподобную (Рис.3) форму. При этом на больших расстояниях от начала координат функция (2) в продольном направлении убывает как $|z|^{-1}$, а в поперечном как ρ^{-2}.

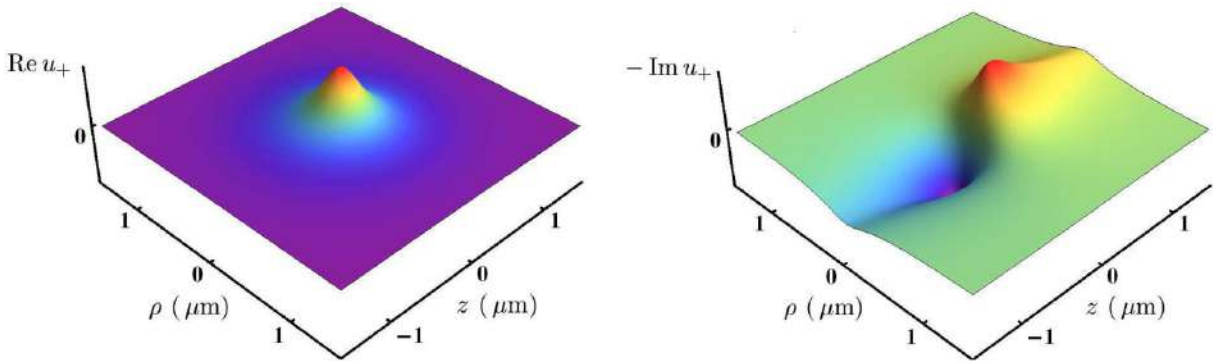


Рис. 2. Шароподобные импульсы при t=0 ($\zeta = 0, c\tau = 0.25\mu m$)..

При конечных временах функция (2) представляет собой совокупность цилиндрической и полусферической волн. Цилиндрическая волна локализована в окрестности поверхности $\rho = c|t|$, где мал первый сомножитель S в знаменателе (2), а второй сомножитель мал в окрестности полусферы $R = c|t|, sign\, z = sign\, t$, где $R = \sqrt{\rho^2 + z^2}$. При этом в случае иглоподобного импульса преобладающей является цилиндрическая волна, для шароподобного эти компоненты приблизительно совпадают по амплитуде, а для блиноподобного цилиндрическая волна оказывается исчезающе малой, причём полусферическая компонента локализована в окрестности оси z и напоминает плоскую волну. При больших временах амплитуды обеих компонент убывают, при этом их соотношение изменяется в пользу полусферической компоненты за исключением окрестности плоскости $z = 0$.

При больших по положительных значениях t поле в окрестности фронта плоусферической волны $R = ct, z > 0$ описывается приближённой формулой

$$u_+ \approx \frac{1}{ct\,[R - ct - i(c\tau - \zeta\cos\chi)]}, \tag{4}$$

где χ – угол между направлением радиус-вектора точки наблюдения и положительным направлением оси z, $\chi < \pi/2$. Для блиноподобных импульсов функция (4) локализована в окрестности оси z внутри конуса с углом раствора порядка $\sqrt{2(c\tau - \zeta)/\zeta}$, для шароподобных импульсов область угловой локализации – полупространство $\chi < \pi/2$, а для иглоподобных импульсов функция (4) локализована вблизи плоскости z=0, где разность $\frac{\pi}{2} - \chi$ имеет порядок $c\tau/|\zeta|$.

В работе [9] рассматриваются электромагнитные импульсы – аналоги решения (2). Выражения для электрических компонент таких импульсов имеют вид

$$\vec{E} = \frac{S^2\vec{j} + y(z + i\zeta - 2S)\vec{k}}{S^3(z + i\zeta - S)^2} \tag{5}$$

или

$$\vec{E} = \frac{(z + i\zeta - 2S)}{S^3(z + i\zeta - S)^2}(-y\vec{i} + x\vec{j}), \tag{6}$$

где $\vec{\imath}, \vec{\jmath}, \vec{k}$ – орты координатных осей x, y и z, в зависимости от характера поляризации. Функции (5), (6), как и (2), при t=0 локализованы в окрестности начала координат, а при отличных от нуля значениях t представляются в виде совокупности цилиндрической и полусферической волн. Направление поля (5) в окрестности цилиндрической поверхности близко к направлению оси z, а в окрестности полусферической поверхности – к направлению касательной к этой поверхности, лежащей в плоскости x=const. В обоих случаях направление поля почти ортогонально направлениям движения соответствующих поверхностей. Что касается решения (6), то для него поле имеет тороидальный характер, его модуль – осесимметрическая функция, а направление ортогонально оси z и направлению радиус-вектора точки наблюдения.

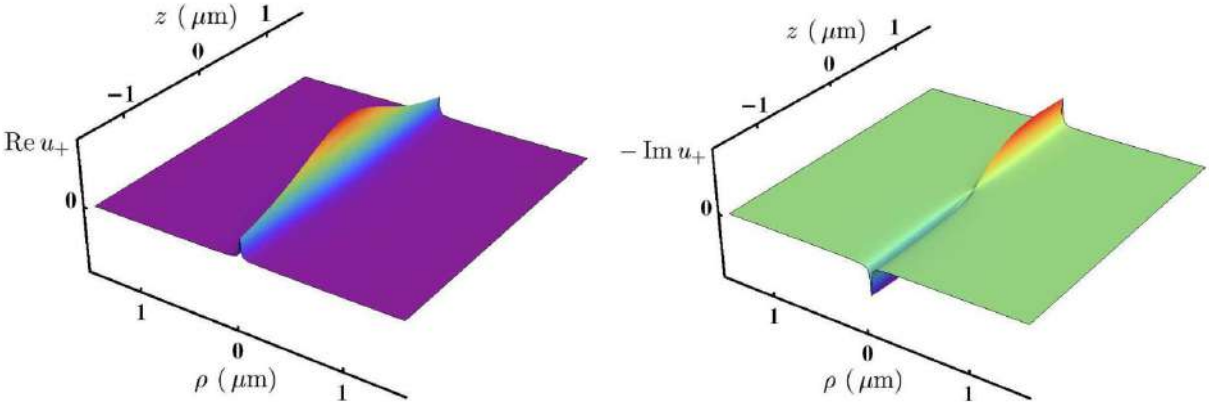


Рис. 3. Иглоподобные импульсы при t=0 ($\zeta = -0.995, c\tau = 0.005\mu m$)..

В работе [9] получены интегральные представления для функций (2), (5), (6) и исследованы их спектры.

Настоящая работа выполнена на основе совместных публикаций с И.А.Со [4,5,9].

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Zamboni-Rached // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. 013816.
2. K.J. Parker, M.A. Alonso // Opt. Express 2016. V. 24. 28677
3. J. Lekner. “Theory of Electromagnetic Pulses” San Rafael: Morgan and Claypo, 2018.
4. И.А. Со, А.Б. Плаченов, А.П.Киселев // Опт. и спектр. 2020. Т. 128. Вып. 12. С. 1865.
5. I.A. So, A.B. Plachenov, A.P. Kiselev // Phys. Rev. A. 2020. V. 102. 063529.
6. I. Bialynicki-Birula, Z. Bialynicka-Birula, S. Augustynowicz // J. Phys. A. 2022. V. 55. 255702.
7. I. Besieris, P. Saari // Phys. Rev. A. 2023. V. 107. 033502.
8. А.Б. Плаченов, А.П.Киселев // Опт. и спектр. 2024. Т. 132. Вып. 4. С. 429.
9. A.B. Plachenov, I.A. So, A.P. Kiselev // JOSA B. 2024. V. 41. No. 11. P. 2606.

Экспериментальное исследование немонотонности сигнала рассеяния от концентрации дисперсной фазы

А.И. Пономарев[1,2], В.А. Любошенко[2,3], О.А. Заякин[2], С.П. Котова[2], Т.Н. Сапцина[2]
[1]*Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева*
443086, г. Самара, ул. Московское шоссе, 34
[2]*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221
[3] *Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Сарове*
607328, Нижегородская область, городской округ ЗАТО город Саров, улица Парковая, дом 2
andrey2000_10@mail.ru

Актуальность работы обусловлена необходимостью разработки отечественного датчика воды в авиационном топливе, основанного на оптическом методе контроля, который не представлен на отечественном рынке и который имеет ряд преимуществ по сравнению с неоптическими аналогами.

В СФ ФИАН был проведён ряд работ [1-3] по экспериментальному и теоретическому исследованию зависимости интенсивности рассеянного света от угла рассеяния и концентрации свободной воды в модельных средах и авиационном керосине.

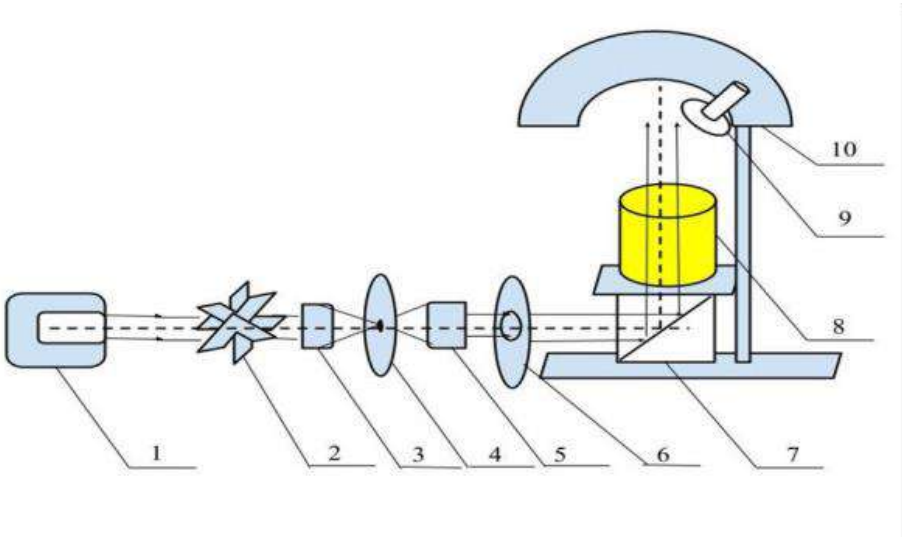


Рис. 1. Принципиальная схема лабораторной установки для изучения рассеянного света.

Схема установки содержит: 1 – полупроводниковый лазер ДМ8-650 (ЛаС); 2 – прерыватель; 3 – фокусирующий объектив (фокусное расстояние F = 16 мм, числовая апертура NA = 0.3); 4 – пинхол (диаметр 0.05мм); 5 – коллимирующий объектив (фокусное расстояние F = 33 мм, числовая апертура NA = 0.11); 6 –диафрагму (диаметр 2 мм); 7 – светоделительный кубик; 8 – кювету с исследуемой средой; 9 –фотодиодный датчик (ФД-24); 10 –поворотную подвижку.

Результаты исследований показали, что для полупроводникового лазера регистрируемая мощность рассеянного света варьируется от 0,1 до 0,1×10-3 мкВт, что даёт возможность детектировать содержание свободной воды до нескольких ppm.

Наибольшая предполагаемая чувствительность фотодиодного датчика с усилителем - 3,3 мкВт/В. Использование модулированного лазерного пучка и селективного вольтметра позволяет повысить чувствительность ещё в несколько раз.

В результате экспериментов на модельной среде (растительное масло) были получены зависимости интенсивности рассеянного на каплях воды света от угла рассеяния и концентрации воды. Найдено, что углы, для которых наблюдалась

монотонно возрастающая зависимость интенсивности света от концентрации воды, составляют более 6 градусов. При больших углах можно однозначно определить содержание воды по интенсивности рассеяния (величине сигнала с приемника излучения). При меньших углах рассеяния монотонность нарушается, что не позволяет с удовлетворительной точностью указать количество воды в примеси по интенсивности рассеянного сигнала. Таким образом предпочтительный угол для наблюдения в установке лежит в интервале 7-12 градусов. При больших углах сигнал становится очень слабым.

Эксперименты с керосином показали аналогичное наличие монотонных участков и такое же наличие участков с нарушениями. Для понимания указанного эффекта и исключения слипания частиц воды (тем самым изменения размера частиц) были проведены эксперименты с калиброванными частицами полистирола диаметром 2 мкм с концентрациями 6,25 ppm и 25 ppm. Результаты представлены на рисунке 2. Видно, что на малых углах (меньше 5 градусов) также наблюдается немотонность сигнала от концентрации.

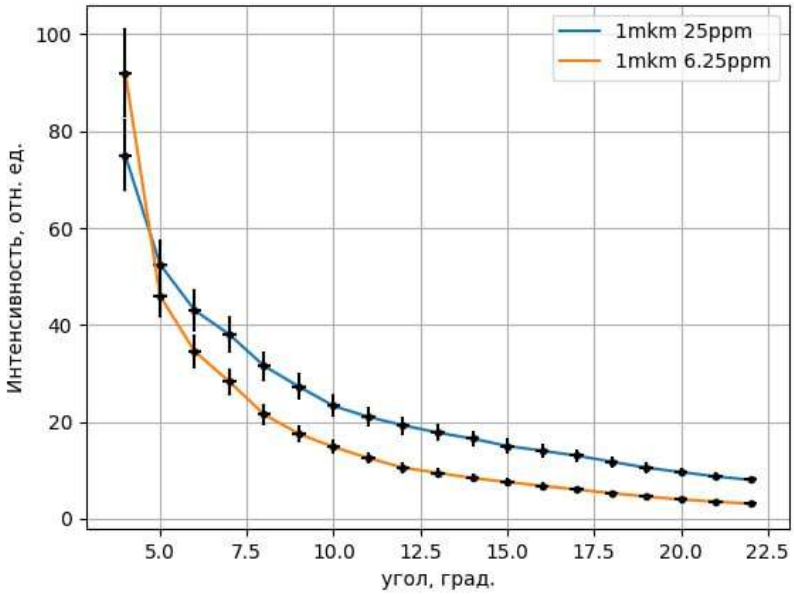


Рис. 2. Зависимость интенсивности рассеяния от угла рассеяния для калиброванных частиц (полистироловых шариков) радиусом 1 мкм, разведённых в воде с концентрациями 6,25 ppm и 25 ppm.

Таким образом, причина немонотонности зависимости интенсивности рассеянного света от концентрации воды при малых углах остается невыясненной и требует дальнейшего рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Пономарев и др. // Известия Российской Академии Наук. Серия Физическая. 2022 Том: 86. № 12. С. 1690.

2. В.А. Любошенко и др. //XXI Всероссийская молодежная Самарская конкурс-конференция по оптике, лазерной физике и физике плазмы, посвященная 300-летию РАН. 14-18 ноября 2023 год. Сборник тезисов. 2023. С.233.

3. В.А. Любошенко и др. // Научный семинар «Нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия – 2024»: Сборник тезисов. 2024. С.49.

Генерация второй оптической гармоники в дихалькогенидах переходных металлов

А.А. Попкова, М.Д. Волкова, В.О.Бессонов, А.А. Федянин
МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, 119991, Россия
popkova@nanolab.phys.msu.ru

Двумерные материалы — атомарно тонкие кристаллы, обладающие трансляционной симметрией только в двух направлениях. Такая кристаллическая структура приводит к появлению у двумерных материалов ряда интересных свойств, таких как высокая подвижность носителей заряда, большая эффективность фотолюминесценции, зависимость вида энергетической запрещенной зоны от числа слоев [1-3]. Помимо интересных электрических и оптических свойств, данные материалы демонстрируют значительные нелинейные свойства, в частности аномально высокие значения нелинейно-оптических восприимчивостей [4]. Однако практическое применение двумерных материалов для задач нелинейной оптики оказывается сильно ограничено их толщиной, не позволяющей достичь высоких абсолютных значений нелинейного отклика.

Помимо монослоев в последнее время активно исследуются квазидвумерные материалы, представляющие собой набор слабо связанных двумерных слоев. Благодаря тому, что ван-дер-ваальсово взаимодействие между слоями в таких структурах оказывается сильно меньше, чем ковалентные силы связи внутри слоя, такие материалы сохраняют часть свойств монослоя, в частности наличие экситонных переходов [5].

Одним из интересных для практического применения классов квазидвумерных материалов являются дихалькогениды переходных металлов (ДПМ). Данные вещества имеют зависящую от числа слоев запрещенную зону, являясь прямозонными полупроводниками в случае монослоя и непрямозонными полупроводниками в случае объемной структуры [6]. Высокий показатель преломления ДПМ позволяет изготавливать из них сложные объемные наноструктуры, в том числе нанорезонаторы, поддерживающие возбуждение резонансов типа Ми в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне длин волн [7], которые, в частности, могут применяться для увеличения эффективности нелинейных процессов [8]. Наличие экситонных эффектов в материале также дает дополнительную возможность усиления нелинейных эффектов в их окрестности. Так, в работе [9] было продемонстрировано значительное усиление генерации второй оптической гармоники в случае, когда в структуре одновременно возбуждались резонансы типа Ми на длине волны накачки и экситонные переходы вблизи длины волны гармоники.

Существенным недостатком использования дихалькогенидов переходных металлов для генерации четных оптических гармоник является центросимметричность любой пары слоев, что приводит к запрету генерации нелинейно-оптического отклика в объеме материала в дипольном приближении [10]. В данной работе исследовалась генерация второй оптической гармоники от пленок дисульфида молибдена (MoS_2) и нанорезонаторов на их основе вблизи экситонных резонансов материала в схеме на отражение, когда преобразование частот осуществляется верхним слоем образца. Исследовано влияние двуслойной подложки из кремния, покрытого слоем оксида толщиной порядка 290 нм, на эффективность генерации второй оптической гармоники. Показано, что для длин волн накачки, попадающих в область прозрачности материала,

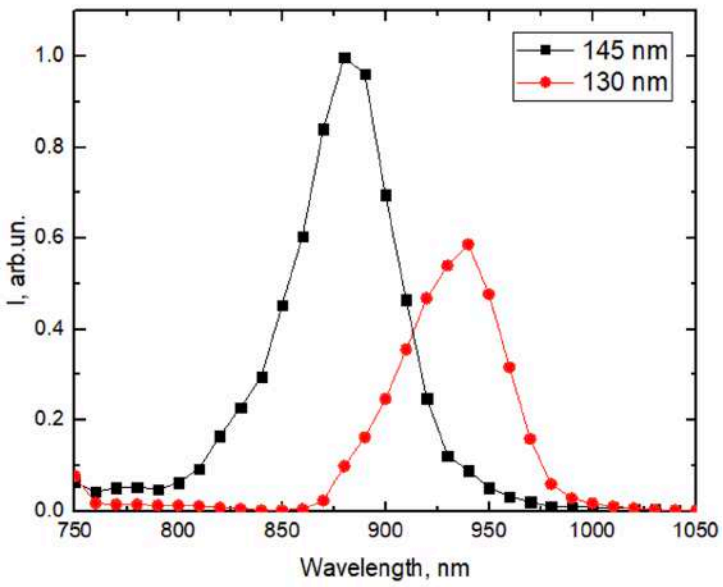


Рис. 1. Спектр интенсивности второй оптической гармоники от структуры $MoS_2/SiO_2/Si$ для разных толщин пленки MoS_2.

итоговая спектральная зависимость интенсивности второй гармоники определяется как толщиной пленки MoS_2, так и толщиной пленки оксида кремния, что позволяет варьировать положение максимума накачки внутри нелинейного материала, регулируя условия интерференции света. В частности, показана возможность перестраивать положение максимума генерации за счет изменения толщины пленки MoS_2 (рис. 1). Полученные результаты дают дополнительную степень свободы при проектировании нанорезонаторов на основе квазидвумерных материалов.

Исследование выполнено при поддержке РНФ №24-19-00478.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gupta A., Sakthivel T., Seal S.//Progress in Materials Science. 2015. V. 73. PP. 44-126.
2. Woodward R. I. et al. //2D Materials. 2016. V. 4. No. 1. P. 011006.
3. Malard L. M. et al. //Physical Review B. 2013. V. 87. No. 20. P. 201401.
4. Mokim M., Card A., Ganikhanov F. //Optical Materials. 2019. V. 88. PP. 30-38.
5. Saigal N., Sugunakar V., Ghosh S. //Applied Physics Letters. 2016. V. 108. No. 13.
6. Splendiani A., et al. .// Nano Letters. 2010. V. 10. PP. 1271–1275.
7. Verre R., et al. // Nature Nanotechnology. 2019. V. 14. PP. 679–683.
8. Busschaert S., et al. // ACS Photonics. 2020. V. 7. PP. 2482–2488.
9. Popkova A. A. et al. //Laser & Photonics Reviews. 2022. V. 16. No. 6. P. 2100604.
10. Li Y., et al. // Nano Letters. 2013. V. 13. PP. 3329–3333.

Шумовые характеристики мощных лазерных диодов

А.Г.Ржанов
Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова
rjanov@mail.ru

Важной интегральной характеристикой лазерных диодов (ЛД) является относительная интенсивность шума спонтанного излучения (*RIN* – relative intensity noise). Эта характеристика тесно связана с качеством изготовления ЛД, его долговечностью и когерентностью излучения. Особый интерес величина *RIN* представляет для мощных ЛД (МЛД) с широким контактом [1.2]. В этих приборах, кроме рассеяния, происходят нелинейные динамические процессы, описание которых возможно в рамках статистической теории. По определению *RIN* представляет собой дисперсию флуктуаций оптической мощности лазера, отнесённую к квадрату средней когерентной оптической мощности в единичной полосе частот [3, 4]. *RIN* обычно выражают в дБ/Гц. Для этой же величины, выраженной в единицах Гц$^{-1}$, обычно применяют обозначение *rin*. Между собой эти величины связаны соотношением:

$$RIN = 10\lg(rin) \text{ [дБ/Гц]}. \quad (1)$$

Большинство лазерных диодов, используемых в аналоговых фотонных линиях связи (АФЛС), это ЛД с резонатором Фабри-Перо или лазеры с распределённой обратной связью [5-7]. Как правило, ЛД для АФЛС делают одночастотными, что ограничивает их возможную выходную оптическую мощность. Однако есть применения, в которых задействованы МЛД, содержащие в спектре несколько продольных мод. В этом случае в величине RIN необходимо учитывать суммарную оптическую мощность излучаемого частотного спектра мод.

В последние десятилетия также приобрели популярность лазеры с вертикальным резонатором и поверхностным излучением (VCSEL, ВРПИ). Эти лазеры имеют низкую стоимость и малую потребляемую мощность, что обусловлено низким пороговым током. Ещё более важно, что у ВРПИ очень высок кпд (до 90%). АФЛС с такими лазерами имеют большую полосу модуляции и хорошие характеристики линейности и динамического диапазона [8-11]. Однако в силу своей малой мощности ЛД ВРПИ не относятся к классу МЛД, а их применение ограничено линиями связи малой длины.

Как было показано в [12-15], МЛД с Фабри-Перо резонатором и торцевым выводом излучения имеют спектр, насыщенный продольными модами, а в случае широкого контакта - более 50 мкм - излучение МЛД разбивается на каналы генерации, число которых по мере наработки МЛД увеличивается, а спектр насыщается новыми частотными пиками. В связи с этим в процессе эксплуатации МЛД следует ожидать увеличения RIN, что в свою очередь приведёт к ухудшению динамического диапазона и качества передачи сигнала. Это побуждает нас провести оценки шума интенсивности МЛД с торцевым выводом излучения.

Процессы медленной деградации МЛД связывают с изменениями в кристаллической структуре активного слоя (как правило, это квантовая яма), ведущими к росту потерь и сокращению величины продольной длины когерентности излучения [16]. Это относится как к когерентности отдельных мод, так и к усреднённой по всем модам величине. Таким образом, имея экспериментально полученные спектры МЛД можно сделать оценки не только для средней длины когерентности излучения, но и для *RIN*. Для этого в спектре излучения следует выделить шум спонтанного излучения и другие возможные шумы. В данной работе мы ставили цель описать возможные

физические процессы, связывающие длину когерентности $L_{ког}$ и *RIN*, сделать оценки этих величин для МЛД с широким контактом, и сравнить их с известными данными.

Относительная интенсивность шума RIN рассчитывается из величины мощности спонтанного излучения ЛД, добавленного к когерентному излучению для каждой спектральной моды [3]. Значение дисперсии шума, усреднённой по всем продольным модам, вычисляем по экспериментальным данным:

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(p(\nu) - \sum_j p_j(\nu) \right)^2 d\nu , \qquad (2)$$

где $p(\nu)$ – полный измеренный спектр излучения, $p_j(\nu)$ –спектр каждой отдельной продольной моды без присутствия спонтанного излучения, ν - частота излучения в герцах. Средняя полная мощность излучения МЛД P_{cp}^2, а также *rin* равны соответственно:

$$P_{cp} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{-\infty}^{+\infty} p(\nu) d\nu . \qquad (3)$$

$$rin = \frac{\sigma^2}{P_{cp}^2 \, \Delta f} \text{ [1/Гц]}. \qquad (4)$$

Флуктуации числа фотонов в немодулированном оптическом излучении при регистрации наблюдаются как флуктуации фототока на выходе фотоприемника в спектрографе. Из (1)-(4) видно: чтобы получить дисперсию шума интенсивности (*RIN*), надо сначала записать выражение для немодулированной оптической мощности, полученной на детекторе, как

$$P_o(t) = P_{cp} + \Delta p(t), \qquad (5)$$

где P_{cp} определена в (3), а $\Delta p(t)$ - это флуктуации мощности, обусловленные спонтанным излучением. Относительная интенсивность шума лазера $rin(\omega)$ определяется как спектральная плотность относительной флуктуации мощности $\Delta p/P_{cp}$ [3]:

$$< \Delta p^2(t) >= P_{cp}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} rin(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} , \qquad (6)$$

где $\omega = 2\pi\nu$.

При оценке интеграла в выражении (6) мы делаем два допущения. Во-первых, мы полагаем, что функция $rin(\omega)$ плоская в полосе пропускания фотоприемника (спектрографа) Δf, такая, что мы можем полностью отбросить ее зависимость от частоты ω. Во-вторых, вместо определения $rin(\omega)$ как двухсторонней спектральной плотности флуктуаций мы определяем его как односторонний спектр [4]. Это означает, что $rin(\omega)$ существует только для положительных частот, и ширина полосы измерения будет равна именно Δf , а не $2\Delta f$, как для двустороннего формализма. В результате в односторонней спектральной плотности будет добавлен коэффициент 2. Мы используем односторонние спектры здесь только для того, чтобы иметь согласие между используемым определением и экспериментом. Принимая во внимание эти предположения, дисперсию флуктуаций оптической мощности можно записать в виде:

$$< \Delta p^2(t) >= rin\, P_{cp}^2\, \Delta f \qquad (7)$$

Для оценки нижнего предела (минимального значения) *RIN* можно исходить из модели скоростных уравнений [17] для средних значений концентрации носителей в активной области *N(t)*. Для упрощения модели будем считать только шум спонтанной рекомбинации вблизи порога. Первое скоростное уравнение для концентрации неравновесных носителей имеет вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_{sp}}, \qquad (8)$$

где *I(t)* - гок накачки, *e* - заряд электрона, τ_{sp} – время спонтанной рекомбинации носителей,. *V* – объём активной области ЛД.

Оценку пороговых значений получаем из соотношения:

$$N_{th} = I_{th} \frac{\tau_{sp}}{eV}. \qquad (9)$$

Для примера используем следующие параметры: I_{th} =100 мА, V=10^{-9}см^3, λ=1 мкм, $\Delta\lambda_{ус}$=5 нм, $\Delta\nu_{ус}$=5 нм (спектральная ширина контура усиления). Тогда пороговая плотность неравновесных носителей равна N_{th}=1.25·10^{18} см$^{-3}$., спектральная плотность мощности шума S_{sp}=-112 дБм/Гц. В штатном режиме положим ток накачки равным *I*=600 мА при выходной когерентной мощности $P_{ког}$=500 мВт (наклон ватт-амперной характеристики 1 Вт/А). Расчётная оценка, *RIN*=-139.7 дБ/Гц, хорошо согласуется с паспортными данными ЛД с похожими по мощности и спектру характеристиками.

Сделаем оценки *RIN* другим способом, где учтём когерентные свойства излучения ЛД. Для этого используем данные о когерентных свойствах исследуемого МЛД. Подобный лазер был рассмотрен в работах [13, 17]. Среднюю длину когерентности $L_{ког}$ мы связываем со спектральной шириной одного канала генерации w_0 [13]:

$$L_{ког} = \frac{2\pi n_{эфф0} w_0^2}{\lambda_0}, \qquad (4)$$

где $n_{эфф}$ - эффективное значения показателя преломления волновода ЛД, λ_0 - центральная длина волны частотного диапазона.

Длина $L_{ког}$ по мере деградации структуры ЛД падает примерно от 2.5 до 1 см [13, 18]. Пропорционально падает и величина спектральной полосы канала генерации: от 1.5 до 0.6 нм. При этом возрастает спонтанный фотонный шум, вызванный возросшими потерями излучения на кристаллической структуре квантовой ямы и расширенного волновода МЛД. Оценки дают изменение *RIN* от -139.7 дБ/Гц при $L_{ког}$ = 2.5 см до -135.6 дБ/Гц при $L_{ког}$ = 1 см.

Выше мы оценили влияние на *RIN* шума спонтанной рекомбинации и потерь излучения при рассеивании на дефектах структуры ЛД, интегрированных в таких параметрах, как время спонтанной рекомбинации неравновесных носителей и длина продольной когерентности излучения. Однако, в большинстве случаев источники лазерного шума – это результат действия большего числа факторов: релаксационных колебаний, множественных продольных мод, спонтанного излучения фотонов, а также

фазового шума, преобразующегося в шум интенсивности. Источник такого преобразования – рэлеевское рассеяние, которое ведет к некогерентной интерференции между стимулированным и исходным сигналом, разделенными по времени. Это приводит к многолучевой интерференции выходного излучения и к появлению флуктуаций его интенсивности.

В диапазоне до 1 кГц флуктуации интенсивности излучения ЛД главным образом происходят по техническим причинам: вибрации зеркал резонатора, колебания температуры внутри лазера. Кроме того, ЛД обладают своими релаксационными колебаниями в гигагерцовом диапазоне. Ширина линии излучения лазера зависит от фазовых шумов, тесно связанных с когерентностью излучения. Теоретический предел спонтанных флуктуаций мощности излучения определяется хаотичностью фазы спонтанного излучения. На практике, причиной фазового шума также являются колебания температуры, которые изменяют коэффициент преломления активной среды, а также фононы, которые возмущают лазерный резонатор. Результатом всех этих факторов является конечная ширина линии, средняя частота которой в свою очередь может быстро меняться. При представлении результатов измерения ширины линии излучения лазера, важно учитывать время проведения измерений. В дополнение к естественной ширине, спектральная линия будет искусственно расширена из-за дрейфа частоты лазера. Более длительная выборка измерения обеспечивает приближение к реальной эффективной ширине линии лазера.

На практике при конструировании АФЛС для определения *RIN* , величина которого необходима для расчёта динамического диапазона устройства, обычно используют современные инструментальные спектральные методы с использованием детектирования оптического сигнала и последующего анализа переменной составляющей в диапазоне до 50-100 ГГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тарасов И.С. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. №. 8. С. 661.
2. А.Ю. Лешко и др. // ФТП. 2002. Т. 36. Вып. 12. С. 1393.
3. G.P. Agrawal “Fiber-Optic Communication Systems” NY: John Wiley & Sons, 1997.
4. L.A. Coldren, S.W. Corzine “Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits” NY: JohnWiley & Sons, 1995.
5. N. Dagli // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1999. V. 47, No. 7, P. 1151.
6. T. Marozsak et al. // Proc. IEEE Int. Topical Meeting Microwave Photonics (MWP). 2002. P. 129.
7. X. Qian et al. // Proc. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. 2005. P. 4.
8. A. Larsson, C. Carlsson, J. Gustavsson et al. // New J. Phys. 2004. V. 6.
9. P. Westbergh, E. Söderberg, J. Gustavsson et al. // IET Optoelectronics. 2008. V. 2, No. 2, P. 88.
10. C. Carlsson, H. Martinsson, R. Schatz et al. // J. Lightw. Technol. 2002. V. 20, No. 9. P. 1740.
11. C. Carlsson, A. Larsson, A. Alping // J. Lightw. Technol. 2004. V. 22. No. 7. P. 1694.
12. В.В. Близнюк др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 12. С. 1666.
13. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1508
14. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 220.
15. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 255.
16. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 1. С. 73.
17. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 6.
18. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 588.

О двухчастотных параметрических солитонах

С.В. Сазонов
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
sazonov.sergey@gmail.com

Проведен теоретический анализ возможностей формирования пространственных, временных, пространственно-временных, светлых, темных и светло-темных солитонов при режимах генерации второй гармоники как в присутствии, так и в отсутствие фазового и группового синхронизмов.

Оптические солитоны (уединенные волны) бывают пространственными и временными. Пространственные солитоны (ПС) – это непрерывные лазерные лучи, локализованные в поперечных направлениях и в пределе бесконечные в направлении распространения. В формировании ПС участвуют такие эффекты, как самофокусировка и препятствующее ей дифракционное уширение лазерного луча. Временные солитоны (ВС) представляют собой лазерные импульсы, ограниченные в направлении распространения и неограниченные в поперечных направлениях. ВС являются результатом взаимной компенсации нелинейного самосжатия лазерного импульса и его дисперсионного расплывания. Симбиоз ПС и ВС представляет собой пространственно-временной солитон (ПВС) или «световую пулю» – локализованный во всех направлениях устойчивый сгусток световой энергии [1]. Это так называемые светлые ПВС. Бывают еще темные ПВС, представляющие собой локализованные пустоты, распространяющиеся на бесконечном световом фоне.

Солитоны перечисленных выше типов бывают одночастотными и многочастотными. В частности, двухчастотные солитоны способны формироваться в режиме генерации второй гармоники (ГВГ) [2, 3]. Здесь, помимо перечисленных выше эффектов, важную роль играют фазовый и временной синхронизмы, когда на обеих частотах уравниваются соответственно фазовые и групповые скорости. В экспериментальных условиях удовлетворить сразу обоим синхронизмам, как правило, не удается. Поэтому необходимо решать задачу формирования двухчастотных солитонов в отсутствие данных синхронизмов. Для временных двухчастотных солитонов удается получить точные аналитические решения. Проведя приближенный учет дифракционного уширения усредненным вариационным методом [4], можно найти приближенные решения в виде двухчастотных «световых пуль». Оказывается, что такие двухчастотные «пули» могут формироваться при не очень больших нарушениях фазового и группового синхронизмов. Проанализированы случаи формирования светлых и светло-темных ПВС [5]. Последние представляют собой двухчастотные формирования, являющиеся темными солитонами по отношению к направлению распространения и светлыми – по отношению к поперечным направлениям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ya. Silberberg // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 1282.
2. Ю.Н. Карамзин, А.П. Сухоруков // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 734.
3. А.П. Сухоруков. “Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике” М.: Наука, 1988.
4. D. Anderson // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. P. 3135.
5. С.В. Сазонов // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 121. № 4. С. 273.

Анализ трансформации спектральных параметров при ускоренных климатических испытаниях торцевых лазерных диодов

В.А.Паршин[1], А.Г.Ржанов[2,*], О.И.Семенова[1], А.Е.Тарасов[1,**], Н.А.Хлынцев[1]
[1]*Национальный исследовательский университет «МЭИ»*
[2]*Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова*
[*]rjanov@mail.ru, [**]tarasovay01@gmail.com

Мощные лазерные диоды (МЛД) с выводом излучения через оптическое волокно широко используются в волоконно-оптических линиях связи, для накачки других лазеров, генерирующих в разных диапазонах оптического спектра, а также в медицинских аппаратах, в других измерительно-диагностических устройствах. К МЛД принято условно относить лазерные диоды (ЛД), у которых с зеркала шириной 1 мкм снимается излучение мощностью более 10 мВт [1].

Важным параметром ЛД является срок службы в штатном режиме. Чаще всего для оценки этого параметра используется классическая методика контроля состояния гетероструктуры и прогнозирования срока службы. Она основана на регистрации временных изменений мощности излучения при поддержании постоянного значения тока накачки. Кроме того, часто используется методика, базирующаяся на режиме поддержания постоянной мощности излучения МЛД путем регулярного увеличения тока накачки. За срок службы ЛД принимается время, через которое поддержание мощности на постоянном уровне становится невозможным [2]. Значительно реже используются методики, основанные на обработке временных зависимостей вида диаграммы направленности и степени линейной поляризации излучения [3-5]. Реализация перечисленных выше методик требует большого ресурса и времени [6].

Одной из ранних работ, посвященных разработке новой методики оптимизации параметров одномодовых ЛД на основе квантово-размерных гетероструктур [7] с раздельным ограничением, является работа [8]. В этой работе показано, что нарушение одномодового режима генерации ЛД, вызванное ухудшением состояния его гетероструктуры, наиболее четко проявляется в спектре лазера.

Чувствительность спектральных характеристик МЛД к деградационным процессам даёт возможность использовать данные о спектрах излучения ЛД при прогнозировании срока службы и определении их качества. В течение последних нескольких лет мы занимаемся разработкой новых методов контроля состояния гетероструктуры ЛД, которые основаны на анализе трансформации их спектра излучения с течением времени эксплуатации [8-15].

В данном исследовании мы представляем частотные спектры МЛД с широким контактом (ШК) на предмет определения их возможного срока эксплуатации в штатном режиме генерации. В предыдущих работах мы теоретически и экспериментально разбирали методы контроля надёжности и долговечности ЛД по виду их частотных спектров в начале срока эксплуатации и после некоторого времени наработки. Под штатным режимом генерации мы подразумеваем рабочую точку, расположенную примерно в середине линейного участка ватт-амперной характеристики ЛД.

В качестве основного параметра, характеризующего качество линии излучения полупроводниковой структуры ЛД, нами был введен характеристический спектральный параметр $A_{хсп}$ [8, 11]:

$$A_{хсп} = 1 - \left\| \frac{f_{'эксп}(\bar{\nu}) - f_G(\bar{\nu})}{f_G(\bar{\nu})} \right\|, \qquad (1)$$

где двойные прямые скобки означают норму функции на частотном интервале по полувысоте спектра спектральной линии (подробнее см. [11]). $f_{'эксп}(\bar{\nu})$ - экспериментально полученный оцифрованный нормированный спектр излучения в пределах одной линии или огибающей спектра в пределах группы линий, $f_G(\bar{\nu})$ - нормированный спектр излучения линии гауссовой формы с той же полушириной, что и у экспериментально измеренной функции, $\bar{\nu}$ – нормированное отклонение от центральной частоты ν_0 спектральной линии, имеющей полуширину $\Delta\nu$:

$$\bar{\nu} = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}. \qquad (2)$$

Нормированная гауссова функция имеет вид:

$$f_G(\bar{\nu}) = \exp\left[-4 \cdot \ln 2 \cdot (\bar{\nu})^2\right]. \qquad (3)$$

Из (1)-(3) следует, что значение параметра $A_{хсп}$ стремится к единице, когда функция $f_{'эксп}(\bar{\nu})$ может быть хорошо аппроксимирована гауссовой функцией (3).

Как было показано ранее [16], в МЛД с ШК излучение разбивается на пространственные каналы генерации, число которых увеличивается по мере эксплуатации лазера. Частотный спектр излучения при этом насыщается новыми пиками, а длина когерентности уменьшается. Кроме того, трансформация спектра должна сопровождаться увеличением оптических потерь в резонаторе МЛД [17]. Мы связываем процессы деградации МЛД с изменениями в кристаллической структуре активного слоя (как правило, это квантовая яма), ведущими к росту потерь и сокращению средней продольной длины когерентности излучения. Трудности оценки качества (в том числе времени эксплуатации) МЛД с ШК в отличие от маломощных ЛД состоят в том, что в спектре МЛД с ШК, кроме продольных мод резонатора Фабри-Перо, присутствует большой набор мод, определяемых поперечной структурой оптического поля (поперечными модами и каналами генерации). Однако, имея экспериментально полученные спектры МЛД в разные моменты времени эксплуатации ЛД, можно делать оценки не только для средней длины когерентности излучения, но и для возможного времени штатной эксплуатации лазера. В данной работе мы ставили целью дальнейшую разработку методики определения качества и оценки срока службы МЛД с ШК по экспериментальным спектрам излучения, снятым в разные моменты относительно начала эксплуатации МЛД с использованием климатической установки для ускоренных испытаний.

Предположения, необходимые для осуществления оценок качества изготовления и срока службы МЛД были сделаны в работе [8]. Для этого в спектре излучения предлагается выделять частотные области, соответствующие разным пространственным каналам генерации, которые затем можно анализировать по методике, разработанной для одноканальных лазеров с узким контактом [10]. Согласно этой методике осуществляется аналитический подбор функции связи параметра качества $A_{хсп}$ с временем службы $\tau_{сл}$ ЛД из контрольной части партии ЛД [11]. Те же принципы заложены в методику оценок для МЛД с ШК. Отличие заключается в том, что в данном случае в качестве параметра $A_{хсп}$ для МЛД выбирается минимальный из измеренных для набора огибающих спектров нефазированных между собой каналов генерации.

Мы исследуем МЛД диапазона 964 нм, описанные в работах [14-16], как базовый образец для расчётов и оценок по экспериментальным данным. У нас имеется база

данных по измерениям спектров партии других МЛД типа KLM-H980-200-5 диапазона 980 нм. Для этих лазеров по экспериментальным данным нами были сделаны оценочные расчёты основных параметров их структуры [16]. При анализе были выбраны несколько приборов, частотные спектры которых показали в эксперименте в пространственной структуре излучения явное наличие нефазированных пространственных каналов генерации, число которых увеличивалось по мере наработки часов эксплуатации МЛД в штатном режиме.

Спектр торцевых МЛД, который содержит несколько спектральных линий, является многочастотным. Эти линии представляют собой продольные и поперечные моды резонатора ФП. Кроме этого, излучение МЛД может распадаться на отдельные нефазированные каналы генерации [18], что приводит к спектральному разделению этих каналов в пределах линии усиления.

Анализ подобных многочастотных спектров существенно упрощается, если их излучение рассматривать как совокупность независимых автономных излучателей - одномодовых ЛД [13].

Срока службы МЛД предлагается оценивать по сравнению отдельных спектральных линий, полученных в ходе натурных измерений в начальной стадии эксплуатации лазеров, с гауссовой функцией согласно формулам (1)-(3). В качестве количественного параметра, характеризующего степень подобия функции, построенной по экспериментальным данным, и гауссовой функции, используется интегральный параметр (1) A_{xcn} [13]. Параметр A_{xcn} рассчитывается согласно выражениям (1)-(3) отдельно для каждой спектральной линии. Выбор гауссовой функции в качестве базовой основан на результатах измерений спектральных характеристик нескольких сотен многомодовых ЛД разных моделей, проведенных нашей научной группой.

Нами были проведены исследования трех МЛД модели KLM-H980-200-5 (штатная мощность 200 мВт), изготовленных в едином технологическом цикле. Начальные спектральные характеристики одного из образцов при токе накачке 80 мА приведены на рис. 1. Спектральные характеристики снимались с использованием дифракционного монохроматора МДР-23 с разрешением до 0.02 нм. На графике хорошо видны три спектральные линии. После аппроксимации этих спектральных линий гауссианами (оранжевый цвет) программно рассчитаны параметры $A_{xcn\ i}$ для каждой линии: 0,94, 0,95, 0,92. По минимальному параметру $A_{xcn\ i}$ в соответствии с теорией, изложенной в работе [13], оценивается качество гетероструктуры и прогнозируется срок службы данного лазера. Затем ЛД помещались в климатическую камеру, температура которой поддерживалась 45^0С. В соответствии с моделью Аррениуса, коэффициент ускорения при этом составляет 3.7. Каждые 160 часов (что соответствует 592 часам работы в реальном масштабе времени) лазерные диоды извлекаются из климатической камеры и снимаются их спектральные характеристики. После полномасштабных ускоренных испытаний на старение, ожидается, что значения спектральных коэффициентов понизятся, что будет свидетельствовать об ухудшении эксплуатационных параметров ЛД и подтверждать правильность разрабатываемой методики оценки качества гетероструктуры и оценки времени жизни лазера с помощью характеристического спектрального параметра A_{xcn}, измеренного в начальной стадии эксплуатации.

В результате исследования спектров по методике оценки времени службы ЛД с ШК можно сделать вывод о сильной зависимости этого времени от характеристического параметра A_{xcn}. Оценки показывают, что при определении этого параметра в пределах 0.80-0.95 срок службы МЛД должен укладываться в стандартные рамки более 10 000 часов.

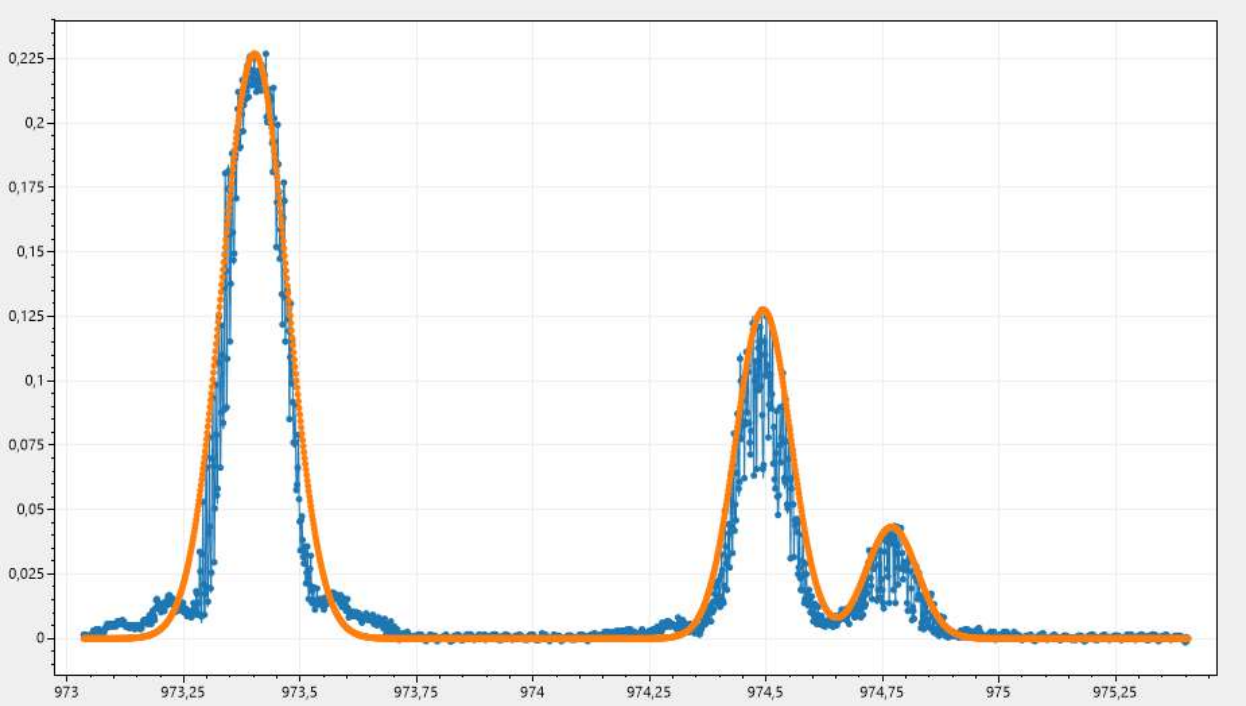


Рис. 1. Экспериментальное распределение интенсивности излучения лазерного диода модели KLM-H980-200-5 при токе накачки 80 мА в относительных единицах (синяя кривая). Аппроксимация спектральных линий гауссианами (оранжевая кривая). По горизонтальной оси отложена длина волн излучения в нанометрах. Время наработки 10 часов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Е. Жуков "Физика и технология полупроводниковых наноструктур" СПб.: Элмор, 2007, 304 с.

2. Л. Кейси, М. Паниш "Лазеры на гетероструктурах" М.: Мир, 1981, Т. 2, 299 с.

3. Д.Р. Мифтахутдинов, А.П. Богатов, А.Е. Дракин // Квантовая электроника. 2010. № 7. С. 583.

4. В.В. Близнюк и др. // Сб. докладов XXII межд. конф. "Лазеры. Измерения. Информация". 2012. СПб. С. 224.

5. Л. Воробьев и др. // Фотоника. 2012. Т. 31. № 1. С. 20.

6. В.Г. Сидоров, Н.П. Шмидт // Науч.-техн. ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2013. № 2(170). С. 71.

7. А.Ю. Лешко и др. // ФТП. 2002. Т. 36. вып. 12. С. 1393.

8. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1504.

9. V.V. Bliznyuk et al. // EPJ Web of Conferences. 2019. V. 220. P. 02016–1.

10. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 1. С. 35.

11. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 225.

12. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 255.

13. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 7. С. 1008.

14. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1598.

15. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 1. С. 29.

16. В.В. Близнюк и др. // Самарцевские Чтения (ФЭКС/IWQO-2023): Сборник тезисов. г. Светлогорск, 18 – 22 сентября 2023 г. С. 174.

17. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 8. № 1. С. .

18. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер.физ. 2021. Т.85, №2, стр.250.

Моделирование распространения электромагнитных пучков в массиве углеродных нанотрубок во внешнем постоянном электрическом поле

Р.Р. Трофимов, Н.Н. Конобеева
Волгоградский государственный университет
r.trofimov@volsu.ru

В настоящей работе исследуется эволюция лазерного пучка в среде с углеродными нанотрубками (УНТ) [1] под действием внешнего постоянного электрического поля. Широко известны свойства УНТ, которые находят многочисленные применения в самых различных областях [2,3], в том числе в оптоэлектронике и фотонике. Одним из таких свойств является сильная нелинейность, которая позволяет эффективно изменять параметры световых пучков, а также влиять на процесс их распространения с наименьшими искажениями и затуханием [4].

Мы рассматриваем динамику электромагнитного пучка в среде с углеродными нанотрубками зигзагообразного типа (m, 0). Причем учитываем воздействие внешнего постоянного электрического поля – E_{ex}. Массив нанотрубок состоит из вертикально выровненных УНТ [5, 6] вдоль оси OY, совпадающим с направлением приложенного внешнего поля.

Волновое уравнение на векторный потенциал $\vec{A} = (A(x,z,t),0,0)$ поля может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} j\left(A + A_{ex}\right), \tag{1}$$

здесь учтена калибровка Кулона: $E = c^{-1}\,\partial A/\partial t$, c – скорость света в вакууме.

Далее с используем приближение медленно меняющихся амплитуд и фаз [7] и получаем уравнение на интенсивность электромагнитного поля, аналогичное по своей структуре нелинейному уравнению Шредингера. В безразмерном виде его можно записать следующим образом:

$$\begin{gathered}
\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + i\kappa\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \psi\sum_{q=1}^{\infty}\sum_{s=1}^{m} G_{q,s}\sum_{r=0}^{\infty}\frac{(-1)^r q^{2r+1}|\psi|^{2r}}{2^{2r+1} r!(r+1)!} + \\
\sum_{q=1}^{\infty}\sum_{s=1}^{m} D_{q,s}\sum_{r=0}^{\infty}\frac{(-1)^r q^{2r}|\psi|^{2r}}{2^{2r}(r!)^2}\left[1 - \frac{2q^2|\psi|^2}{(r+1)(r+2)}\right], , \\
G_{q,s} = b_{q,s}\cos\left(q\cdot E_{ex}\cdot t\right), \\
D_{q,s} = b_{q,s}\sin\left(q\cdot E_{ex}\cdot t\right)
\end{gathered} \tag{2}$$

здесь κ – безразмерный волновой вектор электромагнитного пучка, $b_{q,s}$ представляют собой коэффициенты в разложении закона дисперсии электронов в углеродных нанотрубках в ряд Фурье:

$$\varepsilon(p,s) = \gamma_0\sqrt{1 + 4\cos\left(\frac{ap}{\hbar}\right)\cos\left(\frac{\pi s}{m}\right) + 4\cos^2\left(\frac{\pi s}{m}\right)}, \tag{3}$$

s=1,…, m, p – проекция квазиимпульса электрона на ось УНТ, γ_0 =2.7 эВ – интеграл перескока, a = 0.213 нм – длина углеродной связи.

Далее построено численное решение уравнения (2) для пучка в форме Гаусса с использованием численной схемы Бессе [8]. Эволюция пучка в присутствии внешнего постоянного электрического поля представлена на рис. 1.

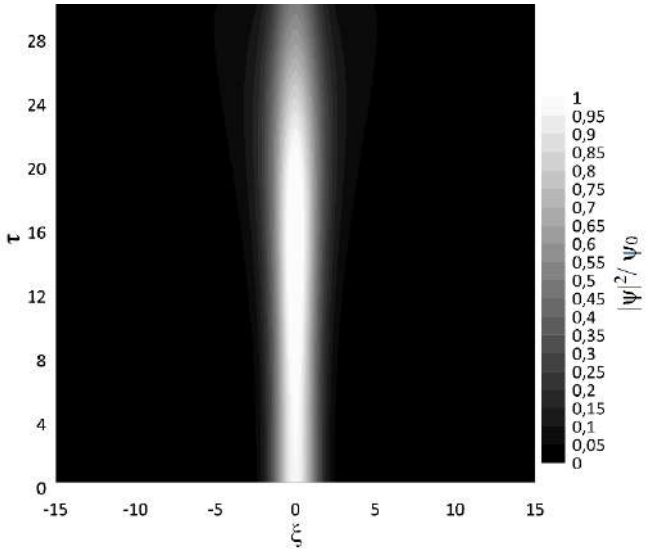


Рис. 1. Распределение интенсивности электрического поля. ψ_0 – начальная амплитуда векторного потенциала.

Таким образом, была построена модель, описывающая распространение лазерных пучков в массиве углеродных нанотрубок под действием внешнего электрического поля. В ходе проведенного исследования обнаружено, что величина электрического поля позволяет контролировать пространственно-энергетические характеристики пучка в среде, содержащей УНТ.

Исследование выполнено при поддержке РНФ (грант № 23-71-00016, https://rscf.ru/project/23-71-00016/). Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Iijima // Nature. 1991. V. 354. P. 56-58.
2. N. Anzar et al. // Sensors International. 2020. V. 1. P. 100003.
3. S. Yang // Architecture, Structures and Construction. 2023. V. 3. P. 289-298.
4. N.N. Konobeeva et al. // Journal of Applied Physics. 2019. V. 126. P. 203103.
5. S. Huang et al. // Nanotechnology Reviews. 2021. V. 10. Issue 1. P. 1592-1623.
6. G.D. Nessim et al. // Nano Letters. 2009. V. 9. Issue 10. P. 3398-3405.
7. Н.Н. Ахмедиев, А. Анкевич “Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки” М.: Физматлит, 2003.
8. C. Besse // SIAM Journal on Numerical Analysis. 2004. V. 42. No. 3. P. 934–952.

Нелинейно - оптические свойства мягких веществ

О.Х. Хасанов[1], Т.В. Смирнова[2], О.М. Федотова[3],
Г.А. Русецкий[1], К.В. Писцова[1], А.Н. Бугай[4]
[1]*Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь*
[2]*Международный государственный экологический институт им. А.Д. Сахарова БГУ, Минск, Беларусь*
[3]*Российский государственный социальный университет, Минский филиал, Минск, Беларусь*
[4]*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, РФ*
eowynknight@gmail.com

В результате многократного рассеяния на нано- и микрочастицах лазерное излучение, проходя через дисперсные среды, или так называемые мягкие вещества, такие, как, например, кровь и другие биосуспензии ослабляется и может изменять направление распространения. Исследование механизмов, обеспечивающих глубокое проникновение лазерного излучения в биосуспензии и ткани, позволит развить лазерные технологии и осуществить управление локализацией микро- и наночастиц в поле излучения с использованием сил светового давления, способствовуя развитию методов медицинской диагностики и терапии.

Стабильное распространение лазерного излучения в среде возможно в условиях баланса влияния дифракционной расходимости пучка и оптической нелинейности среды [1]. Суспензии с биочастицами в слабых полях не проявляют оптическую нелинейность. В тоже время поляризуемость микро и наночастиц в поле мощного излучения и их перераспределение по объёму рассматриваемой среды под действием сил светового давления формируют нелинейный отклик среды. При этом пучок действует на диэлектрические микро- и наночастицы с градиентной силой, направленной вдоль градиента интенсивности поля и перемещающей частицы в область большей интенсивности, если диэлектрическая проницаемость частиц больше диэлектрической проницаемости окружения, или в область меньшей интенсивности, если соотношение диэлектрических проницаемостей обратное. В результате формируется волновод с неравновесным распределением концентрации частиц. Другими словами, оптическая нелинейность таких сред имеет концентрационную природу. Баланс динамически формируемой оптической нелинейности среды и дифракции пучка, как показывает анализ, может способствовать его устойчивому распространению в суспензии.

Помимо градиентной силы $\vec{F}_{grad}$ на частицу действуют силы вдоль направления распространения пучка, состоящие из силы рассеяния $\vec{F}_{scat}$ и силы поглощения $\vec{F}_{abs}$ [1]:

$$\vec{F}_{grad} = 0.5\left|\alpha\right|\nabla I \tag{1}$$

$$\vec{F}_{scat} = n_m \sigma_{scat} I / c \tag{2}$$

$$\vec{F}_{abs} = n_m \sigma_{abs} I / c \tag{3}$$

Здесь I – интенсивность излучения, действующего на биочастицу, $\vec{\nabla}$ – оператор градиента, $\alpha = 3V\left(n_p^2 - n_m^2\right)/\left(n_p^2 + 2n_m^2\right)$ – поляризуемость биочастицы, V – ее объем, n_p - показатель преломления материала частицы, n_m - показатель преломления жидкости, σ_{scat} и σ_{abs} - сечения рассеяния поглощения, соответственно. Как известно,

сечение рассеяния частиц, размеры которых существенно меньше длины волны (рэлеевское рассеяние), прямо пропорционально размеру частиц в шестой степени и обратно пропорционально длине волны в четвертой степени: $\sigma_{scat} = k_m^4 |\alpha|^2 / 4\pi$.

С увеличением размера частиц расчет сечения рассеяния становится более сложной задачей. В то же время, в ряде частных случаев расчет сечений рассеяния существенно упрощается. Если размер частиц существенно превышает длину волны $a > \lambda$, но диэлектрическая проницаемость частиц ε_p незначительно отличается от диэлектрической проницаемости жидкости ε_m и $(\varepsilon_p - \varepsilon_m)ak_m < 1$, то процесс рассеяния можно рассматривать в рамках борновского приближения. В этом случае для рассеяния вперед можно использовать рэлеевское приближение. Так, в работе [2], в которой анализировалось распространение лазерного излучения в суспензии цианобактерий, размер которых превышал длину волны лазерного пучка, использовался именно такой подход. Если размер биочастиц значительно превышает длину волны $a \gg \lambda$ и нарушаются условия борновского приближения: $(\varepsilon_p - \varepsilon_m)ak_m > 1$, но $(\varepsilon_p - \varepsilon_m)ak_m > 1$, справедливо использовать ВКБ приближение [3]. Указанным условиям удовлетворяют суспензии эритроцитов. Для расчета сечения рассеяния используют оптическую теорему, согласно которой полное сечение σ_t биочастицы равно сумме сечения рассеяния и сечения поглощения. Полное сечение, связанное с мнимой частью амплитуды рассеяния вперед, как и сечение поглощения легко рассчитывается, предполагая нормальное падение волны на частицу. Такое предположение оправдано в условиях $(\varepsilon_p - \varepsilon_m) < 1$.

Проанализируем условия стабильного распространения лазерного пучка в биосуспензии в зависимости от входных параметров излучения и среды. В условиях небольшой концентрации частиц корректно использовать приближение эффективной среды [4] с показателем преломления $n_{eff} = n_m \left(1 + 2\rho V \left(n_p - n_m\right) / n_m\right)^{1/2}$. Очевидно, что нелинейный вклад в показатель преломления среды n_{nl} вносит неравновесное перераспределения частиц в поле излучения: $n_{nl} = (n_p - n_m)\rho(r,z)\mathrm{V}$, где концентрация частиц является результатом решения уравнения конвекции-диффузии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}\left[\rho \vec{v}\left(\vec{r}\right) - D\vec{\nabla}\rho\right] = 0 \qquad (4)$$

где D – коэффициент диффузии, t -время, v – скорость частиц, обусловленная действием градиентной силы $\vec{F}_{grad}$ и силы рассеяния вперед $\vec{F}_{scat}$: $\vec{v} = \mu \vec{F}\left(|E|^2\right)$ – подвижность частиц, $\vec{F} = \vec{F}_{grad} + \vec{F}_{scat}$. Исследование распространения излучения сводится к совместному решению модифицированного нелинейного уравнения Шредингера (5) и уравнения конвекции-диффузии (4) [2]:

$$i\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_m}\Delta E + k_0 V\left(n_p - n_m\right)\rho\left(\vec{r}\right)E + i\frac{\sigma}{2}\rho\left(\vec{r}\right)E = 0 \qquad (5)$$

Как показывает анализ, движение частиц под действием градиентных сил определяет локальный характер оптической нелинейности суспензии, в то время как действие сил рассеяния вперед приводит к нелокальной зависимости показателя преломления от z.

В условиях локальной оптической нелинейности суспензии, когда влиянием сил рассеяния вперед и поглощением можно пренебречь, как показал анализ, возможно распространение лазерного пучка в солитонном режиме. При этом форма солитона будет определяться экспоненциальным типом нелинейности. На рис. 1 представлено устойчивое распространение солитона с длиной волны 500 нм в кювете длиной 4 см и сечением 0.6 см × 0.6 см с суспензией эритроцитов.

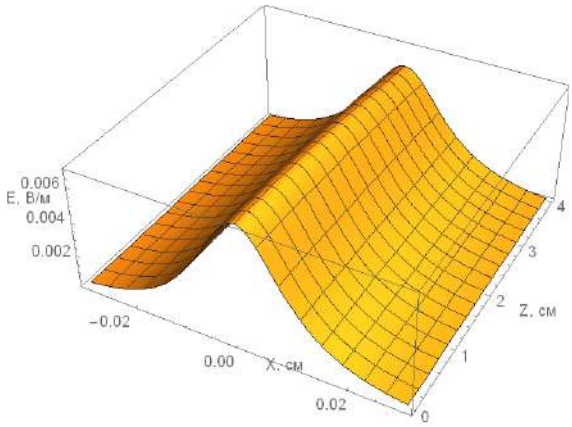


Рис.1. Распределение напряженности лазерного поля E(x,z) при распространении в солитонном режиме (длина волны 500 нм) в кювете длиной 4 см и сечением 0.6 см × 0.6 см с суспензией эритроцитов

При одновременном анализе всех сил светового давления система уравнений (1-2) решалась численно и в рамках вариационного подхода. Как показал анализ, нелинейный сценарий распространения зависит от входной мощности лазерного пучка и может изменяться от дифракционной расходимости пучка до самофокусировки. В работе проведена оценка критической мощности самофокусировки P_{cr}. Как известно, порог определяется условием смены режима дифракционной расходимости пучка его самоканалированием [5]. Согласно нашим оценкам

$$P_{cr} = \frac{(1.22\lambda)^2 c K_B T}{32(n_p - n_m)\mathrm{V}\,\rho_0 \alpha} \qquad (6)$$

Как следует из расчетов, критическая мощность самофокусировки в биосуспензиях зависит от длины волны излучения, температуры среды, объема биочастицы, начальной концентрации частиц, их поляризуемости и разности показателей преломления частиц и жидкости. Пучки с входной мощностью P_{in} меньше критической должны испытывать дифракционную расходимость, а при $P_{in} > P_{cr}$ будет происходить их самофокусировка. Проведенные расчеты подтверждают сделанные предположения. Нужно отметить, что влияние диссипации по мере распространения излучения может привести к смене режима самофокусировки на расходимость. На рис. 2 приведены результаты численного моделирования нелинейных сценариев распространения лазерных пучков длиной волны 500 нм в кювете с суспензией эритроцитов с учетом силы рассеяния вперед и диссипации при различных соотношениях P_{rel} между входной мощностью пучка P_{in} и критической величиной P_{cr} ($P_{rel} = P_{in}/P_{cr}$).

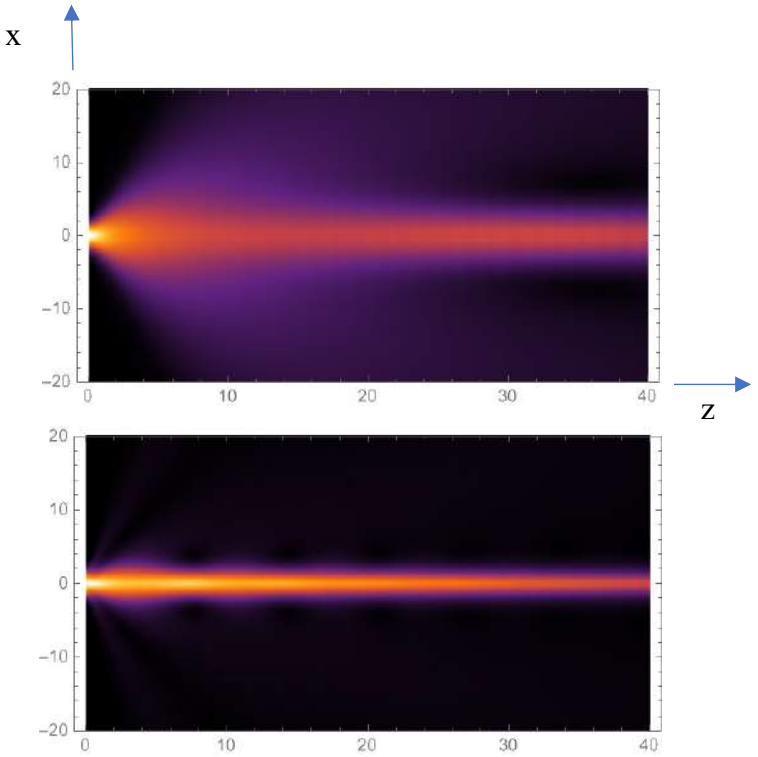


Рис. 2 – Динамика распространения лазерного излучения в суспензии эритроцитов с учетом силы рассеяния вперед и диссипации в зависимости от входной мощности $P_{rel} = P_{in}/P_{cr}$: P_{rel} =0.81; b) P_{rel} =1.1

Расчеты получены при безразмерных значениях сечения рассеяния вперед $b = 0.05$ и параметра диссипации $\delta = 0.01$. Поперечное сечение пучка и продольные координаты представлены в безразмерном виде. Рис. 2a демонстрирует дифракционную расходимость пучка. В тоже время нужно отметить, что влияние рассеяния вперед способствует филаментации пучка, несколько сглаживая процесс расходимости. Что касается сценария, представленного на Рис. 2b, можно видеть процесс самофокусировки. Однако, влияние концентрационной нелинейности на самофокусировку ослабляется за счет слабой диссипации пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Афанасьев и др. // Проблемы физики, математики и техники. 2016. № 4 (29). С. 7.
2. A. Bezryadina et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 58101
3. А. Исимару “Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах” М. : Мир, 1981.
4. R. El-Ganainy et.al. // Optics Express. 2007. V. 15, iss. 16. P. 10207.
5. И.Р. Шен. “Принципы нелинейной оптики” М.: Наука, 1989.

Моделирование генерации высоких гармоник и терагерцового излучения в нанокомпозитах

Федотова О.М.[1], Хасанов О.Х.[2], Смирнова Т.В.[3], Русецкий Г.А.[2],
Федотов А.С.[4], Гусаков А.В.[5], Сапаев У.К.[6], Бабушкин И.В.[7]
[1]*Российский государственный социальный университет, Минский филиал, Минск, Беларусь*
[2]*Международный государственный экологический институт им. А.Д. Сахарова БГУ, Минск, Беларусь*
[3]*Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь*
[4]*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, РФ*
[5] *Институт нелинейной оптики и короткоимпульсной спектроскопии Макса Борна, Берлин, Германия*
[6] *Ташкентский Государственный Технический Университет, Ташкент, Узбекистан*
[7] *Ганноверский Университет и Центр Квантовой оптики, Ханновер, Германия*

eowynknight@gmail.com

Современная фотоника требует компактных и настраиваемых источников как ультрафиолетового (УФ) излучения, особенно в ближнем УФ-диапазоне (near-UV), который востребован в микрообработке, биомедицинской диагностике, спектроскопии [1], так и в области терагерцовых (ТГц) частот, актуальной для спектроскопии, систем безопасности, биомедицине и высокоскоростной передаче данных и других высокотехнологичных областях [2].

Однако традиционные способы получения УФ-импульсов, например, через нелинейное преобразование частот в кристаллах, обладают рядом ограничений: громоздкость, необходимость точного фазового согласования, узкий диапазон перестройки и высокие потери. В нашей работе мы предлагаем новый метод генерации ближнего УФ-излучения непосредственно в активной среде на основе временной перестройки плазмонной резонансной частоты в нанокомпозитах, содержащих металлические наночастицы.

Наиболее перспективными источниками ТГц-волн являются оптические методы преобразования, особенно в средах, способных эффективно преобразовывать ультракороткие лазерные импульсы в ТГц-диапазон. В данной работе мы разрабатываем единую физическую модель, описывающую нелинейное распространение лазерных импульсов в композитных материалах, содержащих металлические наночастицы, и анализируем условия, при которых возможно эффективное генерирование ТГц-излучения.

На сегодняшний день генерация ТГц-излучения часто реализуется на основе оптических методов: в нелинейных кристаллах, полупроводниках или в специальных композитах. Однако существующие модели, описывающие это явление, как правило, ограничены узким набором условий и не учитывают одновременно все ключевые эффекты: нелинейность, дисперсию, фотоионизацию, тепловые и плазмонные процессы. Это затрудняет точное прогнозирование и оптимизацию ТГц-источников.

В данной работе мы предлагаем унифицированный подход, который объединяет решение уравнений Максвелла с учетом пространственно-временной динамики, нелинейные эффекты (в том числе многофотонная и лавинная ионизация), воздействие плазмонного резонанса наночастиц на электромагнитное поле, а также тепловую и кулоновскую динамику внутри композитной среды.

Плазмонные наноструктуры обладают уникальными свойствами: они могут усиливать электромагнитное поле вблизи своей поверхности и демонстрировать резонансное поглощение света, связанное с коллективными колебаниями свободных

электронов. Частота плазмонного резонанса зависит от размера, формы, состава наночастиц и от свойств окружающей среды.

Если изменить одну или несколько этих характеристик во времени - например, под действием короткого лазерного импульса, - можно динамически сдвигать частоту плазмонного резонанса. Мы используем это явление для управления оптическими свойствами нанокомпозита в реальном времени и для генерации УФ-импульсов через механизм оптического перекрытия спектров возбуждающего и изменяющегося плазмонного отклика.

Нами исследовались нанокомпозитные пленки, содержащие металлические наночастицы (нитрид алюминия AlN, оксид цинка ZnO), равномерно распределённые в диэлектрической матрице (оксид кремния). При воздействии наносекундного лазерного импульса изменяются локальные параметры наночастиц и матрицы, в результате чего происходит временная перестройка плазмонной резонансной частоты (рис. 1).

С помощью численного моделирования (метод конечных разностей во временной области- FDTD), а также экспериментальных измерений спектров отражения и излучения, нами показано, что во временном окне, совпадающем с действием возбуждающего импульса, возникает высокоэнергетическое переизлучение в ближнем УФ-диапазоне. Это излучение формируется за счёт временного перекрытия спектров падающего света и динамически сдвигаемой плазмонной резонансной кривой.

Основные результаты исследования генерации излучения УФ диапазона можно сформулировать следующим образом:

1. Спектральная перестройка: плазмонная резонансная частота сдвигается до 20-30 нм в ближнем УФ-диапазоне (около 360–390 нм) при возбуждении наносекундными импульсами.
2. Генерация УФ-импульсов: Впервые показана возможность генерации настраиваемых ближне-УФ импульсов непосредственно внутри нанокомпозита за счёт эффекта временного спектрального наложения.
3. Управляемость: Характеристики УФ-излучения можно варьировать за счёт изменения свойств матрицы, размера и формы наночастиц (НЧ), а также параметров возбуждающего импульса.
4. Простота реализации: В отличие от традиционных нелинейно-оптических методов, наш подход не требует использования внешних кристаллов, фазового согласования и сложной юстировки.

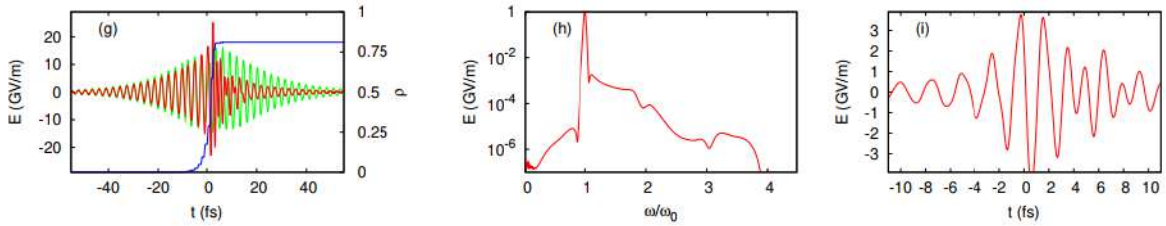


Рис.1 Временные свойства [левый столбец, (g)], спектры среднего поля Eav [средний столбец, (f)] и временные профили, сгенерированные короткими импульсами [правый столбец, (i)] для расстояний распространения 105 нм. Входной импульс (длина волны 800 нм, длительность 25 фс и интенсивность 25 ТВт/см^2) композит из НЧ нитрида алюминия AlN с радиусом 2,5 нм и коэффициентом заполнения f = 0,003 в носителе SiO2 . В левом столбце показаны усредненное по композиту электрическое поле (зеленая кривая), локальное поле внутри НЧ (красная кривая) и относительная плотность плазмы (синяя кривая).

Эффективность предлагаемого метода определяется комбинацией нескольких факторов: а) нелинейное взаимодействие света с наночастицами, приводящее к временным изменениям их электронной оболочки и диэлектрической функции; б) температурное и структурное изменение наночастиц и окружающей среды при

кратковременном локальном нагреве; в) мгновенное переизлучение энергии через сдвигающийся спектр плазмонного резонанса

Наблюдаемое УФ-излучение можно интерпретировать как результат переизлучения возбужденной плазмонной системы в момент её перестройки, что существенно отличается от традиционных фотонных механизмов нелинейного преобразования.

Для исследования преобразования частоты лазерного излучения в ТГц диапазон, нами был разработан единый теоретический подход для описания нелинейного распространения лазерных импульсов в композитных материалах, содержащих металлические НЧ. Основное внимание уделяется оптимизации генерации терагерцового (ТГц) излучения при прохождении мощных импульсов через такие среды (рис.2).

Линейные, нелинейные, дисперсионные и плазмонные эффекты объединяются в одной модели, учитывающей взаимодействие между светом и металлом на ультракоротких временных масштабах, включая фотоионизацию, тепловые и кулоновские эффекты. Анализируются условия эффективной генерации ТГц-излучения, в том числе геометрию НЧ, состав композита и параметры импульса.

Уравнения Максвелла, дополненные нелинейными откликами среды, численно решаются с помощью FDTD-методов. В модели учитывается мгновенное и отсроченное (например, электрон-фононные взаимодействия) поведение отклика. Сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными данными показывает хорошее согласие.

Основные результаты по генерации ТГц излучения следующие:

1. Найден оптимальный диапазон параметров импульса (длительность, интенсивность, форма), при котором ТГц-излучение усиливается на порядок.
2. Определены эффективные геометрические параметры наночастиц (размер, форма, плотность, распределение) для максимизации выхода.
3. Выявлена возможность предсказуемого управления ТГц-генерацией через дизайн композита и настройку импульса

Показано также, что наночастицы способствуют усилению поля в окрестности своей поверхности (плазмонное усиление), что приводит к более эффективной фотоионизации и, как следствие, к усиленной генерации ТГц-волн. Для достижения максимальной эффективности необходимо согласовать временные масштабы - длительность импульса, время релаксации электронной плазмы, и резонансную частоту наночастиц. Учет тепловых процессов (нагрев, термодинамическая ионизация) повышает точность модели и позволяет предсказывать возможные разрушения материала при высоких энергиях.

Работа открывает новые возможности для создания компактных, управляемых и высокоэффективных источников УФ-импульсов. Предложенный механизм - временная плазмонная перестройка в нанокомпозитах -позволяет реализовать генерацию ближнего УФ-излучения без необходимости в дополнительной нелинейной среде, при этом сохраняя возможность точной настройки частоты и формы выходного сигнала.

Такие источники могут найти применение в микро- и нанообработке материалов, биомедицинских диагностических системах, высокоточной спектроскопии, а также в исследовании ультрабыстрых процессов в веществе

Результаты работы позволяют также целенаправленно проектировать композитные материалы под задачи генерации ТГц-излучения. Модель может быть использована для оптимизации параметров лазеров и геометрии системы без необходимости многократных экспериментальных итераций. Кроме того, работа открывает путь к созданию компактных ТГц-источников, работающих на основе нанофотонных структур

и не требующих больших объемов или кристаллов и способствует развитию адаптивных фотонных систем, где параметры могут настраиваться в реальном времени.

Таким образом, работа вносит вклад не только в прикладную фотонику, но и в развитие теории взаимодействия света с веществом в экстремальных условиях.

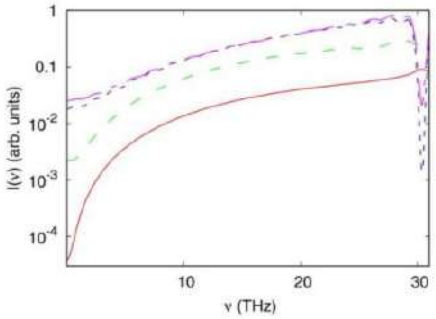


Рис.2. Зависимость спектров в ТГц-диапазоне от расстояния распространения. Здесь: 1-ТВт/см^2, 15-фс импульсы накачки при 2,26 и 4,58 фс$^{-1}$ в композите из НЧ ZnO с долей заполнения f = 0,03 в матрице из плавленого кварца, после длины распространения 5 мкм (красная сплошная кривая), 15 мкм (зеленая кривая с длинными штрихами), 45 мкм (синяя кривая с короткими штрихами) или 50 мкм (пурпурная кривая с длинными и короткими штрихами)

Генерация излучения вне диапазона стандартных оптических источников - как в УФ, так и в ТГц-области - остаётся задачей с высокой научной и прикладной значимостью. Одним из наиболее перспективных решений является использование нанокомпозитных сред, в которых встроенные металлические наночастицы могут усиливать локальное поле и запускать нелинейные процессы даже при умеренных энергиях импульса.

Несмотря на различие частотных диапазонов (УФ против ТГц), оба процесса имеют общую природу: возникают при интенсивном взаимодействии света с нанокомпозитом; зависимы от динамических изменений оптических свойств материала; поддаются описанию в рамках объединённых макроскопических моделей, которые учитывают нелинейность, дисперсию и плазмонные эффекты. В обоих случаях эффективность генерации возрастает при локализации электромагнитного поля вблизи наночастиц или при взаимодействии волн в неоднородной структуре.

С точки зрения приложений, оба эффекта могут быть реализованы в единой оптической системе — например, при использовании широкополосных импульсов и композитов с подходящей структурой. Это открывает путь к двойной генерации неклассического излучения из одного источника.

Нанокомпозитные среды с металлическими наночастицами представляют собой универсальную платформу для генерации неклассического излучения в широком диапазоне частот. Разработанные модели позволяют предсказывать и оптимизировать поведение таких систем в условиях интенсивного оптического возбуждения..

Развитие этих моделей ведёт к созданию новых источников света с управляемыми свойствами, полезных как в фундаментальных исследованиях, так и в прикладных технологиях (микрообработка, диагностика, беспроводная передача данных и др.).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Lekosiotis, et al. // Opt. Lett. 2021. V. 46(16), P.4057.
2. A.D. Koulouklidis et al. // Nat Commun 2020. V. 11, P. 292.

Брэгговская дифракция света на регулярных доменных структурах с симметрично искривленными стенками в кристалле $MgO:LiNbO_3$

С.М. Шандаров[1], Д.Е. Бельская[1], А.В. Дубиков[1], Е.Н. Савченков[1], А.Р. Ахматханов[2], М.А. Чувакова[2], В.Я. Шур[2]

[1]*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*

[2]*Уральский федеральный университет*

stanislavshandarov@gmail.com

Регулярные доменные структуры (РДС), создаваемые методом электрической переполяризации в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата лития, являются основой для реализации различных оптических элементов, используемых при спектральных, временных и пространственных преобразованиях параметров лазерного излучения [1−5]. Эффективным неразрушающим методом контроля качества элементов с РДС, позволяющим определить их характеристики, является линейная дифракция Брэгга [6−13]. С использованием обычных гауссовых зондирующих пучков с радиусами перетяжки r_0 от 0.14 до 0.16 мм, сравнимыми с типичной толщиной образцов вдоль полярной оси h = 1 мм, было установлено, что доменные стенки РДС в кристаллах $5\%MgO:LiNbO_3$ имеют угол наклона α к полярной оси, составляющий около ±0,3° [10]. Предложенная в данной работе теоретическая модель дифракции Брэгга на РДС предполагала симметричную геометрию двух плоских наклонных стенок в пределах одного пространственного периода Λ. Авторами [13] была экспериментально исследована зависимость эффективности дифракции Брэгга для узкого вдоль полярной оси Z эллиптического гауссова пучка от положения его центра в кристалле $5\%MgO:LiNbO_3$ с РДС. Для первой пространственной гармоники создаваемых РДС возмущений необыкновенного показателя преломления эта зависимость $\eta_1(z)$ характеризовалась ненулевым минимумом ($\eta_{min} \approx 0{,}02$) примерно в середине кристалла и двумя максимумами вблизи его границ, с $\eta_{max1} \approx 0{,}15$ и $\eta_{max2} \approx 0{,}11$. Проведенное в [13] обобщение предложенной в [10] модели плоских одинаковых наклонных стенок с симметричной геометрией на случай дифракции Брэгга при эллиптическом зондирующем пучке позволило получить только качественное согласие формы теоретической зависимости дифракционной эффективности $\eta_1(z)$, с близким к нулевому значению η_{min} и двумя симметрично расположенными максимумами, с $\eta_{max} \approx 0{,}16$.

В настоящей работе, с целью лучшего согласования с наблюдаемой экспериментальной зависимостью, проведен теоретический анализ брэгговской дифракции эллиптического гауссова пучка на возмущениях, создаваемых в сегнетоэлектрических кристаллах симметрично искривленными доменными стенками. Следуя [10], примем во внимание спонтанный квадратичный электрооптический эффект, что позволяет представить создаваемые двумя расположенными на периоде РДС $-\Lambda/2 \le x \le \Lambda/2$ симметрично искривленными доменными стенками возмущения компоненты ε_{33} диэлектрического тензора кристалла в виде

$$\delta\varepsilon_{33}(x,z) = n_e^4 P_S^2 R_{33}\left\{a_l \operatorname{ch}^{-2}\left[\frac{x+\Lambda/4+\mathrm{W}(z_0-z)}{\omega_0}\right] + a_r \operatorname{ch}^{-2}\left[\frac{x-\Lambda/4-\mathrm{W}(z_0-z)}{\omega_0}\right]\right\}, \quad (1)$$

где n_e – необыкновенный показатель преломления и R_{33} – квадратичная электрооптическая постоянная кристалла; P_S – спонтанная поляризация; ω_0 – половина толщины доменной стенки. Здесь нечетная функция $\mathrm{W}(z_0 - z)$ описывает симметричные отклонения для левой (l − относительно координаты $x = 0$) и для правой (r) доменных стенок от положения $x = \mp\Lambda/4$ при $z = z_0$, где исходные и переполяризованные области

кристалла имеют одинаковые размеры $\Lambda/2$ вдоль оси x, а коэффициенты $a_l \le 1$ и $a_r \le 1$ введены для учета возможного отличия реальных параметров стенок, связанных со спонтанным квадратичным электрооптическим эффектом, от предсказываемых теоретической моделью. Для области кристалла, ограниченной неравенством $z_1 \le z \le z_2$ с размером $2\Delta z = z_2 - z_1$ вдоль полярной оси и центром при $z_c = (z_2 + z_1)/2$, возмущения компоненты диэлектрического тензора могут быть представлены в виде следующего Фурье-разложения по пространственным гармоникам:

$$\delta\varepsilon_{33}(x,z) = 2n_e^4 P_S^2 R_{33} \frac{\omega_0}{\Lambda} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m\pi^2\omega_0/\Lambda}{\mathrm{sh}\left(m\pi^2\omega_0/\Lambda\right)} C_m(z) \exp\left(im\frac{2\pi}{\Lambda}x\right) + c.c., \tag{2}$$

с коэффициентами

$$C_m(z) = (i)^m a_l \exp\left[im\frac{2\pi}{\Lambda}\mathrm{W}(z_0 - z)\right] + (-i)^m a_r \exp\left[-im\frac{2\pi}{\Lambda}\mathrm{W}(z_0 - z)\right], \tag{3}$$

определяемыми составляющими непрерывного углового спектра. Для основной гармоники с $m = 1$ из (3) получаем

$$C_1(z) = i\left\{a_l \exp\left[i\frac{2\pi}{\Lambda}\mathrm{W}(z_0 - z)\right] - a_r \exp\left[-i\frac{2\pi}{\Lambda}\mathrm{W}(z_0 - z)\right]\right\}. \tag{4}$$

Отсюда следует, что экспериментально наблюдаемое отличие дифракционной эффективности для первой пространственной гармоники от нуля для положения центра эллиптического зондирующего пучка $z = z_0$ может быть описано при различающихся коэффициентах a_l и a_r. Для количественного описания зависимости эффективности дифракции Брэгга при $m = 1$ воспользуемся соотношениями (2) и (4) и подходом, описанным в работах [10, 13], с представлением световых полей для взаимодействующих пучков, гауссова зондирующего эллиптического (n) и дифрагированного (d), через угловой спектр плоских волн вида $\exp\left(-ik_z^n z\right)$ и $\exp\left(-ik_z^d z\right)$. При точном выполнении условия синхронизма для составляющих углового спектра $k_x^d = 2\pi/\Lambda - k_x^n$, в приближении слабой связи выражение для распределения дифрагированного светового поля на выходной грани кристалла $y = d$ может быть получено в виде [13]

$$E_d(x,d,z,z_c) = \exp(-ik_x^d x)\int_{-\infty}^{\infty} F_d(d,k_z^d,z_c)\exp(-ik_z^d z)dk_z^d, \tag{5}$$

где его пространственный спектр при положении центра зондирующего пучка в плоскости $z = z_c$ описывается интегральным выражением

$$F_d(d,k_z^d,z_c) = -\frac{k_0 n_e^3 P_S^2 R_{33}\omega_0}{\pi\cos\theta_{B1}\Lambda}\frac{\pi^2\omega_0/\Lambda}{\mathrm{sh}\left(\pi^2\omega_0/\Lambda\right)}\Delta z E_0 \exp\left[-i\frac{\left(k_z^d\right)^2 d}{2k_0 n_e\cos\theta_{B1}}\right]\int_{z_c-z}^{z_c+z} dz C_1(z)\exp(ik_z^d z)\times$$

$$\times\int_0^d \frac{\exp\left\{-(z-z_c)^2\Big/\left[\Delta z^2 - i2y/(k_0 n_e\cos\theta_{B1})\right]\right\}}{\sqrt{\Delta z^2 - i2y/(k_0 n_e\cos\theta_{B1})}}\exp\left[i\frac{\left(k_z^d\right)^2 y}{2k_0 n_e\cos\theta_{B1}}\right]dy. \tag{6}$$

Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$ и θ_{B1} – угол Брэгга для дифракции на основной гармонике возмущений, создаваемых стенками РДС в кристалле, а размер перетяжки эллиптического зондирующего гауссова пучка принимается равным $2\Delta z$.

Для дальнейшего численного расчета зависимости дифракционной эффективности $\eta_1(z_c)$ от положения центра зондирующего пучка z_c в кристалле могут быть использованы известные соотношения для одномерной дифракции зондирующего гауссова пучка [10] и формулы (4) – (6). Однако низкая скорость этих расчетов не позволяет реализовать удовлетворительную подгонку этой зависимости $\eta_1(z_c)$ под экспериментальные данные вариацией функции $W(z_0 - z)$. Для определения возможной формы искривленных доменных стенок, описываемой функцией $W(z_0 - z)$, использовался подход, основанный на приближенном соотношении $\eta_1(z_c) \sim |C_1(z_c)|^2$ и методе наименьших квадратов. Их применение для представления данной функции в виде степенного ряда,

$$W(z_0 - z) = \mathrm{tg}\,\alpha(z_0 - z) + \beta(z_0 - z)^2 + \gamma(z_0 - z)^3 + \delta(z_0 - z)^4 + \varsigma(z_0 - z)^5 + \eta(z_0 - z)^6, \quad (7)$$

позволило подобрать коэффициенты, описывающие относительный вклад левой и правой доменных стенок в возмущения компоненты диэлектрического тензора $\delta\varepsilon_{33}$ как $a_l = 1,0$ и $a_r = 0,504$, а также следующие параметры разложения: $\beta = 1,428$ м$^{-1}$, $\gamma = -2,455 \cdot 10^3$ м$^{-2}$, $\delta = -2,814 \cdot 10^7$ м$^{-3}$, $\varsigma = -1,08 \cdot 10^{11}$ м$^{-4}$ и $\eta = -2,29 \cdot 10^{13}$ м$^{-5}$.

Результаты численного расчета зависимости эффективности дифракции $\eta_1(z_c)$ зондирующего гауссова пучка с размером перетяжки $2\Delta z = 25$ мкм от положения его центра z_c в кристалле для рассматриваемой РДС, проведенных с использованием формул из работы [10] и представленных выше соотношений, показаны сплошной кривой на рис. 1. Точки на данном рисунке соответствуют экспериментальным данным из работы [13]. При расчетах использовались приведенные выше параметры зондирующего пучка с длиной волны λ = 632,8 нм и РДС с пространственным периодом Λ = 8,79 мкм; толщина кристалла d = 2 мм и его показатель преломления n_e = 2.202, а также значения координаты z_0 = 0,437 мм. Для подгонки расчетной зависимости под экспериментальные данные задавалось также произведение $P_S^2 R_{33}\omega_0$ = 2,7·10^{-12} м.

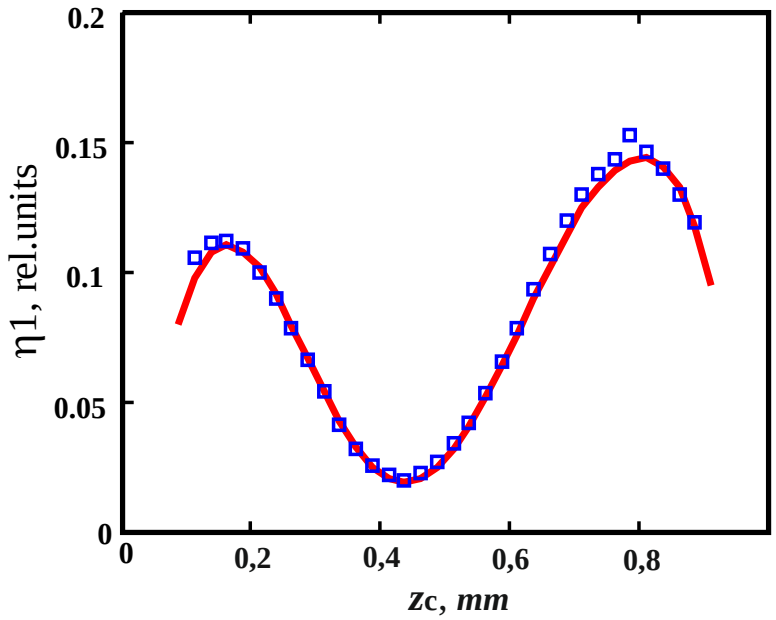


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности от положения центра зондирующего гауссова пучка вдоль полярной оси кристалла. Точки – экспериментальные данные, сплошная кривая – результаты расчета.

Анализ представленных на рис. 1 результатов показывает, что рассмотренная модель симметрично искривленных доменных стенок РДС в кристалле 5%MgO:$LiNbO_3$ удовлетворительно описывает немонотонную экспериментальную зависимость эффективности дифракции Брэгга $\eta_1(z_c)$ для первой пространственной гармоники создаваемых ими возмущений необыкновенного показателя преломления, в случае узкого зондирующего эллиптического гауссова пучка, от положения его центра вдоль полярной оси *Z*. Характерно, что минимум эффективности дифракции наблюдается при расстоянии между стенками, равном половине пространственного периода РДС, а два максимума, с $\eta_{max1} \approx 0{,}15$ и $\eta_{max2} \approx 0{,}11$, – в области максимальных отклонений доменных стенок от положений $x = \pm\Lambda/4$ на каждом пространственном периоде. Следует отметить, что амплитуда возмущений необыкновенного показателя преломления определяется произведением половинной ширины доменной стенки ω_0 на параметр кристалла, характеризующий спонтанный квадратичный электрооптический эффект $P_S^2 R_{33}$, достигающим значения $P_S^2 R_{33}\omega_0 = 2{,}7\cdot 10^{-12}$ м. Другим важным выводом проведенного анализа является неравенство амплитуд возмущений, создаваемых правой и левой доменными стенками. Наличие такого неравенства отмечалось в одной из первых работ по изучению ростовых периодических доменных структур в кристалле $LiNbO_3$:Y методом дифракции Брэгга [6].

Работа выполнена в рамках Госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации на 2023-2025 годы (задание FEWM-2023-0012).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Ferrari, S. Grilli, P. DeNatale (Eds.) “Ferroelectric Crystals for Photonic Applications” Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2009, 2014.
2. В.И. Донин и др. // Квант. электрон. 2018. Т. 48. № 5. С. 936.
3. M. Yamada // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. No 11. P. 4010.
4. I. Mhaouech et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. No 18. P. 4174.
5. V.Ya. Shur et al. // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. P. 040604.
6. А.Л. Александровский и др. Квант. электрон. 1996. Т. 23. № 7. С. 657.
7. M. Müller et al. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 044102.
8. S.M. Shandarov et al. // J. of Phys.: Conf. Series. – IOP Publ. 2017. V. 867. P. 012017.
9. S.M. Shandarov et al. // Ferroelectrics. 2019. V. **542**. P. 58.
10. Е. Н. Савченков и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 165.
11. Е.Н. Савченков и др. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 112. С. 644.
12. E.N. Savchenkov et al. // Opt. Materials. 2021. V. 122. P. 11813.
13. E.N. Savchenkov et al. // Bull. Rus. Acad. Sci.: Phys. 2024. V. 88. Suppl. 3. P. S413.

Распространение структурированных волновых пучков с изначально фазовым профилем

А.А. Шарков[1], О.М. Вохник[1], А.М. Зотов[1], П.В. Короленко[1,2], Ф.А. Тулапин[1]
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, отделение оптики, Москва, Россия
pvkorolenko@rambler.ru

В современной физической оптике важное место занимает распространение структурированных волновых пучков в свободном пространстве [1]. Обычно при изучении этих процессов изначальный профиль пучка задается в виде определенного распределения амплитуды и фазы световых колебаний. В то же время иногда в начальной плоскости распределение поля носит чисто фазовый вид. Это случается, например, когда лазерное излучение проходит через тонкий слой гистологической ткани [2]. Использующая этот процесс медицинская диагностика позволяет по фрактальной размерности прошедшего пучка определять предрасположенность ткани к развитию различных патологий. Однако при описании этого метода в литературе не учитывается, что в процессе распространения пучка до приемника излучения его свойства под влиянием дифракции могут значительно изменяться. Цель данной работы состоит в оценке влияния на трансформацию характеристик распространяющегося в пространстве излучения, глубины изначальной модуляции фазы. Сформулированная цель реализуется путем учета особенностей проявления эффекта Тальбо при распространении пучков с изначальной фазовой структурой.

При моделировании свойств фазовых структурированных пучков использовалась функция Вейерштрасса. Она применялась при численном моделировании структуры излучения и программном обеспечении работы пространственного модулятора света, обеспечивающего в ходе проводимого эксперимента преобразование плоского однородного лазерного пучка в пучок с требуемым распределением фазы.

Для того, чтобы установить наиболее существенные особенности распространения излучения с фазовой модуляцией на первом этапе исследования изучалось распространение пучка с изначально периодическим изменением фазы. Фаза менялась по синусоидальному закону. Форма распределения фазы в градации серого по поперечным координатам *x*,*y* приведена на рис.1.

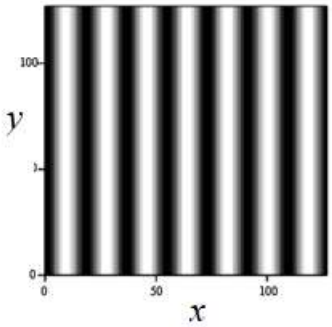


Рис.1. Распределение фазы в начальной плоскости.

Для оценки характеристик светового поля на разных расстояниях от начальной плоскости использовался метод разложения изначального поля по плоским волнам. Он реализуется в несколько этапов. Сначала с помощью процедуры быстрого преобразования Фурье определяется пространственный комплексный спектр излучения

S = cfft(A). Затем с учетом набегов плоских волн на разных расстояниях z определяется новый комплексный спектр *S:*

$$S_{x,y} = S_{x,y} \exp[\, i2\pi z_T(c(x)^2 + c(y)^2)]. \qquad (1)$$

В формуле (1) расстояния z_T выражаются в долях так называемой длины Тальбо $T = 2a^2/\lambda$ (a – период поля, λ – длина волны), $z_T = z/T$. Входящие в эту формулу вспомогательные функции c(t) имеют вид:

$$c(t) = \mathrm{mod}\,[t + (N)/2, N] + (N)/2\,, \qquad (2)$$

где N – количество значащих точек по осям x и y. Наконец, на последнем этапе процедуры посредством обратного преобразования Фурье определяется распределение интенсивности $I_{x,y}$ на расстоянии z_T: I = icfft(S).

Расчеты показали, что в силу периодичности изначальной структуры пучка при его распространении наблюдается эффект Тальбо. В соответствии с этим эффектом с интервалом T воспроизводилось при нулевой амплитуде периодическое распределение фазы. Чисто фазовое распределение, но инвертированное по форме, имело место на расстояниях $z = T/2(2n + 1)$, $n = 1,2\ldots$. На других расстояниях фиксировались структуры, с изменяющейся по поперечным координатам интенсивностью. Важно отметить, что вид этих структур существенным образом зависел от амплитуды Ф фазовой модуляции в начальной плоскости. При малой амплитуде ($\Phi < \pi/20$) форма изменения интенсивности на расстояниях $z = T/4(2n + 1)$ мало отличалась от формы распределения изначальной фазы, показанной на рис. 1. При увеличении амплитуды поле на указанных расстояниях заметно трансформировалось. На рис.2 показано распределение интенсивности I на расстоянии $T/4$ при $\Phi = 2\pi$.

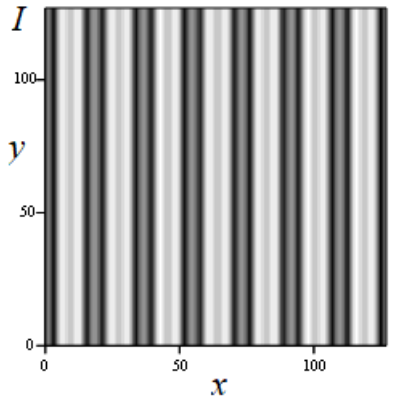


Рис.2. Распределение интенсивности при Ф = 2 π.

При дальнейшем увеличении значения Ф поперечное изменение интенсивности за исключением областей с чисто фазовым распределением поля значительно усложнялось: появлялись дополнительные полосы, существенно усложняющие пространственный спектр излучения. Это иллюстрирует рис.3, где показано изображение пучка при Ф = 6 π. Такое усложнение структуры пучка объясняется тем, что сопряженное с изменением фазы световых колебаний в начальной плоскости появление провалов на поверхности волнового фронта вызывает в ходе распространения излучения. формирование каустических образований, приводящих к значительному усложнению амплитудно-фазового профиля пучка.

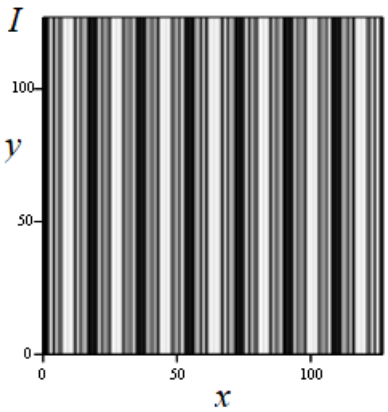


Рис.3. Распределение интенсивности при Ф = 6 π.

Описанный механизм дифракционного преобразования структуры пучка приводил к ряду особенностей реализации эффекта Тальбо. Благодаря этому эффекту происходило периодическое воспроизведение изначальной фазовой структуры, форма которой не зависела от глубины модуляции фазы, одновременно имело место периодическое формирование распределений интенсивности, существенно зависящих от степени фазовой модуляции. Выполненное исследование показало, что можно избежать усложнения профиля пучка по интенсивности, используя умеренную по величине изначальную глубину модуляции фазы.

Сформулированные выше общие закономерности преобразования пучка с периодической пространственной модуляцией фазы подтвердились и для случая, когда модуляция осуществлялась по фрактальному закону. При описании такого пучка использовались свойства функции Вейерштрасса. В этом случае фрактальные признаки были присущи пучку при воспроизведении как фазовых, так амплитудных изображений.

Наряду с численными расчетами проведено экспериментальное исследование пространственного распределения интенсивности лазерного пучка, модуляция фазы которого осуществлялась с помощью работающего на проход пространственного модулятора света. Изменения зарегистрированных распределений интенсивности, возникающие при различной глубине фазовой модуляции, хорошо согласуются с данными проведенных расчетов.

Полученные в данной работе результаты указывают на то, что существует возможность трансформации фазового профиля пучка в аналогичный по форме амплитудный профиль, легко регистрируемый обычными приемниками света.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В.Ломоносова.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.В. Короленко “Когерентная оптика” М.: Юрайт, 2020.
2. А.С. Ульянов // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 6. С. 557.

Экспериментальное исследование клиновидных пьезопреобразователей для акустооптических модуляторов

В.С. Щербакова, А.И. Чижиков, К.Б. Юшков, В.Я. Молчанов
Национальный исследовательский технологический университет МИСИС
viktory.rogova@gmail.com

Известно, что одним из способов увеличения полосы рабочих частот нагруженного пьезопреобразователя является использование неоднородных по толщине пьезопластин. Было опубликовано несколько теоретических работ с рассмотрением одномерной модели и с использованием аналитических выражений, ранее выведенных для плоскопараллельного случая: [1] – [5]. Недостатком рассмотренной в данных работах одномерной модели является невозможность учета краевых эффектов и паразитных акустических мод (как объемных, так и поверхностных). Чтобы сделать вывод о перспективности практического применения неоднородных пьезопреобразователей, необходимо дополнить имеющуюся теоретическую картину описания клиновидных пьезопреобразователей экспериментальным исследованием.

Для данного исследования был разработан и изготовлен акустооптический элемент с клиновидным пьезопреобразователем из ниобата лития ($LiNbO_3$) на базе акустооптического модулятора из кристаллического кварца (SiO_2). Акустооптический элемент имел две пьезопластины, одна из которых была выполнена клиновидной и разделена на три секции различной толщины, а вторая была выполнена плоскопараллельной. Референтная плоскопараллельная пластина имеет толщину 62 мкм и центральную частоту f_0 = 51 МГц. Внешний вид акустооптического элемента и средняя толщина каждой из секций клиновидной пластины пьезопреобразователя представлены на рисунке 1. Резонансные частоты секций клиновидной пьезопластины различны и обратно пропорциональны средней толщине секций.

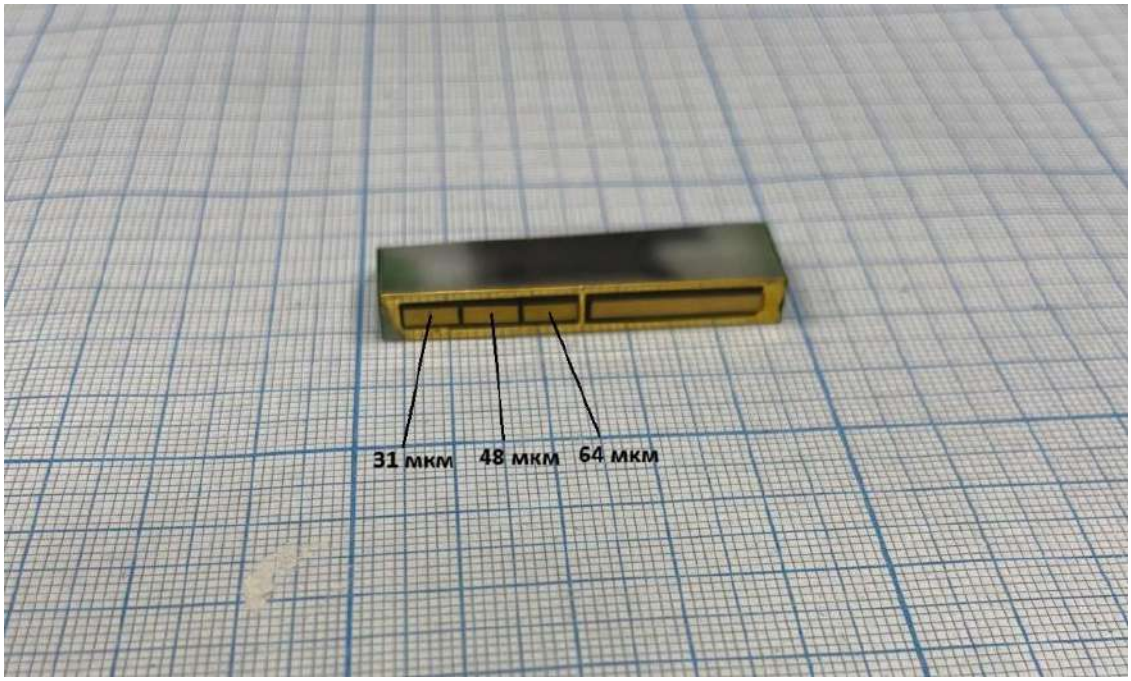


Рис. 1. Акустооптический элемент с клиновидным пьезопреобразователем.

Для каждой секции клиновидного пьезопреобразователя была получена диаграмма комплексных импедансов (диаграмма Смита) и график зависимости коэффициента стоячей волны от частоты, используя векторный анализатор цепей Agilent Technologies E5061A.

По данным, полученным с векторного анализатора цепей, в среде MATLAB построены графики эффективности пьезопреобразователя. На рисунке 2 представлена полученная нормированная полоса возбуждения ультразвука, где 1 – график для преобразователя с однородной пьезопластиной, 2 – график для секции с наибольшей толщиной пьезопреобразователя (f_0 = 47 МГц), 3 – график для средней секции (f_0 = 70 МГц), 4 – график для секции с наименьшей толщиной пьезопреобразователя (f_0 = 106 МГц). Наибольшее уширение полосы наблюдается для секций 3 и 4, поскольку для них относительная величина клиновидности максимальна.

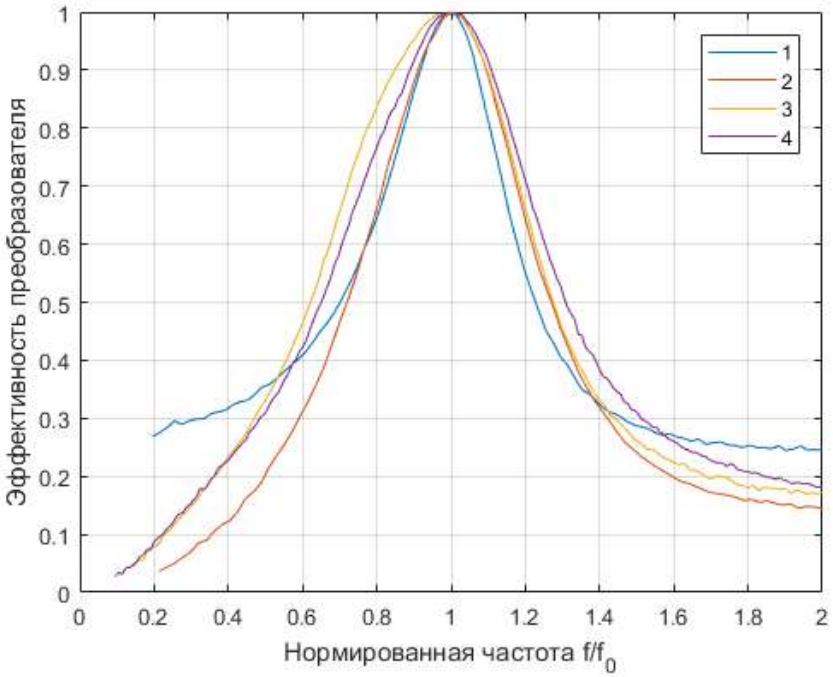


Рис. 2. Нормированная полоса возбуждения ультразвука.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что для исследованной конфигурации акустооптического элемента использование клиновидных пьезопластин позволило достичь расширения относительной частотной полосы пьезопреобразоваталя в сравнении с аналогичным плоским пьезопреобразователем на 24 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Jayet et al. // IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, 1985, V. 32, № 6, P. 835-839.

2. L. Germain, J.N. Cheeke // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 1993. V. 40, №2, P. 140.

3. А.Н. Вострикова, В.И. Балакший // Изв. РАН, сер. физ., 2006, т.70, №12, 1726-1730.

4. V.I. Balakshy, B.B. Linde, A.N. Vostrikova // Ultrasonics, 2008, V. 48, № 5. P. 351.

5. V.I. Balakshy, A.V. Revenko // Acta Acustica united with Acustica. 2010. V. 96, №5, P. 837.

Неравновесная твердотельная интерферометрия

К. Ю. Арутюнов[1,2]*, А. С. Гурский[1], Е. Ф. Позднякова[1], В. А. Иевлева[1,3], Д. Л. Шаповалов[2], Е. А. Седов[4], А. М. Чекушкин[5], М. А. Маркина[5], М. А. Тарасов[5]

[1]*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, 101000.*
[2]*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, Москва, 119334..*
[3]*Физический институт им.П.Н. Лебедева Российской академии наук Москва, 119991.*
[4]*Московский физико-технический институт, Московская область, г. Долгопрудный, 141701.*
[5]*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, 125009.*
karutyunov@hse.ru

Быстрое развитие нанотехнологий вызвало интерес и позволило провести экспериментальные исследования электронных свойств обширного класса твердотельных систем (суб)микрометрового размера. Гибридные структуры мезоскопического масштаба, содержащие сверхпроводящие элементы, стали интересными объектами для фундаментальных исследований и различных приложений, начиная от медицинских и астрофизических датчиков и заканчивая квантовыми вычислениями. Одним из важнейших аспектов физики, определяющих поведение таких систем, является конечная концентрация неспаренных электронов (неравновесных квазичастиц), присутствующих в сверхпроводнике даже значительно ниже температуры сверхпроводящего перехода. Эти неравновесные возбуждения могут ограничивать производительность различных сверхпроводящих устройств, таких как сверхпроводящие кубиты, одноэлектронные турникеты и микрохолодильники. Напротив, в некоторых приложениях, таких как детекторы электромагнитного излучения, неравновесное состояние принципиально необходимо для их работы. Поэтому крайне важно изучить механизмы неравновесной релаксации квазичастиц в сверхпроводниках мезоскопических размеров, где вся структура может рассматриваться как «интерфейс».

На ранних этапах исследований неравновесной сверхпроводимости в основном изучалась относительно массивные системы и при температурах, близких к критической температуре сверхпроводника [1]. В последнее время различные явления были изучены в гибридных наноструктурах на основе сверхпроводников, позволяющих определить характерные пространственные масштабы, на которых происходит релаксация неравновесного состояния [2-8].

Здесь мы сообщаем о наших недавних экспериментах, указывающих на наличие когерентного неравновесного транспорта в твердотельных структурах типа «двухщелевого» твердотельного интерферометра нормальный металл – изолятор – сверхпроводник (НИС). Методом электронно-лучевой литографии и направленного вакуумного напыления был изготовлен ряд наноструктур, состоящих из Т-образного нормального «инжектора» (медь), тонкого туннельного барьера (оксид алюминия AlO_x) и сверхпроводящей «вилки» из алюминия (рис. 1а). Толщина медного «инжектора» была порядка 50 нм, алюминия – 30 нм, ширина линии ~ 100 нм. Типичное значение туннельного сопротивления контакта Cu-AlO_x-Al с площадью порядка 100 нм * 100 нм составляло ~ 10 кОм.

Если расстояние $|AB|$ между плечами интерферометра меньше длины сбоя фазы электрона в нормальном электроде $|AB| < l_\varphi \sim 1$ мкм, то можно считать, что в сверхпроводник через два контакта в точках A и B туннелирует один и тот же электрон. Согласно нашей гипотезе, должен существовать некий пространственный масштаб – длина сбоя фазы λ_φ неравновесной квазичастицы, когда при выполнении условия $\lambda_\varphi > L$, где L – длина плеча интерферометра (рис. 1), в точке O может наблюдаться

интерференция. На практике это означает, что при фиксированной энергии инжекции большей энергетической щели сверхпроводника eV>Δ туннельный ток I должен зависеть немонотонным образом (в идеале – периодически) от разности фазы δφ , возникающей при обходе контура O'AOBO'. В нашем случае твердотельного интерферометра фаза волновой функции варьируется за счет приложения перпендикулярного магнитного поля (магнитный эффект Ааронова – Бома): $\delta\varphi=2\pi(\Phi/\Phi_0)$, где Φ – магнитный поток через контур интерферометра, Φ_0 – квант магнитного потока.

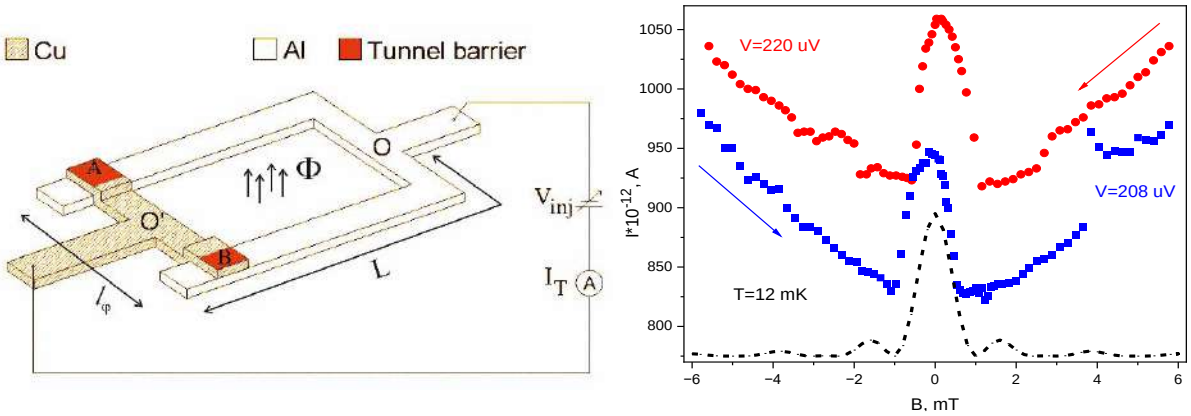


Рис. 1. (а). Схема твердотельного «двухщелевого» НИС интерферометра. (б) Зависимость туннельного тока I от перпендикулярного магнитного поля B, при фиксированных напряжениях «накачки» неравновесных квазичастиц V. Пунктирной кривой построена ожидаемая зависимость типа дифракции Фраунгофера на двух щелях.

Обнаруженное на зависимостях $I(V=const,\ B)$ немонотонное изменение туннельного тока (Рис. 2б), которое можно связать с обнаружением искомого эффекта, демонстрирует главный максимум при $|B| \leq 1$ мТл и слабо различимые максимумы более высоких порядков. Учитывая площадь рамки интерферометров $S \approx 0.48$ мкм^2, ожидаемый период осцилляций δB с высокой точностью совпадает с немонотонностями на рис. 2б. Монотонный рост туннельного тока при увеличении магнитного поля может быть связан с частичным подавлением сверхпроводящей щели Δ. Результаты, полученные в настоящей работе, можно интерпретировать как обнаружение когерентной составляющей в токе неравновесных квазичастиц, инжектированных из медного электрода в сверхпроводящий интерферометр.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-00018 «Исследование неравновесных и граничных явлений в сверхпроводящих гибридных наноструктурах».

ЛИТЕРАТУРА

1.See for a comprehensive review, *Nonequlibrium Superconductivity, Phonons, and Kapitza Boundaries*, edited by K. E. Gray (Plenum Press, New York, 1981).
2. R. Yagi // Superlattices Microstruct. 34, 263 (2003).
3. D. Beckmann, H. B. Weber, and H. v. L¨ohneysen // Phys. Rev. Lett. 93, 197003 (2004).
4 S. Russo, et.al. // Phys. Rev. Lett. 95, 027002 (2005).
5. P. Cadden Zimansky and V. Chandrasekhar // Phys. Rev. Lett. 97, 237003 (2006).
6. K. Yu. Arutyunov, H.-P. Auraneva, and A. S. Vasenko // Phys. Rev. B 83, 104509 (2011).
7. T. E. Golikova, et. al. // Phys. Rev. B 89(10) 104507 (2014).
8. K Yu Arutyunov et. al. // J. Phys.: Condens. Matter 30, 343001 (2018).

Управление состояниями сверхпроводниковых кубитов на основе униполярных импульсов

М.В. Бастракова[1], В.А. Вожаков[1], М.А. Сергеев[1], А.В. Линев[1], Д.С. Куландин[1]
[1] *Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*
bastrakova@phys.unn.ru

В настоящее время одной из ключевых задач в области сверхпроводящих квантовых процессоров является разработка эффективных методов управления кубитами, позволяющих выполнять высокоточные операции за минимальное время. Особое внимание уделяется сверхпроводниковым кубитам: трансмонам и флаксониумам. Для реализации контролируемого управления в таких системах необходимо учитывать характер энергетического спектра системы и возможности контроля в вычислительном кубитном подпространстве состояний, исключая утечки за пределы вычислительного базиса. Кроме того, с увеличением числа кубитов в процессорах возникает необходимость в минимизации количества микроволновых устройств, которые вносят дополнительные шумы. Одним из перспективных решений этой проблемы является применение коротких униполярных импульсов напряжения (Single Flux Quantum, SFQ), генерируемых с помощью сверхпроводящих цифровых устройств. Эти устройства могут быть интегрированы на одном чипе с кубитами или размещены на отдельном чипе [1], соединенном с кубитным чипом с использованием технологии flip-chip [2].

В данной работе проведено моделирование управления двумя типами кубитов: специального типа зарядовыми кубитами – трансмонами [3,4] и потоковыми кубитами типа флаксониум на основе использования униполярных и биполярных последовательностей пикосекундных импульсов напряжения и магнитного потока. Предложен метод генерации таких последовательностей с помощью dc-SFQ конвектера, где импульсы положительной и отрицательной полярности подаются на разных фазах колебаний кубита. Разработан численный алгоритм для расчета динамики состояний кубитов в многоуровневой модели системы, а также реализован блок для оценки точности выполнения однокубитных операций с контролем утечки из вычислительного базиса. Показано, что использование биполярных последовательностей позволяет ускорить выполнение операций в два раза по сравнению с униполярными импульсами, при этом время выполнения операций составляет 30-40 нс, что сопоставимо с традиционной микроволной техникой управления подобными системами [5], а уровень утечки не превышает 10^{-4} [6].

Для реализации двухкубитных операций, таких как CNOT, был применен метод перекрестного резонанса (Cross Resonance – CR) [7], адаптированный для управления на основе униполярных последовательностей импульсов. Промоделирован аналог CR0-протокола, но для SFQ импульсного воздействия между управляющим (*control*) кубитом и целевым (*target*) кубитом. Импульс CR0 определяется как последовательность униполярных/биполярных SFQ импульсов, подаваемая на управляющий кубит с периодом следования импульсов на частоте близкой к частоте целевого кубита. Поскольку частоты кубитов в регистре обычно различаются на 100-300 МГц, импульс CR0 представляет собой слегка нерезонансный импульс на управляющем кубите. В связи с этим была произведена калибровка системы и вычислена временная развертка двух-кубитных осцилляций при изменении частоты целевого кубита. Моделирование CR0-протокола на трансмонном регистре с типичными параметрами схем показало, что время совершения операция CNOT 180-200 нс с утечкой менее 10^{-3} [8]. Для ускорения операции был также промоделирован CR1-протокол, где биполярные импульсы подаются на оба кубита в регистре. Данный подход позволил показать, что время выполнения CNOT

сокращается до ~60-80 нс при том же уровне утечки.

Для поиска оптимальных последовательностей пикосекундных SFQ импульсов были использованы методы градиентного спуска [3], генетического алгоритма [4] и машинного обучения. Предложен подход, при котором управляющие сигналы кодируются в виде троичного кода, где "0" означает отсутствие импульса, "1" — положительный импульс, а "-1" — отрицательный импульс. Критерием оптимизации является минимизация утечки на вышележащие уровни. Генетический алгоритм и методы глубокого обучения, такие как PPO, показали высокую эффективность в поиске оптимальных последовательностей, особенно при использовании LSTM-ячеек в структуре нейронной сети.

Таким образом, в работе проведено сравнение различных оптимизационных подходов и продемонстрирована их применимость для управления квантовыми операциями в многокубитных системах.

Работа поддержана стипендией фонда «Базис» № 22-1-3-41-1

ЛИТЕРАТУРА

[1] E. Leonard Jr et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. P. 014009.
[2] C. H. Liu et al. // PRX Quantum. 2023. V. 4. P. 030310.
[3] M.V. Bastrakova et al. // Quantum Science and Technology. 2023. V. 8. P. 035024
[4] M.V. Bastrakova et al. // Lobachevskii Journal of Mathematics 2023. V. 44. No 1. P. 1
[5] R. McDermott, M. Vavilov // Phys. Rev. Appl. 2014. V. 2. P. 014007.
[6] J. M. Gambetta et al. // Phys. Rev. A. 2021. V. 83. P. 012308.
[7] G. Paraoanu // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 140504.
[8] M.V. Bastrakova et al. // Lobachevskii Journal of Mathematics. 2025. V. 46. No. 1. P. 21.

Взаимосвязь направлений векторов напряженности постоянного электрического поля и плотности тока в двумерной графеновой сверхрешетке

С.Ю. Глазов, И.А. Подгорная
Волгоградский государственный социально-педагогический университет
ser-glazov@yandex.ru,

Исследована постоянная составляющая плотности тока в двумерной графеновой сверхрешетке на подложке из периодически чередующихся областей бесщелевого и щелевого графена, находящейся под действием внешнего постоянного электрического поля при различной ориентации вектора напряженности постоянного электрического поля. Проанализированы особенности зависимости угла между этими векторами от угла поворота вектора напряженности постоянного электрического поля. Электронная система описана в рамках кинетического уравнения Больцмана в приближении постоянного времени релаксации.

В общем случае в анизотропных нелинейных средах вектор напряженности электрического поля и вектор плотности электрического тока не сонаправлены, за исключением линейного режима, когда выполняется закон Ома, или если поле приложено вдоль высокосимметричных направлений (для квадратной решетки [10], [01], [11]). Этот эффект был предсказан для полупроводниковых квантовых сверхрешеток [1] и для двумерных (2D) графеновых сверхрешеток (ГСР) [2].

Для невырожденного электронного газа получена постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси одной из осей 2D ГСР [2]

$$j_x = j_0 \sum A_{nm} C_{nm} \sin\varphi_{knm} \cos\varphi_{knm} \,, \tag{1}$$

где $j_0 = -edn\Delta/2\hbar$, d – период 2D ГСР, n – концентрация электронов в зоне проводимости, Δ – полуширина запрещённой зоны щелевой модификации графена (для эпитаксиального графена на подложке карбида кремния $\Delta \approx 0.13$ эВ), ν – частота столкновений $\Omega_x = eE_x d/\hbar$, $\Omega_y = eE_y d/\hbar$, $\sin\varphi_{nm}^{\pm} = \dfrac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + (m\Omega_x \pm n\Omega_y)^2}}$,

$$A_{nm} = \Delta_0 \int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \frac{\cos(y)\sin(x)\sin(mx)\cos(ny)dxdy}{\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2(1-\cos(x)) + \Delta_2^2(1-\cos(y))}}, \quad C = \int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \exp\left(-\frac{\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2(1-\cos(x)) + \Delta_2^2(1-\cos(y))}}{k_Б T}\right) dxdy,$$

$$C_{nm} = \frac{1}{C}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \cos(mx)\cos(ny)\exp\left(-\frac{\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2(1-\cos(x)) + \Delta_2^2(1-\cos(y))}}{k_Б T}\right) dxdy.$$

Вычисление плотности тока проведено с использованием решения кинетического уравнения Больцмана с членом столкновений в форме постоянной частоты столкновений ν.

Если поворачивать вектор напряжённости постоянного электрического поля на угол θ относительно оси x, вектор плотности тока **j** также поворачивается на некоторый угол γ, который определяется по формуле $\gamma = \mathrm{arctg}(j_y/j_x)$.

Для понимания причин изменения направления вектора плотности тока при повороте вектора напряжённости постоянного электрического поля относительно одной из осей сверхрешетки (оси x) проведен анализ компонент вектора плотности тока и средней энергии электронов.

На рис.1. представлены графики зависимости модуля вектора плотности тока и двух ее компонент от угла поворота вектора напряжённости постоянного электрического поля при Ω/ν= *10.0*.

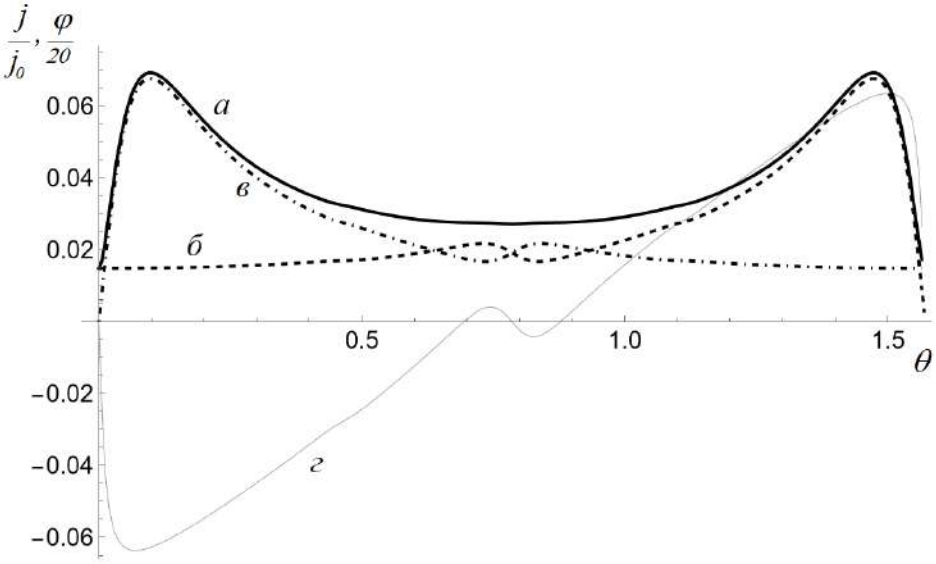


Рис. 1. Зависимость от угла поворота вектора напряженности постоянного электрического поля: *а)* |**j**|*; б)* j_x*; в)* j_y *; в)* φ.

На рис. 2 приведен график зависимости разности между углами θ и γ ($\varphi = \theta - \gamma$) от угла θ при различных значениях модуля напряженности постоянного электрического поля.

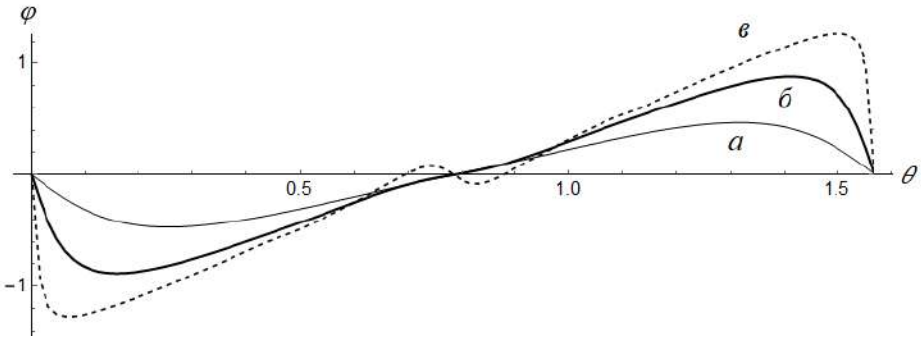


Рис. 2. Зависимость угла φ от угла поворота вектора напряженности постоянного электрического поля: *а)* Ω = *2.0; б)* Ω= *4.0; в)* Ω= *10.0*.

Из графика видно, что направление вектора плотности тока не совпадает с направлением поля, кроме случаев $\theta = 0$, $\pi/4$ и $\pi/2$, то есть вдоль высокосимметричных направлений. Кроме того, в сильных полях с напряжённостью свыше 150 В/см, угол φ равен нулю еще в двух точках, симметричных относительно биссекторного направления. Это связано с неодинаковым разогревом носителей заряда из разных долин в сильных электрических полях и особенностями энергетического спектра 2D ГСР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А. Романов, Е.В. Демидов // ФТП. 1997. Т. 31. № 3. С. 308.
2. С.Ю. Глазов, И.А. Подгорная // Журнал радиоэлектроники. 2025. № 1.

Гибридизация ферромагнитных магнонов со сверхпроводниковым кубитом в планарной геометрии

С.С. Демирчян[1], А.Н. Калиш[1,2], В.И. Белотелов[1,2]
[1]*Российский Квантовый центр, Москва*
[2] *Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва*
sevakdemirchyan@gmail.com

Квантовые информационные технологии на заре своего зарождения использовали в качестве своего основного элемента, кубита, выделенные два состояния одиночных атомов или ионов. Немного позднее на сверхпроводниковой платформе впервые был продемонстрирован когерентный контроль кванта коллективной моды [1], что привело к образованию целого направления квантовой электродинамики цепей (circuit QED) [2]. Долго время контроль и измерение на уровне единичных квантов других коллективных возбуждений типа фононов, магнонов и т.д. оставалось нерешенной задачей, однако достижения КЭД цепей в конечном итоге позволили решить эту задачу, и когерентный контроль на уровне одиночных магнонов был продемонстрирован [3]. В настоящее время это направление носит название гибридных квантовых систем, и возросший интерес к этому направлению связано с тем, что, совмещая две различные квантовые системы со своими преимуществами, мы сможем нивелировать недостатки каждой из отдельной подсистем.

Интерес к магнонным гибридным систем вызван тем, что магноны могут когерентно взаимодействовать с микроволновыми и оптическими фотонами через магнито-дипольное и магнитооптическое взаимодействие, что открывает возможности для квантовых преобразователей из микроволнового в оптический диапазон и позволит реализовать квантовый интернет. На пути этого стоят несколько задач, которые в данный момент активно решаются научным сообществом, а именно, с одной стороны, увеличить значения магнитооптического взаимодействия, так как текущие значения магнитооптического взаимодействия приводят к низкой эффективности конверсии, а с другой стороны, осуществить перенос квантового состояния сверхпроводникового кубита (СП-кубит) на магноны. В работе [3] был показан динамический контроль магнонного состояния с использованием параметрической накачки, а в работе [4] перенос состояния СП-кубита на магноны с использованием эффекта Аутлера-Таунса для динамического контроля связи. Однако оба эти подхода используют объемные резонаторы и большие сферы из железо-иттриевого граната (ЖИГ), которые в силу большого объема давали нужные величины магнон-фотонной связи с резонатором. Однако обе эти реализации плохо масштабируемы в силу своих размеров и 3D геометрии.

В данной работе мы предлагаем использовать планарные схемы из КЭД цепей и эпитаксиальные пленки ЖИГа, что позволит решить проблему масштабируемости (рис. 1).

Кроме того, будет продемонстрировано, что величина связи магнонов с фотонами резонатора может быть увеличена за счет сжатия магнонов при определенной геометрии внешнего постоянного поля относительно пленки ЖИГ и микроволнового поля резонатора:

$$g_{m-c} = e^{r}\gamma\sqrt{\frac{\rho\mu_0\hbar\omega_r V_m}{4V_r}}, \qquad (1)$$

где γ – гиромагнитное соотношение, ω_r – частота микроволнового резонатора, ρ – спиновая плотность, V_m – объем магнетика, V_r – объем резонатора, $e^r \approx \left(1 + \frac{M_s}{H_0}\right)^{\frac{1}{4}}$. Величина r характеризует сжатие, которое позволит нивелировать уменьшение связи, вызванное использованием более компактных пленок.

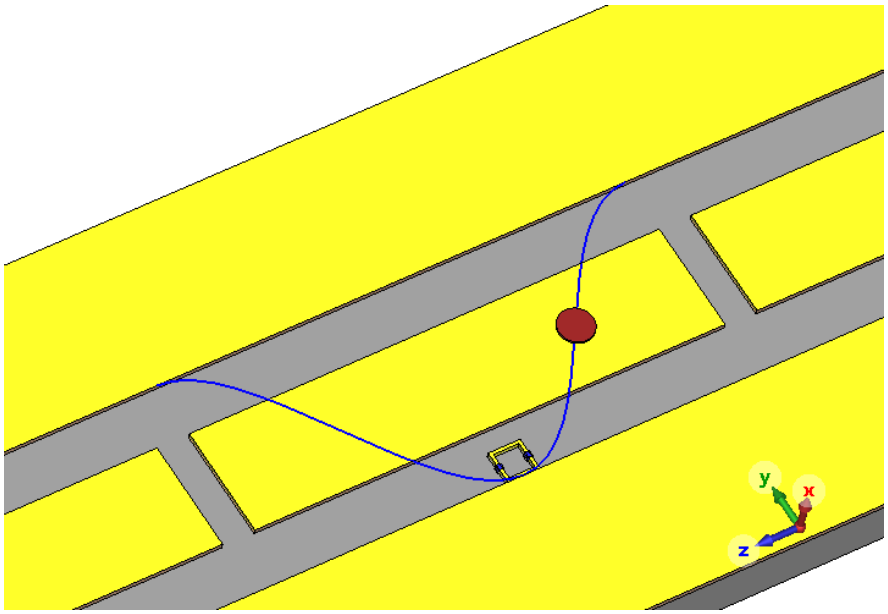


Рис. 1. Гибридная система, состоящая из копланарного резонатора, в пучность электрического поля которого помещен СП-кубит (трансмон), а в пучность магнитного поля (узел электрического поля) помещен феррит-гранат (ЖИГ).

Для того, чтобы магнитное поле диска ЖИГа не испортило СП-кубит, их пространственно разносят, и используется опосредованный способ связи магнетика с СП-кубитом через резонатор с помощью виртуального обмена фотоном. В результате эффективный гамильтониан магнонов с кубитом:

$$\hat{H}_{eff} = \frac{\hbar}{2}\tilde{\omega}_q\hat{\sigma}_z + \hbar\tilde{\omega}_m\hat{s}^+\hat{s} + g_{m-q}(\hat{s}^+\hat{\sigma}^- + \hat{\sigma}^+\hat{s}), \quad (2)$$

где $\tilde{\omega}_q = \omega_q + \frac{g_{q-c}^2}{\Delta_{q-c}}$, $\tilde{\omega}_m = \omega_m + \frac{g_{m-c}^2}{\Delta_{m-c}}$ – перенормированные частоты кубита и магнонов, ω_q и ω_m – исходные частоты кубита и магнонов соответственно, Δ_{q-c} и Δ_{m-c} – расстройки между частотами кубита и резонатора, и соответственно, частотами магнонов и резонатора, а $g_{m-q} = \frac{g_{q-c}g_{m-c}}{2}\left(\frac{1}{\Delta_{m-c}} + \frac{1}{\Delta_{q-c}}\right)$ – величина кубит-магнонного взаимодействия, где g_{q-c} – исходная величина связи между кубитом и резонатором. Для того, чтобы осуществлять спектроскопию гибридной системы, посредством измерения изменения пропускания пробирующего сигнала, необходимо добавить в замкнутую систему возбуждающий сигнал и механизмы релаксации. Возбуждающее поле добавляется посредством включения в гамильтониан члена:

$$\hat{H}_{drive} = \frac{\hbar\Omega}{2}\left(\hat{\sigma}^+e^{-i\omega_0 t} + \hat{\sigma}^-e^{-i\omega_0 t}\right), \quad (3)$$

где ω_0 – частота возбуждающего поля, а Ω – определяет ее амплитуду. Для учета каналов релаксации решим уравнение Линдблада на матрицу плотности с гамильтонианом $\hat{H} = \hat{H}_{eff} + \hat{H}_{drive}$:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H},\hat{\rho}] + \sum_n \frac{1}{2}\left(2\hat{L}_n\hat{\rho}\hat{L}_n^+ - \hat{\rho}\hat{L}_n^+\hat{L}_n - \hat{L}_n^+\hat{L}_n\hat{\rho}\right), \quad (4)$$

где $\hat{L}_n$ – соответствующие диссипативные операторы, которые для кубита равны $\sqrt{\gamma_q}\hat{\sigma}^-$ и $\sqrt{\gamma_\phi}\hat{\sigma}_z$, описывают соответственно энергетическую релаксацию $\gamma_q = \frac{1}{T_1}$ и дефазировку $\gamma_\phi = \frac{1}{T_2}$. А для магнонов диссипативный оператор равен $\sqrt{\gamma_m}\hat{s}$, где $\gamma_m = \frac{1}{T_m}$, T_m – время жизни магнонов. Меняя величину постоянного магнитного поля (и соответственно частоту магнонов) и частоту накачки, можно наблюдать, когда связанная гибридная система возбудится, чему в эксперименте будет соответствовать изменение в пропускании пробирующего сигнала, которое с точностью до калибровки будет пропорционально величине $\mathrm{Tr}(|e\rangle\langle e| \otimes \rho)$, которую можно вычислить, решая уравнение Линдблада с помощью программного пакета QUTIP [5]. Результат расчета показан на рисунке 2 для параметров $\frac{\omega_q}{2\pi} = 5$ ГГц, $\frac{\Omega}{2\pi} = 2$ МГц, $\frac{g_{q-m}}{2\pi} = 10$ МГц, $\frac{\gamma_q}{2\pi} = 1{,}5$ МГц, $\frac{\gamma_\phi}{2\pi} = 3$ МГц, $\frac{\gamma_m}{2\pi} = 1{,}3$ МГц. Области максимальных значений соответствуют собственным частотам связанной гибридной системы.

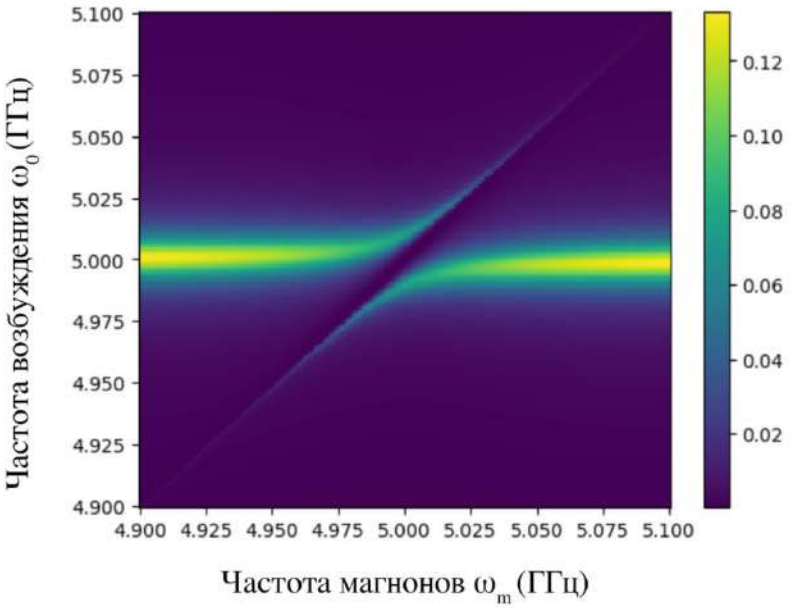


Рис. 2. Значение следа матрицы плотности в зависимости от частоты возбуждения и частоты магнонов.

На рисунке 2 видно характерное вакуумное расщепление Раби (в данном случае магнонный вакуум), что свидетельствует о когерентной связи между двумя квантовыми системами: магнонами и кубитом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Nakamura et el. // Nature 1999. V. 398. No 6730. P. 786.
2. A. Wallraff et al. // Nature 2004. V. 431. No 7005. P. 162.
3. Y. Tabuchi et al. // Science 2014. V. 349. No 6246. P. 405.
4. D. Xu et al. // Phys. Rev. Let. 2023. V. 130. No 19. P. 193603.
5. J. R. Johansson et al. // Comp. phys. com. 2012. V. 183. No 8. P. 1760.

Экранирование системы зарядов двумерной сверхрешеткой в условиях штарковского квантования

С.Ю. Глазов, Е.И. Дударева
Волгоградский государственный социально-педагогический университет
ser-glazov@yandex.ru, bolhudere2001@mail.ru

Изучено влияние постоянного статического электрического поля на проникновение поля системы зарядов (пространственно распределенного заряда, равномерно и периодически заряженной нити) в двумерный электронный газ двумерной сверхрешетки. В присутствии постоянного квантующего электрического поля потенциал осциллирует с частотами, кратными штарковской частоте. Найдена амплитуда постоянной составляющей потенциала в предположении невырожденного электронного газа.

Теоретическому исследованию эффектов, связанных с экранированием внешних зарядов в твердотельных структурах, посвящено достаточно большое количество работ [1-3]. Не ослабевает интерес исследователей к физическим явлениям в низкоразмерных объектах (двумерных - 2D и одномерных - 1D). Известно [4], что достаточно сильное постоянное электрическое поле вызывает “блоховские” осцилляции электронов, описываемых спектром

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta - \frac{\Delta}{2}\left[\cos(p_x d) + \cos(p_y d)\right], \tag{1}$$

где Δ – полуширина минизоны проводимости; d – период сверхрешетки (СР); p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона в плоскости СР, здесь и далее $\hbar = 1$. В последнее время внимание исследователей сосредотачивается на изучении 2D графеновых СР (ГСР), существенным отличием которых является неаддитивность энергетического спектра носителей заряда [5]. Учет “блоховских” осцилляций приводит к специфическому влиянию внешнего электрического поля на эффект экранирования зарядов 2D – электронным газом.

В работе рассматривается твердотельная структура в плоскости $z = 0$ в которой находится 2D электронный газ СР, разделяющий пространство на две среды с разными диэлектрическими проницаемостями: для $z > 0$ диэлектрическая постоянная равна ε_+, для $z < 0$ диэлектрическая постоянная ε_- (рис. 0). Будем считать, что в плоскости $z = h$ ($h > 0$) имеется распределение электрического заряда с линейной $\lambda(\vec{\rho})$ или поверхностной $\sigma(\vec{\rho})$ плотностью $\lambda(\vec{\rho})$ ($\vec{\rho} = \{x, y, 0\}$). Постоянное электрическое поле воздействует на 2D электронный газ СР (вектор напряженности $\vec{E}$ ориентирован вдоль оси OX).

Приведем один из частных случаев, когда плотность распределения заряда задана соотношением $\lambda(\rho) = \lambda_0 \cos(kx)\delta(y)$, λ_0 – линейная плотность заряда, k – “волновое” число, характеризующее степень модуляции линейной плотности заряда.

Получено выражение для распределения потенциала для невырожденного электронного газа в случае высоких температур: $2\Delta \ll T$ и $\Omega_{st} > \Delta$

$$\varphi(\vec{\rho}, z) = \frac{2\lambda_0 \cos(kx)}{(\varepsilon_+ + \varepsilon_-)} \int dq_y \frac{e^{-\sqrt{k^2+q_y^2}(h-z)+iq_y y}}{\sqrt{k^2+q_y^2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2\left(\frac{\Delta}{\Omega_{st}}\sin\left(\frac{kd}{2}\right)\right)}{1 + \frac{\chi}{\sqrt{k^2+q_y^2}}\left(1 - \frac{|n\Omega_{st}|}{\sqrt{(n\Omega_{st})^2 - \Delta^2 \sin^2\frac{q_y d}{2}}}\right)}, \tag{2}$$

где $J_n(x)$ – функция Бесселя вещественного аргумента, $\Omega_{st} = eEd$ – штарковская (блоховская) частота.

Этот интеграл не выражается в табулированных функциях. Анализ формулы (2) производился численно.

Численный анализ показал, что при увеличении напряженности постоянного поля E увеличивается эффект экранирования заряженной нити.

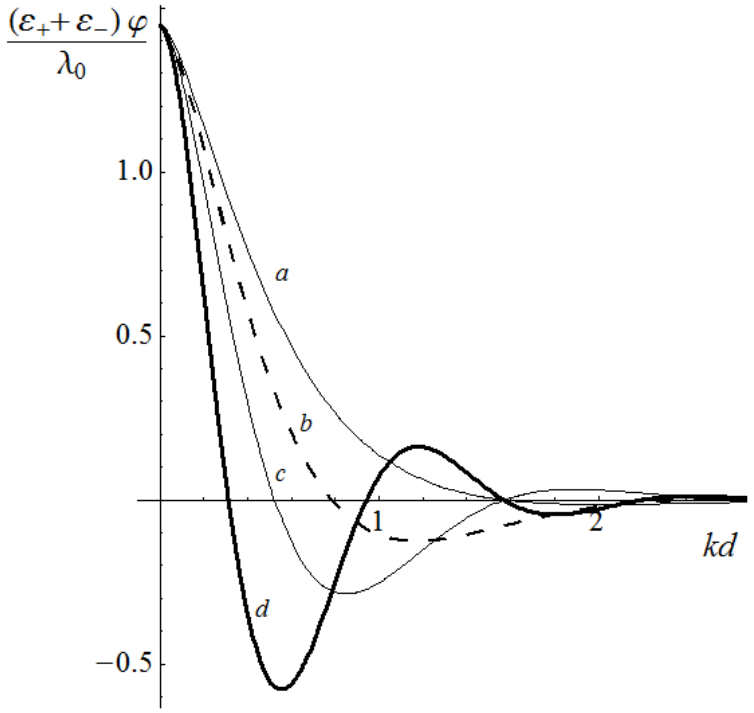


Рис.1. Зависимость безразмерного потенциала от k при y=0, h/d = 1, z/d=-1 , Δ/Ω=0.5 *a*) xd=1; *b*) xd=2; *c*) xd=3 ; *d*) xd=5.

На рис. 1 представлена зависимость безразмерного потенциала от параметра k. Случай равномерно заряженной нити получается из (2), положив k = 0.

Приведем основные результаты проделанной работы.

1. В присутствии постоянного электрического поля экранирующий потенциал осциллирует с частотами, кратными штарковской частоте.
2. Наличие постоянного квантующего поля приводит к усилению эффекта экранирования.
3. Постоянная составляющая потенциала поля равномерно заряженной нити зависит от угла поворота нити и является следствием анизотропности системы, обусловленной в первую очередь наличием постоянного электрического поля.
4. Исследование поведения экранированного потенциала от концентрации электронов в 2D газе СР показало, что при увеличении концентрации носителей увеличивается эффект экранирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Stern // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 8. № 14. P. 546.
2. G.M. Shmelev, E.M. Epshtein // J.Phys.: Condens. 1989. P. 4013.
3. Г.И. Зебрев // ФТП. 1992. Т. 26. № 9. С. 1550.
4. V.V. Bryxin, Yu.A. Firsov // Sol. St. Commin. 1972. № 10. P. 471.
5. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, С.В. Крючков // Изв. РАН. Сер.физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 254.

Динамический переход «Полуметалл – Изолятор» для дираковского кристалла в поле кноидальной волны

Н.А. Иванов[1], С.В. Крючков[2], Е.И. Кухарь[1]
[1]*Волгоградский государственный технический университет*
[2]*Волгоградский государственный социально-педагогический университет*
nikita01ivanov@yandex.ru, eikuhar@yandex.ru

В области физики низкоразмерных систем все большую актуальность приобретает изучение электрических и оптических свойств структур на основе дираковских кристаллов [1,2]. С фундаментальной точки зрения данные материалы являются платформой для подтверждения эффектов квантовой электродинамики таких как, например, парадокс Клейна, аномальный эффект Холла, явление zitterbewegung [3] и т.д. С практической точки зрения дираковские кристаллы могут оказаться полезными для реализации так называемых Флоке-топологических изоляторов [4]. Взаимодействие интенсивного высокочастотного (ВЧ) электромагнитного (ЭМ) излучения с электронной подсистемой дираковского кристалла приводит к возникновению связанных электрон-фотонных состояний [5], описываемых Флоке-спектром. В ряде случаев это взаимодействие сопровождается динамическим наведением энергетической щели в окрестности дираковской точки. В [5,6] изложена теория Флоке-спектра дираковского электрона в изначально бесщелевом графене, помещенном в ВЧ поле синусоидального ЭМ излучения. Однако ситуация, когда дираковские кристаллы подвергаются облучению нелинейной ЭМ волны остается малоизученной, тем более что в настоящее время в физике нелинейных систем активно изучаются так называемые кноидальные волны [7]. Ниже приводятся результаты теоретического исследования возможности наведения энергетической щели в электронном спектре дираковского кристалла, подверженного действию кноидальной ЭМ волны.

Считаем, что кноидальная ЭМ волна имеет круговую поляризацию: вектор напряженности электрического поля $\vec{E}$ этой волны в плоскости дираковского кристалла *xy* представляет собой суперпозицию двух колебаний, совершаемых во взаимно перпендикулярных направлениях по закону:

$$\vec{E} = \{ -E_0 \operatorname{cn}(\omega t, \kappa); E_0 \operatorname{sn}(\omega t, \kappa) \}, \tag{1}$$

где $\operatorname{cn}(\theta, \kappa)$ и $\operatorname{sn}(\theta, \kappa)$ – эллиптические функции Якоби, κ – эллиптический модуль ($\kappa < 1$), ω – плазменная частота той активной среды, в которой сгенерирована нелинейная волна. Динамика электрона в изначально бесщелевом (полуметаллическом) кристалле определяется гамильтонианом, записанном в приближении одной дираковской точки. Уравнение для спинора $\chi_n^{\mathrm{T}} = (A_n \quad B_n)$, определяющего состояния электрона в подрешетках кристалла, примет вид:

$$\sum_k H_{k,n} \chi_k = (\tilde{\varepsilon} - n\hbar\Omega)\chi_n . \tag{2}$$

Рассмотрим Флоке-состояния в дираковской точке: $\vec{p} = 0$. В этом случае матрица Флоке $H_{n,k}$, фигурирующая в правой части (2), равна:

$$H_{k,n} = \hbar\omega \left\langle e^{i(k-n)\Omega t} \left(\varphi_1 \hat{\sigma}_x + \varphi_2 \hat{\sigma}_y \right) \right\rangle . \tag{3}$$

Здесь $\hat{\sigma}_x$, $\hat{\sigma}_y$ – матрицы Паули, $\Omega = \pi\omega / 2\mathrm{K}(\kappa)$, $\mathrm{K}(\kappa)$ – полный эллиптический интеграл 1-го рода,

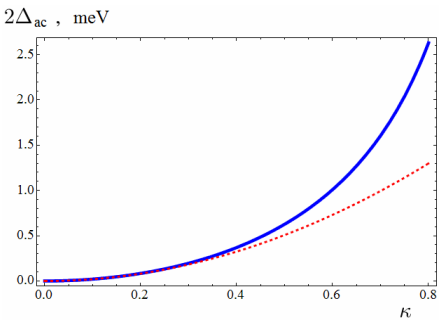


Рис. 1. Зависимость ширины квазиэнергетической щели от эллиптического модуля (сплошная линия) при $\omega = 50$ ТГц. Пунктирной линией показана квадратичная зависимость от безразмерной амплитуды синусоидальной волны, частота которой совпадает с частотой кноидальной волны при малых к.

$$\varphi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{(+)} \sin(2n+1)\Omega t\,, \qquad \varphi_2 = \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{(-)} \cos(2n+1)\Omega t\,, \qquad a_n^{(\pm)} = \frac{8q^{n+1/2}}{(2n+1)(1 \pm q^{2n+1})}\,, \tag{4}$$

$q(\kappa) = \exp(-\pi \mathrm{K}^{-1}\overline{\mathrm{K}})$, $\overline{\mathrm{K}} = \mathrm{K}\left(\sqrt{1-\kappa^2}\right)$. После усреднения в (3) по периоду волны придем к системе уравнений для компонент спинора:

$$\begin{cases} -\dfrac{i\hbar\omega}{2}\displaystyle\sum_{k=0}^{\infty}\left(\left(a_k^{(+)} + a_k^{(-)}\right)B_{n-2k-1} - \left(a_k^{(+)} - a_k^{(-)}\right)B_{n+2k+1}\right) = \left(\tilde{\varepsilon}_{\vec{p}=0} - n\hbar\Omega\right)A_n\,, \\ -\dfrac{i\hbar\omega}{2}\displaystyle\sum_{k=0}^{\infty}\left(\left(a_k^{(+)} - a_k^{(-)}\right)A_{n-2k-1} - \left(a_k^{(+)} + a_k^{(-)}\right)A_{n+2k+1}\right) = \left(\tilde{\varepsilon}_{\vec{p}=0} - n\hbar\Omega\right)B_n\,. \end{cases} \tag{5}$$

Компоненты A_n и B_n пропорциональны амплитудам поглощения/излучения n фотонов электроном. Можно показать, что в случае нерезонансного взаимодействия, когда $\hbar\Omega(\kappa) >> \upsilon_{\mathrm{F}} e E_0 \omega^{-1}$, эти амплитуды резко убывают с ростом n. Это позволяет решать систему (5) приближенно. В результате квазиэнергия электрона при $\vec{p} = 0$ равна:

$$\tilde{\varepsilon}_{\vec{p}=0} = \pm\frac{\hbar\omega^2}{\Omega}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{a_k^{(+)}a_k^{(-)}}{2k+1}\,. \tag{6}$$

Таким образом, действие кноидальной волны приводит к возникновению во Флоке-спектре щели, равной $\Delta_{\mathrm{ac}} = 2|\tilde{\varepsilon}_{\vec{p}=0}|$, так, что система проявляет себя как изолятор. Зависимость $\Delta_{\mathrm{ac}}(\kappa)$ показана на рисунке 1, из которого видно, что с ростом параметра к эта зависимость отклоняется от квадратичной. Кроме того, при равных амплитудах энергетическая щель, динамически наведенная полем кноидальной волны, превышает щель, наведенную полем синусоидальной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. De Martino et al. // Phys. Rev. B. 2023. V. 107. P. 115420.
2. A. Boroughani, E. Faizabadi. // Superlattices Microstruct. 2021. V. 151. P. 106779.
3. A.H. Castro Neto et al. // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 109.
4. C.P. Weber // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. P. 070901.
5. O.V. Kibis // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 165433.
6. T. Oka, H. Aoki // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 081406(R).
7. H. Hohmann et al. // Phys. Rev. Research. 2023. V. 5. P. L012041.

Моделирование процесса спонтанного параметрического рассеяния с помощью тензорных сетей

Н.А. Капридов[1,2], Е.С. Тиунов[3], Д.А.Чермошенцев[1]
[1]*Российский Квантовый Центр*
[2]*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*
[3]*Quantum Research Center, Technology Innovation Institute, Abu Dhabi*
kapridov.na@phystech.edu

Введение

Активное развитие оптических и фотонных устройств с нелинейными свойствами, широко используемых в квантовых технологиях [1, 2], приводит к необходимости уметь предсказывать поведение квантовых состояний света под влиянием различных нелинейных процессов. Однако моделирование динамики квантовых состояний является сложной задачей из-за высокой размерности Гильбертова пространства и чаще всего требует специальных подходов и обширных вычислительных ресурсов.

Для выполнения моделирования динамики квантовой системы необходимо выполнить численное решение уравнения Шредингера. Для этого необходимо выбрать представление, в котором будет находиться решение задачи. Наиболее естественным является представление квантового оптического состояния в Фоковском базисе - базисе из собственных векторов оператора числа фотонов. Однако данное представление позволяет эффективно моделировать процессы только с малым средним числом фотонов в состояниях. Это объясняется тем, что число базисных векторов, необходимых для точного представления состояния, растет квадратично с амплитудой состояния.

Альтернативным является представление состояний в непрерывном базисе. Данное представление позволяет эффективно кодировать волновые функции квантовых оптических состояний различных амплитуд. При численном решении в данном базисе непрерывная координата дискретизуется.

В последние полтора десятилетия активное развитие получили подходы, использующие кодирование информации с помощью тензорных сетей. Особенно хорошо тензорные сети зарекомендовали себя при решении одномерных квантовых задач [3].

В нашей работе мы совместили использование координатного представления состояний, дискретизованных на заранее выбранной координатной сетке, с кодированием этих состояний с помощью тензорных сетей типа Matrix Product State (MPS)/Tensor Train (TT) [4]. Огромным преимуществом такого подхода является то, что операторы рождения и уничтожения квантовой оптики, а также волновые функции состояний в координатном представлении при кодировании их в тензорной сети имеют очень компактный вид (низкую бонд-размерность) [5], что позволяет эффективно выполнять вычисления.

Мотивация нашей работы заключается в том, чтобы описать волновые функции квантовых оптических состояний с экспоненциально высокой частотой дискретизации сетки, что оказывается возможным благодаря использованию тензорных сетей.

Результативность нашего подхода мы демонстрируем на примере расчета эволюции квантовых состояний моды накачки и моды сигнала под действием гамильтониана вырожденного спонтанного параметрического рассеяния (SPDC).

Методы

Мы решаем задачу квантовой эволюции оптических состояний в непрерывном базисе под действием гамильтониана вырожденного спонтанного параметрического рассеяния. Данный гамильтониан имеет следующий вид при записи с использованием операторов рождения ($\hat{a}^{+}$) и уничтожения ($\hat{a}$) числа фотонов:

$$\hat{H} = i\hbar\chi^{(2)}\left(\hat{a}_p^{+}\hat{a}_s\hat{a}_s - \hat{a}_p\hat{a}_s^{+}\hat{a}_s^{+}\right) \quad (1)$$

$\chi^{(2)}$ – коэффициент квадратичной нелинейности среды, индекс p относится к моде накачки, индекс s – к моде сигнала.

Уравнение Шредингера в общем случае имеет вид:

$$i\hbar\frac{d\psi}{dt} = \hat{H}\psi \quad (2)$$

Для численного решения уравнения Шредингера на оси X выбирается диапазон значений, на котором будут определены волновые функции и операторы. Этот диапазон делится на $N = 2^n$ одинаковых отрезков, где n определяет степень детализации функций, и на каждом отрезке задается значение общей волновой функции системы (накачка + сигнал) и значения операторов.

Особенностью нашего подхода является дальнейшее представление общей волновой функции системы с помощью тензорной сети типа MPS [4,6]:

$$|\psi\rangle = \sum_{\sigma_1,\dots,\sigma_L} A^{\sigma_1}A^{\sigma_2}\dots A^{\sigma_{L-1}}A^{\sigma_L}|\sigma_1,\dots,\sigma_L\rangle \quad (3)$$

В данной записи A^{σ_i} – трехмерная матрица, причем каждый индекс σ_i принимает два возможных значения. Индекс L равен $n = \log_2(N)$. Таким образом, фиксирование всех индексов σ_i и перемножение соответствующих матриц позволяет восстановить один конкретный элемент волновой функции $|\psi\rangle$.

Максимальный размер (максимальное число столбцов/строк) матрицы A^{σ_i} называется бонд-размерностью тензорной сети и определяет сложность производимых с тензорной сетью вычислений. Можно показать, что тензорные сети, кодирующие операторы рождения и уничтожения числа фотонов, а также волновые функции квантовых оптических состояний в координатном представлении, имеют низкую бонд-размерность [2], что положительно сказывается на скорости вычислений.

Для решения уравнения Шредингера мы выбрали неявный метод Эйлера. Если оператор и волновая функция заданы в форме MPS, то можно решать систему линейных уравнений вариационным методом [7].

Результаты

Используя нашу методику, мы промоделировали процесс вырожденного спонтанного параметрического рассеяния при начальной амплитуде моды накачки, равной 20 (среднее число фотонов в накачке равно 400). Критерием корректности вычислений для нас является сохранение общей энергии системы (вследствие отсутствия диссипации) – Рис.1.

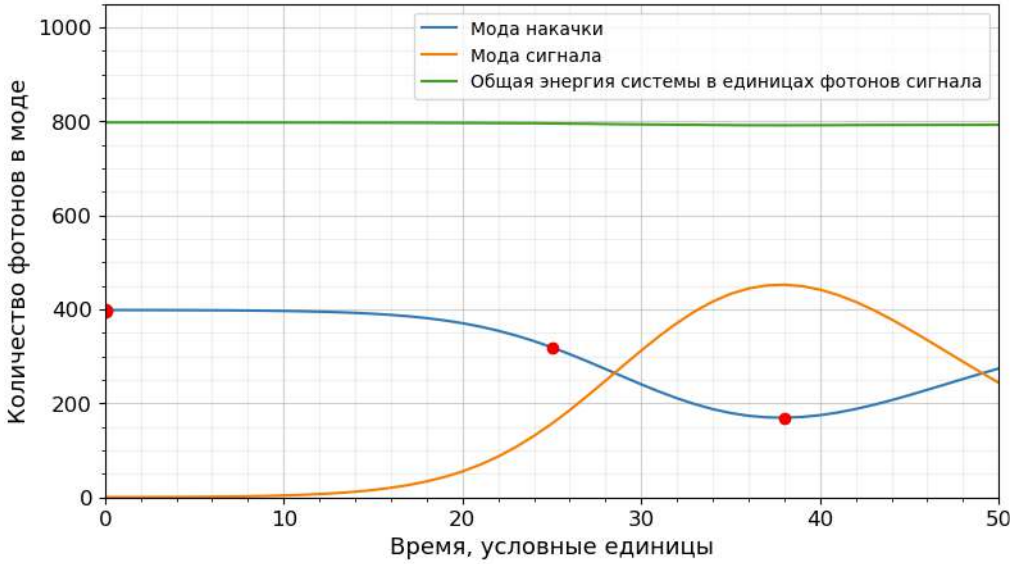


Рис. 1 Динамика числа фотонов в модах в ходе квантовой эволюции под действием гамильтониана SPDC

На Рис.2 представлена функция Вигнера моды накачки в три момента времени, соответствующие красным точкам на Рис.1.

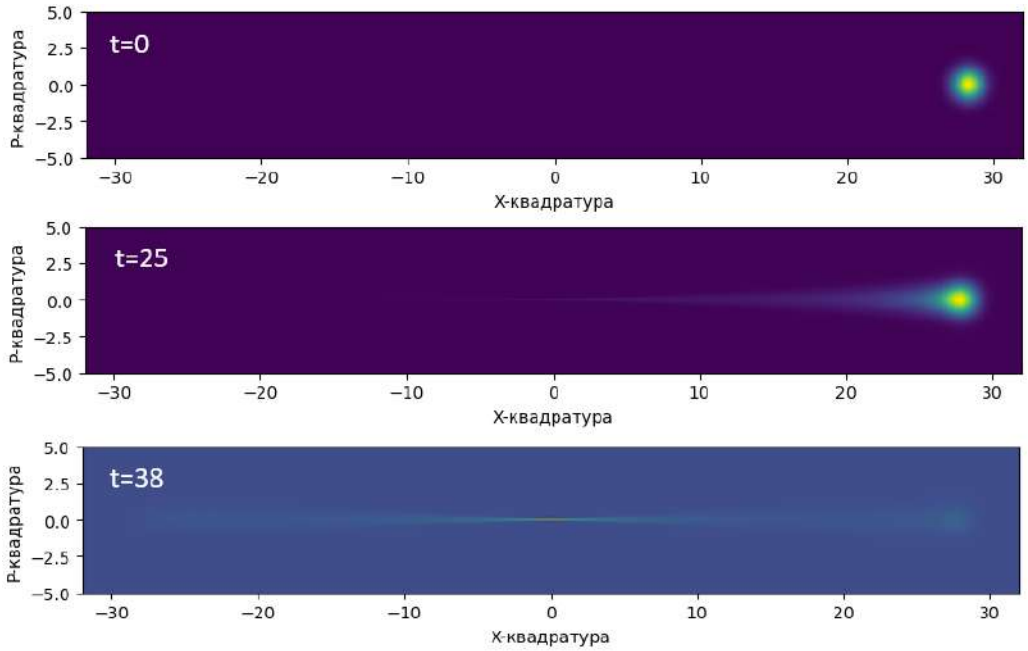


Рис. 2 Функция Вигнера моды накачки в различные моменты времени

Мы сравнили выполненные расчеты с расчетами, произведенными стандартным способом в Фоковком базисе, и обнаружили хорошее совпадение. При этом моделирование процесса с использованием тензорных сетей занимает в разы меньше времени, чем моделирование в Фоковском базисе. Также у данного метода есть потенциал для эффективного кодирования большего числа мод.

Таким образом, было проведено моделирование квантовой эволюции состояний моды сигнала и моды накачки под действием гамильтониана вырожденного спонтанного параметрического рассеяния с помощью тензорных сетей, показана корректность и эффективность метода.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации "Росатом" в рамках выполнения Дорожной карты "Квантовые вычисления" (контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Wang et al. // Nature Photonics. 2020. V. 14. No. 5. P. 273-284.
2. T. Giordani et al. //La Rivista del Nuovo Cimento. 2023. V. 46. No. 2. P. 71-103.
3. D. Jaschke et al. //Quantum science and technology. 2018. V. 4. No. 1. P. 013001.
4. I. V. Oseledets //SIAM Journal on Scientific Computing. 2011. V. 33. No. 5. P. 2295-2317.
5. M. Lindsey //arXiv preprint arXiv:2311.12554. – 2023.
6. U. Schollwöck //Annals of physics. 2011. V. 326. No. 1. P. 96-192.
7. V. Zauner-Stauber et al. //Physical Review B. 2018. V. 97. No. 4. P. 045145.

Плазменные волны в двумерной сверхрешетке на основе графена

С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев
Волгоградский государственный социально-педагогический университет
ser-glazov@yandex.ru, kovalev-sith@yandex.ru

Исследованы закон дисперсии плазменных волн и плотность плазменных возбуждений в электронном газе двумерной сверхрешетки на основе графена. Расчеты выполнены на основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса.

Теоретическому исследованию закона дисперсии плазменных волн $\omega(\vec{k})$ в 2D электронном газе одномерной графеновой СР посвящено достаточно большое количество работ [1,2]. В последнее время внимание исследователей сосредотачивается на изучении 2D графеновых СР (ГСР). Энергетический спектр носителей заряда в 2D ГСР на подложке из чередующихся в шахматном порядке областей щелевого и бесщелевого графена в одноминизонном приближении выбран в виде [3]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta_{\mathrm{SiC}}\left\{g_1 - \frac{g_2}{2}\left[\cos\left(\frac{p_x d}{\hbar}\right) + \cos\left(\frac{p_y d}{\hbar}\right)\right] - g_3\cos\left(\frac{p_x d}{\hbar}\right)\cos\left(\frac{p_y d}{\hbar}\right)\right\}, \qquad (1)$$

где p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона, d – период ГСР.

Спектр (1) соответствует случаю квадратной симметричной ГСР, когда $d_1=d_2=d\approx 2\cdot10^{-6}$ *см,* g_1=0.624475, g_2=0.1787, g_3=0.01306, Δ_{SiC} = 0.13 эВ, ширина запрещенной зоны между валентной зоной и зоной проводимости ε_g= 0.8573Δ_{SiC}; ширина запрещенной зоны между первой и второй зонами проводимости ε_{g12}= 0.6270Δ_{SiC}; ширина первой минизоны проводимости ε_e= 0.2111Δ_{SiC}.

На основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса получено выражение для нахождения закона дисперсии плазменных волн в 2D электронном газе ГСР

$$\frac{2\pi e^2}{\chi}\Pi(\vec{k},\omega)\, S(\vec{k}) = 1, \qquad (2)$$

где $\Pi(\vec{k},\omega) = \sum_{\vec{p}} \frac{n(\vec{p}+\vec{k}) - n(\vec{p})}{\varepsilon(\vec{p}+\vec{k}) - \varepsilon(\vec{p}) - \hbar\omega}$, χ – диэлектрическая проницаемость. Для вычисления множителя $S(\vec{k})$ использован модельный случай (как и в [3]), тогда

$$S(k_x,k_y) = 4d\sum_n \frac{(1-\cos(k_x d))(1-\cos(k_y d))}{(k_x d + 2\pi n)^2 (k_y d + 2\pi m)^2 \sqrt{(k_x d + 2\pi m)^2 + (k_y d + +2\pi m)^2}}. \qquad (3)$$

Предполагаем, как и в [2, 3], что в состоянии равновесия носители заряда подчиняются статистике Больцмана $n(\vec{p}) = A\exp(-\varepsilon(\vec{p})/k_b T)$, где T – температура, k_b – постоянная Больцмана, A – постоянная нормировки.

Для ГСР со слабой неаддитивностью энергетического спектра удается аналитически получить выражение для поляризационного оператора $\Pi(\vec{k},\omega)$ в случае высоких температур ($g_2\Delta_{\mathrm{SiC}} << k_b T$). Подставляя $\Pi(\vec{k},\omega)$ в (2), получаем окончательное выражение для нахождения закона дисперсии плазменных волн $\omega(\vec{k})$

$$\frac{2\pi e^2 N_0 S(\vec{k})}{\chi k_b T}\left[g_3 \frac{g_2^2}{16}\left(\frac{\Delta_{SiC}}{k_b T}\right)^3 - 1\right]\left[1-\frac{2}{\pi}\frac{\hbar\omega K(z)}{\sqrt{(\hbar\omega)^2 - g_2^2\Delta_{SiC}^2\left(\sin\frac{k_x d}{2}-\sin\frac{k_y d}{2}\right)^2}}\right]=1, \qquad (4)$$

где N_0 – поверхностная плотность 2D электронного газа, $K(z)$ – полный эллиптический интеграл первого рода,

$$z = 2g_2\Delta_{SiC}\sqrt{\sin\frac{k_x d}{2}\sin\frac{k_y d}{2}\Big/\left((\hbar\omega)^2 - g_2^2\Delta_{SiC}^2\left(\sin\frac{k_x d}{2}-\sin\frac{k_y d}{2}\right)^2\right)}. \qquad (5)$$

Как видно из (4), отличие полученного уравнения от аналогичного для полупроводниковой СР с аддитивным спектром [4] в сомножителе с коэффициентом g_3, являющимся параметром, характеризующим неаддитивность спектра. Таким образом, слабая неаддитивность энергетического спектра приводит к перенормировке концентрации носителей и плазменная частота в таких структурах меньше, чем в структурах с аддитивным спектром при одинаковых параметрах сравниваемых структур.

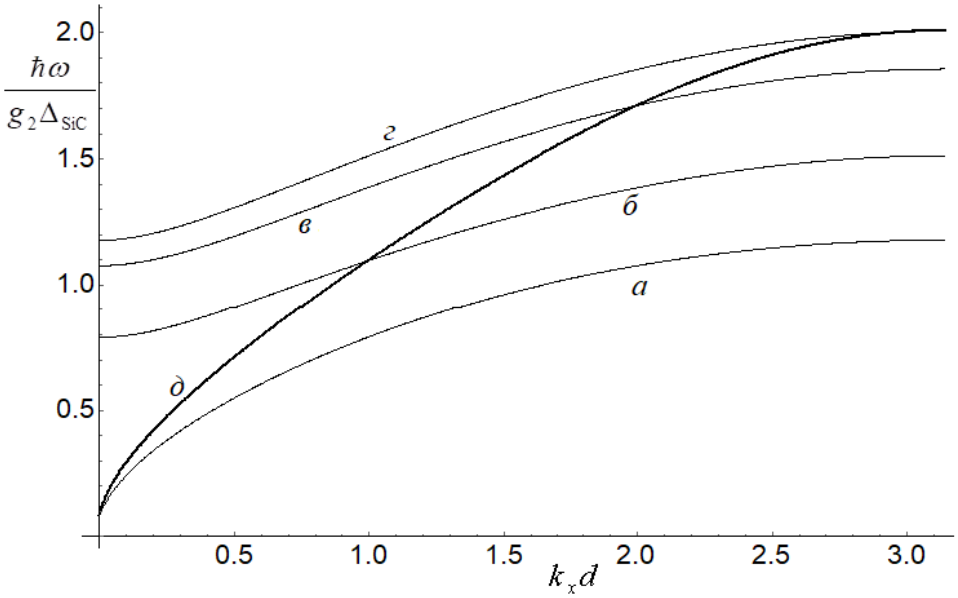


Рис. 1. Закон дисперсии $\omega(k_x)$ при T = 273 К, $N_0 = 10^{11}$ см$^{-2}$
а) $k_y d$ = 0.0, *б)* $k_y d$ = 1.0, *в)* $k_y d$ = 2.0, *г)* $k_y d$ = 3.0, *д)* $k_y = k_x$.

Анализ закона дисперсии плазменных волн $\omega(\vec{k})$ в виду сложности (6) производился численно.

На рис. 1 для сравнения приведены дисперсионные кривые для разных значений поверхностной плотности 2D электронного газа N_0. при условии равенства ширин полос бесщелевой и щелевой модификации графена.

Знание $\omega(\vec{k})$ позволяет определить плотность плазменных возбуждений, что дает возможность сравнить теоретические результаты с экспериментом.

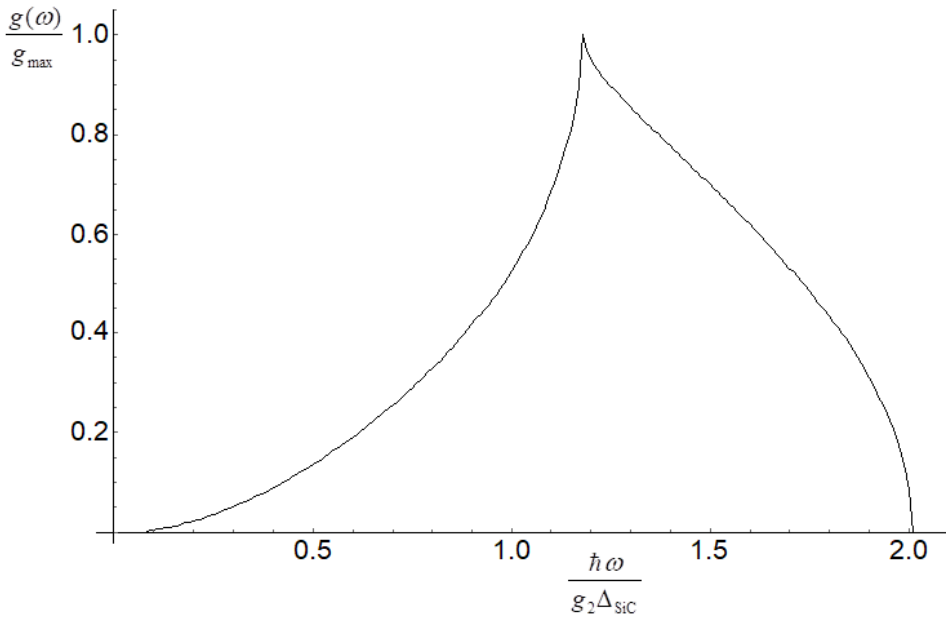


Рис. 2. Плотность плазменных возбуждений

Относительная плотность плазменных возбуждений рассчитывалась численно по формуле

$$g(\omega) = \sum \delta(\omega - \omega(\vec{k})) . \quad (8)$$

На рис. 2 представлена относительная плотность плазменных возбуждений $g(\omega)$ для N_0 = 10^{11} см$^{-2}$, T = 273 K. Зависимость $g(\omega)$ имеет немонотонный вид, при достижении некоторой характерной частоты ω_p наблюдается ярко выраженный максимум плотности плазменных возбуждений. Появление резких пиков, максимумов плотности, связано с характерной для полупроводниковых сверхрешеток зависимостью $\omega(k)$ в области малых k_y: частота плазменных волн в достаточно широком диапазоне k_x слабо меняется вблизи ω_p.

Данная задача решалась в пренебрежении столкновениями электронов с фононами, примесями и другими дефектами. Такое возможно, когда период плазменных колебаний мал по сравнению со временем свободного пробега электрона τ ($\omega\tau$ >>1). Это условие может быть удовлетворено при $\tau \geq 10^{-12}$ с, что является легко выполнимым для графена и структур на его основе.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.В. Ратников, А.П. Силин // Письма в ЖЭТФ. 2015 Т. 102. В. 11. С. 823.
2. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, Н.Е. Мещерякова // Изв. РАН. Сер.физ. 2012. Т. 76. № 12. С. 1479.
3. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, С.В. Крючков // Изв. РАН. Сер.физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 254.
4. С.Ю. Глазов, С.В. Крючков // ФТП. 2000. Т. 34. В. 7. С.835.

Анизотропия Флоке-спектра дираковского кристалла в бихроматическом поле

И.А. Конищев[1], С.В. Крючков[2], Е.И. Кухарь[1]
[1]*Волгоградский государственный технический университет*
[2]*Волгоградский государственный социально-педагогический университет*
konishev_igor@mail.ru, eikuhar@yandex.ru

В настоящее время изучение эффектов топологической модификации энергетической структуры дираковских материалов за счет их взаимодействия с интенсивным высокочастотным (ВЧ) электромагнитным (ЭМ) излучением является весьма актуальным. Нестационарность решаемых в этой связи задач является причиной того, что эффекты, возникающие в таких системах, гораздо разнообразней, чем в тех же системах, но описываемых стационарным гамильтонианом. В качестве примеров можно привести возможность манипуляции положением дираковских точек [1], динамическое наведение запрещенной зоны [2,3], перенормировку скорости Ферми [4], возможность перехода 2D дираковского полуметалла в состояние зонного изолятора в случае взаимодействия электронной подсистемы с бихроматическим полем [5] и т.д. Здесь стоит также указать реализацию в лабораторных условиях так называемых Флоке-топологических изоляторов [6]. Ниже приведены результаты теоретического исследования возможности анизотропии Флоке-спектра для дираковского кристалла с изначально изотропным законом дисперсии, вызванной наличием второй гармоники в переменном электрическом поле, которому подвергается образец. Вычисления выполнены в рамках Флоке-формализма [2], позволяющего свести нестационарную проблему к задаче на собственные значения перенормированного гамильтониана, не зависящего от времени.

Направим координатные оси *Ox* и *Oy* вдоль плоскости дираковского кристалла. Для гамильтониана последнего используем конусную модель с одной дираковской точкой. Закон дисперсии электронов в этом случае имеет гиперболический тип. Считаем, что ЭМ излучение распространяется вдоль оси *Oz* так, что электрическая составляющая осциллирует вдоль оси *Oy*. В силу малости толщины моноатомного слоя можно воспользоваться дипольным приближением и считать, что электрическое поле в той области пространства, где расположен образец, не зависит от координат. Вместе с этим гамильтониан системы, равный $\hat{H} = \upsilon_{\mathrm{F}}\left(\vec{p} + e\vec{A}\right)\cdot\vec{\sigma}$, также не будет зависеть от координат. Здесь $\vec{\sigma} = \left(\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z\right)$ – матрицы Паули, υ_{F} – скорость Ферми, $\vec{A}$ – векторный потенциал ЭМ поля волны в плоскости *xy*. Здесь используется система единиц, в которой $c = 1$ и $\hbar = 1$. Считаем зависимость напряженности электрического поля волны от времени бихроматической:

$$E_y = E_0\left(\sin\omega t + 4\gamma\sin 2\omega t\right), \tag{1}$$

где ω и 2ω – частоты в спектре излучения, γ – безразмерный параметр, указывающий вклад второй гармоники. Задача о решении уравнения $i\dot{\psi} = \hat{H}\psi$ удовлетворяет требованиям теоремы Флоке, согласно которой спинор ψ, описывающий состояние электрона в 2D гексагональной структуре, можно записать в виде:

$$\psi(t) = e^{-i\tilde{\varepsilon}t}u(t). \tag{2}$$

Здесь $\tilde{\varepsilon}(\vec{p})$ – квазиэнергия электрона, а период функции $u(t)$ равен периоду переменного поля.

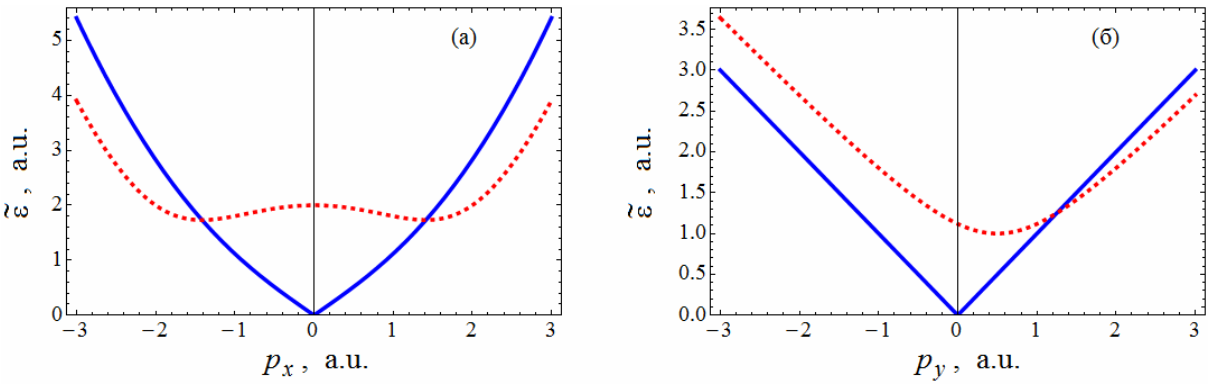


Рис. 1. Зависимость квазиэнергии от импульса: (а) сплошная линия – $p_y = 0$, пунктирная линия – $p_y \neq 0$; (а) сплошная линия – $p_x = 0$, пунктирная линия – $p_x \neq 0$.

После подстановки (2) в уравнение для спинора ψ и последующего применения унитарного преобразования $u = \hat{S}\chi$, оператор которого имеет вид:

$$\hat{S} = e^{-ia_0(\sin\omega t + \gamma \sin 2\omega t)\hat{\sigma}_y}, \tag{3}$$

придем к уравнению:

$$-i\partial_t \chi + \upsilon_F p_x \hat{\Sigma}_x \chi + \upsilon_F p_y \hat{\sigma}_y \chi = \tilde{\varepsilon}\chi. \tag{4}$$

Здесь $a_0 = eE_0\upsilon_F/\omega^2$ – безразмерная амплитуда, $\hat{\Sigma}_x = \hat{S}^+\hat{\sigma}_x\hat{S}$. Далее считаем, что выполняется условие $\omega >> \upsilon_F p$, позволяющее решать (4) приближенно методом усреднения по периоду ВЧ поля. В результате усреднения получим:

$$\upsilon_F^2 p_x^2 \left\langle -i\hat{\Sigma}_x \int dt\, \hat{\Sigma}_x \right\rangle \chi_0 + u_F p_x \hat{\sigma}_x \chi_0 + \upsilon_F p_y \hat{\sigma}_y \chi_0 = \tilde{\varepsilon}\chi_0, \tag{5}$$

где χ_0 – стационарная составляющая спинора χ. Из (5) следует, что квазиэнергия равна:

$$\tilde{\varepsilon} = \pm\upsilon_F \sqrt{\left(1 - a_0^2\right)p_x^2 + \left(p_y - 3\gamma\upsilon_F\omega^{-1}a_0^3 p_x^2\right)^2}. \tag{6}$$

Дисперсионные линии, соответствующие (6), показаны на рисунке 1, из которого видно, что действие ВЧ излучения приводит к модификации закона дисперсии дираковских электронов так, что данный закон перестает быть изотропным в *p*-пространстве. В отличие от [4], где вычислена квазиэнергия для случая синусоидальной волны, в ситуации с бихроматическим полем модифицируется не только скорость Ферми в одном из направлений, но и меняется характер зависимости от квазиимпульса: для Флоке-спектра при $\gamma \neq 0$ уже не характерен гиперболический тип.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Bucciantini et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. P. 041126(R).
2. T. Oka, H. Aoki. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 081406.
3. O.V. Kibis. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 165433.
4. O.V. Kibis et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 115420.
5. Е.И. Кухарь, С.В. Крючков. // ЖТФ. 2022. Т. 92. С. 337.
6. C.P. Weber. // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. P. 070901.

Источник поляризованных квантовых состояний на основе ансамбля независимых излучателей для протоколов квантового распределения ключей

Д.А. Падерин, Я.Д. Воскобойников, В.В. Третьяков
МГУ имени М.В. Ломоносова
d.p4derin@yandex.ru

1. Введение

В современном мире ежедневно генерируется огромное количество данных (порядка 330 млн. терабайтов в день [1]), которые, в свою очередь, часто подлежат дальнейшей передаче с одного устройства на другое на расстояния в десятки, сотни и тысячи километров, при этом содержащаяся в них информация может быть конфиденциальной и требует защищенности. В связи с этим в данный момент остро стоит вопрос касательно организации безопасной передачи информации.

Квантовые коммуникации - активно развивающаяся область квантовых технологий, предлагают использование протоколов квантового распределения ключей (далее - КРК), которые обеспечивают гарантированную безопасную передачу сообщений на основе фундаментальных принципов квантовой механики [2]. Уже реализована система квантового распределения ключей на расстояние более 830 км по оптоволоконному каналу [3], а также по атмосферному каналу как на близких расстояниях [4], так и на больших (несколько тысяч км и более) [5]. Однако такие системы имеют ряд существенных недостатков: высокая стоимость комплектующих, большие габариты и вес, а также недостаток квалифицированного персонала для их обслуживания и ремонта.

Использование независимых источников для создания квантовых состояний позволит отказаться от использования дорогостоящих и габаритных активных элементов, снизив стоимость такой системы, а также её сложность реализации и обслуживания. Но в такой реализации критическим вопросом является неразличимость источников между собой по следующим критериям: пространственная, временная (длительность импульса и момент регистрации) и спектральная [6]. И выбор типа источника становится особенно важным. Среди возможных вариантов: лазерные диоды (LD), суперлюминесцентные диоды (SLED), светодиоды (LED) и резонансные светодиоды (RCLED), каждый из которых обладает уникальными свойствами в контексте пространственной, временной и спектральной неразличимости.

Задачей данной работы является предварительный сравнительный анализ этих типов излучателей с целью выбора наиболее оптимального варианта для реализации компактного и эффективного источника поляризованных фотонов.

2. Анализ источников излучения различных типов

Ключевыми параметрами источника при нашем рассмотрении являются ширина спектральной полосы и время нарастания/спада источника. От этих параметров зависит ширина спектрального фильтра и скорость выработки ключа. Предъявляемые требования к источникам: ширина спектральной полосы – не менее 7 нм, время нарастания – не более 4 нс.

2.1. LD-источники

Лазерные диоды обеспечивают быстрое время нарастания (~1 нс), что делает их привлекательными для протоколов КРК. Однако их узкая спектральная полоса требует использования очень узкого спектрального фильтра (FWHM < 1.2 нм), что скажется на стоимости. Кроме того, LD чувствительны к температурным колебаниям и требуют

точной стабилизации ($\Delta T < 0.1°C$). Реализация схемы на LD представлена в статье [7], ниже основные характеристики: частота повторения квантовых сигналов – 25 МГц (планируется увеличение до 400 МГц), среднее число фотонов на импульс – 0.1 (планируется увеличение до 0.3744 с использованием состояний-ловушек), ширина импульса – 0.82–0.91 нс, скорость генерации ключа при потерях 10 дБ – порядка 10 кбит/с и при потерях 30 дБ – снижается до ~1 кбит/с.

2.2. SLED-источники

SLED сочетают широкую спектральную полосу (15–50 нм) с хорошей пространственной когерентностью. Время нарастания составляет 2–3 нс, что удовлетворяет требованиям для КРК. Пример реализации в работе [8]: частота повторения квантовых сигналов – 100 МГц, среднее число фотонов на импульс – 0.4, ширина импульса – 2 нс, скорость генерации сырого ключа – до 4 Мбит/с (при потерях 8–10 дБ).

Ключевой недостаток SLED — высокая стоимость и большие габариты.

2.3. LED-источники

LED обладают самой широкой спектральной полосой (30–80 нм) и низкой стоимостью, но их время нарастания (5–10 нс) ограничивает скорость генерации ключей. Однако в работе [9] реализована система КРК на LED со следующими характеристиками: частота повторения квантовых сигналов – 80 МГц, среднее число фотонов на импульс – 0.025, ширина импульса: 1.6 нс, скорость генерации ключа – 25 кбит/с (в темноте).

В работе [10] представлена электрическая схема драйвера, при помощи которого был сгенерирован импульс со временем нарастания 2.6 нс. Эти результаты позволяют рассматривать LED в качестве источника квантовых состояний.

2.4. RCLED-источники

RCLED обладают умеренной по сравнению с остальными источниками шириной спектральной полосы (7-20 нм), а также временем нарастания/спада порядка нескольких нс, что является приемлемым значением. В работе [11] реализована система КРК с RCLED в качестве источников состояний со следующими результатами: частота повторения квантовых сигналов – 12.5 МГц, ширина импульса – 10 нс (регулируемая), среднее число фотонов на импульс – 1 для сигнального и 0.4 для состояния-ловушки, скорость генерации сырого ключа – 532 кбит/с.

Отдельно стоит отметить, что при поиске удалось найти только две модели такого типа излучателей на длинах волн 650 нм и 850 нм соответственно, доступных для заказа.

3. Сравнительный анализ источников излучения

В таблице 1 представлен сравнительный анализ основных характеристик рассматриваемых типов источников. Наибольшую частоту повторения квантовых сигналов имеет лазерный диод, так как имеет наименьшее время нарастания. Однако его существенным недостатком в качестве одного излучателя для источника поляризованных квантовых состояний является слишком узкая ширина спектральной линии в сравнении с остальными типами источниками. Таким образом, для достижения спектральной неотличимости источников, потребуется усложнить реализацию системы, что приведет к её подорожанию. Кроме того, LD дороже таких источников, как LED и RCLED.

Таблица 1. Сравнение различных источников излучения

	LD	SLED	LED	RCLED
Время нарастания, нс	~1	2-3	Стандартно: 5-10 С драйвером [10]: 1.6	до 3
Ширина спектральной полосы, нм	~4	15-50	30-80	7-20
Коммерческая доступность	Высокая	Средняя	Очень высокая	Низкая (доступны модели на 650 нм и 850 нм)
Стоимость	Высокая	Очень высокая	Низкая	Средняя

SLED как излучатель имеет широкую спектральную полосу и быстрое время нарастания, что делает их отличным кандидатом на роль источника. Однако из всех представленных типов излучателей они имеют наиболее высокую стоимость, что ограничивает возможность их применение.

LED обладает наибольшей шириной спектральной полосы. Его недостаток заключается в большом значении времени нарастания, но при использовании правильно подобранного драйвера время нарастания можно уменьшить. В совокупности с низкой стоимостью данный тип излучателей выглядит очень привлекательным для применения.

RCLED имеют приемлемое время нарастания и достаточно широкую спектральную полосу, однако для достижения спектральной неотличимости может потребоваться использование ультра узкополосного светофильтра (как в случае с LD), что увеличит стоимость системы.

4. Заключение

Проведенный сравнительный анализ показал, что:

- LD требуют сложной стабилизации и менее пригодны для ансамблей излучателей.
- Для высокоскоростных систем наиболее подходят SLED, несмотря на их высокую стоимость.
- LED со специальными драйверами представляют бюджетную альтернативу.
- RCLED демонстрируют хороший баланс характеристик, но ограничены коммерческой доступностью и требованиям к спектральным светофильтрам.

Исходя из вышеизложенного, наиболее привлекательным типом излучателя для использования в качестве источника поляризованных квантовых состояний на основе ансамбля независимых излучателей является LED.

В дальнейшем планируется реализовать макет стенда системы КРК на LED, предварительно проведя исследование спектральных, пространственных и временных характеристик LED.

ЛИТЕРАТУРА

1. Adam Wright //IDC. 2024. URL: https://www.idc.com/getdoc.jsp?containerId=US51667324
2. Gisin N. et al. //Reviews of modern physics. 2002. V. 74. No 1. P. 145.
3. Wang S. et al. //Nature photonics. 2022. V. 16. No. 2. P. 154-161.

4. Liao S. K. et al. //Nature Photonics. 2017. V. 11. No. 8. P. 509-513.
5. Liao S. K. et al. //Physical review letters. 2018. V. 120. No. 3. P. 030501.
6. Biswas A. et al. //IEEE Journal of Quantum Electronics. 2021. V. 57. No. 6. P. 1-7.
7. Zhang P. et al. //IET Quantum Communication. 2024. V. 5. No 3. P. 291-302.
8. Noblet Y., Donaldson R. //Optics Express. 2023. V. 31. No. 9. P. 15145-15155.
9. Lowndes D. et al. //EPJ Quantum Technology. 2021. V. 8. No. 1. P. 15.
10. Halbritter H. et al. //IEEE Photonics Technology Letters. 2014. V. 26. No. 18. P. 1871-1873.
11. Sanchez Rosales D. et al. //arXiv e-prints. 2024. P. arXiv: 2411.19880.

Интерференционная стабилизация атомов в сильном поле излучения и лазерный эффект в среднем ИК диапазоне частот

А.В. Богацкая[1,2], А.М. Попов[1,2]
[1]*Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*
[2]*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, Россия*
alexander.m.popov@gmail.com

Неравновесная плазма уже давно широко используется для генерации и усиления когерентного излучения различного диапазонов частот (от терагерцового и дальнего ИК до ВУФ и мягкого рентгеновского излучения). В последние годы все больший интерес привлекает возможность получения генерации и усиления когерентного излучения различных частотных диапазонов в плазменных каналах (филаментах), созданных высокоинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами [1-6].

В данной работе анализируется принципиально новый подход к созданию среды с инверсной населенностью, основанный на явлении интерференционной стабилизации (ИС) атомов в сильном поле излучения [7]. Суть этого явления заключается в высокой устойчивости высоковозбужденных (ридберговских) атомов по отношению к ионизации в достаточно сильных электромагнитных полях, когда ионизационная ширина атомного уровня оказывается сравнима или превышает энергетическую щель между соседними ридберговскими состояниями [7,8]. При этом заселение ридберговских состояний в сильном лазерном поле происходит в результате многофотонной связи основного состояния атома с группой ридберговских состояний с определенной четностью (резонансы Фримана [9]), определяемой числом поглощенных фотонов, а удержанию населенности в ридберговских состояниях способствует явление интерференционной стабилизации. [10,11]. При этом динамический штарковский сдвиг ридберговских состояний и континуума приводит к немонотонной зависимости вероятности возбуждения ридберговских состояний от интенсивности излучения: 2n-фотонный резонанс будет приводить к заселению ридберговских состояний с четностью, совпадающей с четностью начального состояния. В случае $2n+1$– фотонного резонанса четность возбужденных ридберговских состояний будет изменяться на противоположную.

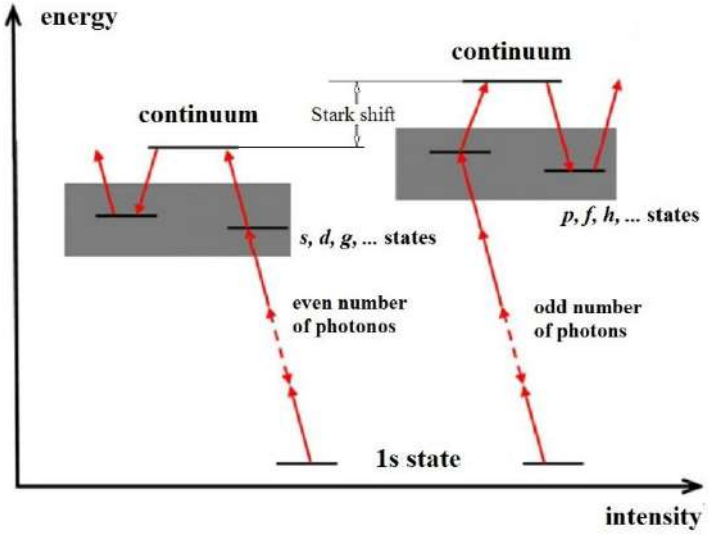


Рис.1. Схема переходов, иллюстрирующая возникновение интерференционной стабилизации и преимущественного заселение состояний с определенным значение пространственной четности при многофотонной связи основного и ридберговских уровней.

Расчеты для различных квантовых систем (атом водорода, одноэлектронные модели атомов серебра, аргона и ксенона), выполненные в [10,11] показали, что что для достижения режима удержания значительной доли (до 10 и процентов) атомов в возбужденных ридберговских состояниях в поле излучения TiSa лазера (или его второй гармоники) необходимы интенсивности излучения на уровне ~10^{14} Вт/см^2 (см. данные, представленные на рис.2). При этом происходит преимущественное заселение состояний со значениями главного квантового числа в диапазоне $n = 6 - 12$ и значениями орбитального квантового числа $\ell = 0 - 6$. Что касается низколежащих возбужденных состояний, то их населенность оказывается близкой к нулю.

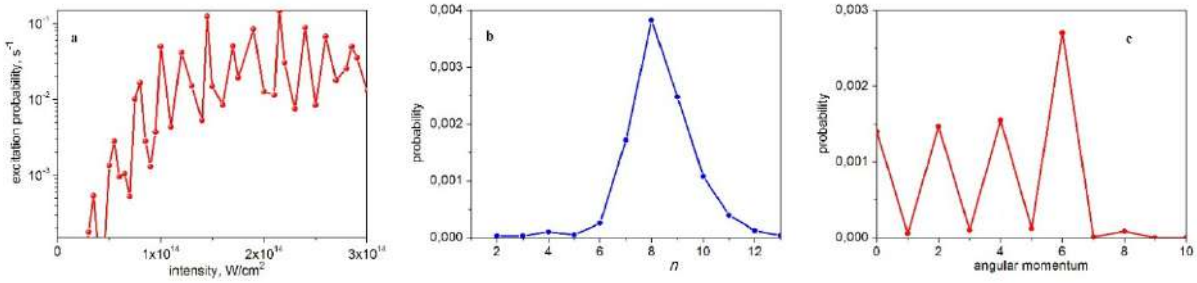


Рис.2. Зависимость вероятности возбуждения атома водорода от интенсивности излучения фс-импульсом TiSa - лазера длительностью 12 оптических циклов (a) и полученные распределения возбужденных атомов по значения главного (b) и орбитального (c) квантового числа для интенсивности излучения 7.5×10^{13} Вт/см^2 (по данным [10]).

В [12] было обращено внимание на тот факт, что режим интерференционной стабилизации в условиях многофотонной ионизации газа приводит к инверсной населенности, которая может быть использована для усиления или генерации излучения в различных частотных диапазонах. В частности, инверсия наступает в системе ридберговских состояний, характеризующихся различной пространственной четностью, которая может быть использована для усиления\генерации излучения от среднего ИК до ТГц диапазона частот. С другой стороны, инверсная населенность возникает также между группой ридберговских состояний и низколежащими возбужденными состояниями атомов, а в условиях опустошения основного состояния – между группой ридберговских состояний и основным состоянием атома. В этих случаях усиление/генерация излучения возможны в видимом/УФ диапазонах частот.

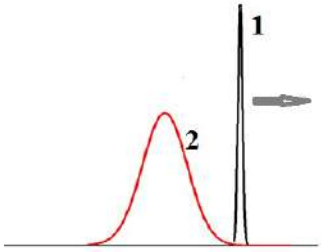


Рис.3. Лазерный уф-импульс, и распространяющийся в его хвосте импульс ИК излучения.

Рассмотрим в рамках полуклассической теории лазеров процесс усиления (генерации) излучения дальнего, или среднего ИК диапазона частот на совокупности переходов между ридберговскими состояниям атомов, заселенных в режиме интерференционной стабилизации при воздействии на газ мощного фемтосекундного лазерного импульса. Схематически такой процесс представлен на **рис.3**. Импульс излучения фемтосекундного лазера распространяется по газовой среде в положительном направлении оси z, в его «хвосте» образуется плазменная среда, которая и служит

активной средой для лазерной генерации. Поскольку ридберговские состояния всех атомов являются водородоподобными и их спектр приближенно описывается формулой Бальмера, в дальнейшем мы будем опираться на расчеты динамики фотоионизации и возбуждения атомов водорода [10] и использовать значения энергетических интервалов и матричных элементов дипольного оператора, соответствующие атому водорода [13].

Для описания динамики населенностей n_1 и n_2 будем использовать уравнение Неймана и формализм матрицы плотности $\rho_{i,j}$ $(i,j = 1,2)$. В этом случае диагональные элементы матрицы плотности описывают населенности связанных состояний $n_1 = \rho_{11}$, $n_2 = \rho_{22}$, а недиагональные элементы определяют поляризацию системы

$$P = d_{21}(\rho_{12} + \rho_{21}), \tag{1}$$

где d_{21} –матричный элемент дипольного оператора, связывающий состояния $|1>$ и $|2>$. Введем величину разности населенностей

$$N = n_1 - n_2. \tag{2}$$

Случай $N < 0$ означает наличие инверсной населенности, которая возникает к концу лазерного воздействия.

Уравнения для разности населенностей N и поляризации среды в приближении двухуровневой системы в каждой пространственной точке записываются в виде [15,16]

$$\ddot{P} + \frac{2}{T_2}\dot{P} = \frac{2\omega_0|d_{21}|^2}{\hbar}EN, \tag{4}$$

$$\dot{N} + \frac{N-N_0}{T_1} = -\frac{2}{\hbar\omega_0}E\dot{P}. \tag{5}$$

Здесь ω_0 – частота перехода между уровнями, T_1 и T_2 – времена релаксации населенностей и поляризации, N_0 – равновесное значение разницы населенностей между ридберговскими состояниями. Мы полагаем $N_0 = 0$. Как правило, $T_1 > T_2$.

Динамику усиления/генерации излучения в такой системе будем описывать в рамках полуклассической теории лазера [14,15]. В одномерном приближении уравнение для поля генерируемой волны (поле мы считаем линейно поляризованным) записывается в виде

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial j}{\partial t} \tag{3}$$

Здесь поляризация P определяется соотношением (1), j - ток, вызываемый свободными электронами.

Будем считать, что газовая среда прозрачна для усиливаемого излучения, т.е. концентрация электронов существенно меньше критической для частоты перехода ω_0, а усиливаемый импульс содержит достаточно много периодов поля волны. Тогда в приближении медленно меняющихся амплитуд

$$E(z,t) = E_0(z,t)exp(i(kz - \omega t)) \tag{6}$$

(здесь $E_0(z,t)$ – амплитуда усиливаемого импульса, ω, $k = \omega/c$ – его частота и волновой вектор) уравнение для поля (3) можно переписать в виде (здесь мы полагаем, что волна распространяется в положительном направлении оси z):

$$\frac{\partial E_0}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial E_0}{\partial t} = -4\pi k\frac{|d_{21}|^2}{\hbar\nu_2}NE_0 - \frac{2\pi e^2}{mc}\frac{1}{\nu - i\omega}n_e E_0, \tag{17}$$

где первый член в правой части описывает взаимодействие поля с атомной системой, а второй со свободными электронами, $\nu_2 = 2/T_2$, ν – транспортная частота столкновений электронов в плазме.

Переходя к интенсивности излучения $I = c|E_0|^2/8\pi$ и вводя переменную $\xi = z - ct$, получаем

$$\frac{\partial I}{\partial \xi} = -\sigma_{ph} N I - \mu_\omega I \qquad (19)$$

Здесь $\sigma_{ph} = \frac{\lambda^2}{2\pi}\frac{A_{12}}{\nu_2}$ - сечение фотопоглощения, A_{12} – коэффициент Эйнштейна спонтанного перехода, а $\mu_\omega = \frac{4\pi e^2 n_e}{mc}\frac{\nu}{\omega^2+\nu^2}$ - коэффициент поглощения электромагнитного излучения в плазме. В случае инверсии ($N < 0$) в плазменном образовании возможно усиление излучения при выполнении условия

$$k_{amp} = \sigma_{ph}|N| > \mu_\omega. \qquad (20)$$

Проведем численные оценки. Мы будем ориентироваться на переход $n = 6 \to n = 5$ с энергией кванта $\hbar\omega = 0.01175Ry \cong 0.16$ эВ и соответствующей длиной волны $\lambda \cong 7.8$ мкм. Оценим характерный размер атома для квантового числа $n = 6$ как $2a_0n^2 \approx 72a_0 = 38$ А (a_0 – боровский радиус), Чтобы можно было говорить о газе свободных атомов, будем считать, что среднее межатомное состояние в несколько раз превышает этот размер, т.е. оказывается порядка $\langle r\rangle \cong 10^{-6}$ см. Тогда плотность газа не может быть больше $N_{at}\sim\langle r\rangle^{-1/3} \approx 10^{18}$ см$^{-3}$. Мы будем считать, что начальная концентрация нейтрального газа $N_{at} = 10^{17}$ см$^{-3}$, а в сформированном плазменном канале со степенью ионизации близкой к единице концентрация ридберговских атомов составляет ~ 3 - 5 процентов, т.е. образуется инверсная населенность $|N| \cong 3 \times 10^{15}$ см$^{-3}$.

Считая энергию электронов в плазме порядка $\varepsilon \sim 2$ эВ, оценим частоту кулоновских столкновений электронов в плазме как $\nu\sim5 \times 10^{11}$ с$^{-1}$. Тогда $\mu_\omega\sim0.1$ см$^{-1}$, т.е. длина пробега излучения в такой плазме за счет поглощения на электронах континуума составляет ~ 10 см. Полагая, величина коэффициента Эйнштейна спонтанного перехода $A_{12}\sim3 \times 10^5$ с$^{-1}$ [13], а релаксация поляризации определяется транспортной частотой столкновений электронов в плазме, т.е. $\nu_2 \cong \nu \sim5 \times 10^{11}$с$^{-1}$, получим для коэффициента усиления $k_{amp}\sim2 \times 10^2$ см$^{-1}$. Как видно, эта величина на два порядка больше, чем коэффициент поглощения, определяемый электронной компонентой плазмы. В рассматриваемых условиях оказывается возможным получить импульсы пикосекудной длительности и мегаваттной интенсивности излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Q. Luo et al. // Optics and Photonics News. 2004. V. 15. No 9, P. 44.
2. S. Suckewer, P. Jaeglé // Laser Phys. Lett. 2009. V. 6. P. 411.
3. A. Dogariu et al. // Science. 2011. V. 331, No 6016. P. 442.
4. I.R. Khairulin et al. // Phys. Rev. Research. 2020. V. 2. P. 023255.
5. T. Garrett et al. // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. L063201.
6. A. Englesbe et al. // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. P. 013107.
7. M.V. Fedorov and A.M. Movsesian // J. Phys. B. 1988. V. 21. P. L155.
8. M.V. Fedorov et al. // IEEE J. Select. Top. Quant. Elect. 2012. V. 18. No 1. P. 42.
9. R.R. Freeman et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1092.
10. A.M. Popov et al. // Laser Phys. 2010. V. 20 P. 1028.
11. E.A. Volkova et al. // JETP. 2011. V. 113. P. 394.
12. A.V. Bogatskaya and A.M. Popov // Laser Phys. Lett. 2015. V. 12. P. 045303.
13. https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html)]
14. O. Zvelto “Principles of lasers” Tamburini Editore, Milan, 1972.
15. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин “Физическая оптика” М.: Наука 1998.

Влияние поляризации излучения на эффективность атаки оптической накачкой на источник систем квантового распределения ключа

А.К. Сотников[1,2], М. А. Фадеев[1, 3], В.В. Макаров[1, 4, 5] и А.А. Поносова[1,4]
[1]*Российский Квантовый Центр, Москва, Россия*
[2]*Московский Физико-Технический Институт (НИУ), Долгопрудный, Россия*
[3]*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*
[4]*Центр НТИ Квантовые Коммуникации, Москва, Россия*
[5]*Университет Виго, Виго, Испания*

anatolijsotnikov129@gmail.com

Квантовое распределение ключей (КРК) позволяет безопасно сгенерировать секретный ключ у удаленных пользователей, Алисы и Боба. Его безопасность основана на квантовой физике [1], а не на вычислительной сложности [2], что обуславливает его перспективность с наступлением эры квантовых вычислений.

Безопасность протоколов КРК подтверждается строгими доказательствами. Однако реальные системы могут быть уязвимы к атакам на побочные каналы. Существуют протоколы с независимым измерительным устройством (measurement-device-independent), которые позволяют полностью устранить уязвимость приемника. Эти протоколы считаются практически защищенными от квантового взлома, когда они связаны с хорошо защищенными отправителями, которые готовят квантовые состояния. В недавней работе [3] продемонстрирована новая атака на Алису - атака оптической накачкой. Показано, что возможно увеличить энергию импульсов источника КРК на основе лазерного диода путем оптического накачивания его излучением на более короткой длине волны. В частности, под воздействием лазерного излучения на 1310 нм наблюдалось увеличение средней мощности и энергии импульсов. Это может позволить злоумышленнику украсть секретный ключ.

Целью настоящей работы является изучение влияния поляризации Евы на эффективность атаки оптической накачкой.

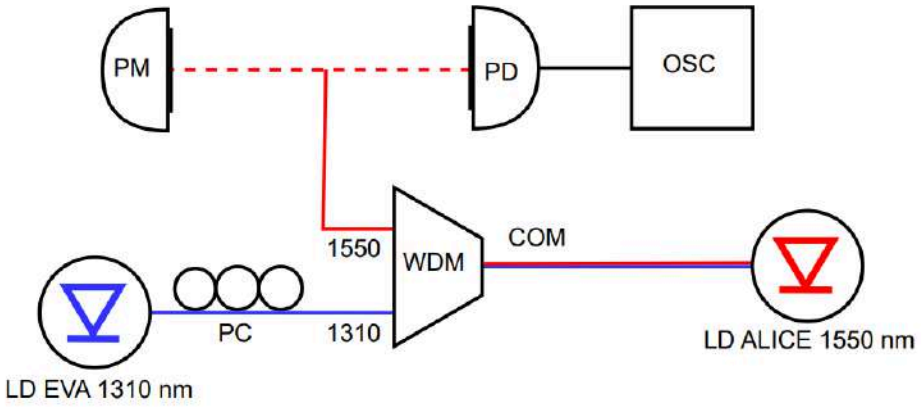


Рис. 1. Экспериментальная установка. LD, лазерный диод; PC, контроллер поляризации; WDM, спектрально-селективный ответвитель; PM, измеритель мощности; PD, фотодиод; OSC, осциллограф.

В рамках настоящей работы реализована установка, показанная на рис. 1. Атака производилась лазером на 1310 нм (LD EVE, Nolatech FPL-FBG-1310-14BF) на лазер на 1550 нм (LD ALICE, Nolatech FPL-FBG-1550-14BF) через 1310/1550 спектрально-селективный ответвитель (WDM, Gateray GW-FW1310SA). Лазерный диод Алисы работал в режиме переключения усиления. Мощность лазера Евы составляла

6.43 мВт. Для изменения состояния поляризации использовался механический контроллер поляризации (PC, Thorlabs FPC561). Он позволяет произвольно менять состояние поляризации, однако не измеряет его. В процессе изменения состояния поляризации контроллер изменял выходную мощность Евы на 0.65%. На выходе установки контролировалась средняя мощность и энергия импульсов. Амплитудно - временные характеристики импульсного излучения исследованы с помощью фотодетектора (PD, Laserscom PDI35-10G, полоса пропускания 10 ГГц) с осциллографом (OSC, LeCroy 816Zi, полоса пропускания 16 ГГц). Измерения проводились с разными поляризациями, а также без воздействия Евы.

Под воздействием Евы с постоянной мощностью накачки, но разной поляризацией выходная мощность Алисы увеличилась на 56.7 - 68.2% , а энергия импульса на 45.7-51.3% в сравнении с исходными характеристиками. Таким образом разница увеличения средней мощности в зависимости от поляризации составила 11.5%, а энергии импульса - 5.6 %. Согласно работе [3] вариация мощности накачки на 0.65%, имеющаяся в экспериментальной установке, вызовет изменение средней выходной мощности и энергии импульса излучения лазера Алисы на порядка 0.3-0.6%. Таким образом, продемонстрированное в настоящей работе изменение характеристик выходного излучения Алисы при воздействии излучением Евы постоянной мощности обусловлено различной эффективностью накачки в зависимости от поляризации излучения оптической накачки.

Наличие данного эффекта может представлять дополнительную угрозу безопасности для систем КРК с поляризационным кодированием. Поскольку при прохождении через фазовые модуляторы Алисы, излучение Евы будет поляризовано согласно выбранному базису и приготовленному состоянию. В результате различия эффективности от поляризации, по измерениям энергии выходного сигнала Ева будет также получать дополнительную информацию о базисе и состоянии, в котором приготовила Алиса. Малая зависимость от поляризации косвенно подтверждает, что механизм действия этого света - накачка. При засеве лазера наблюдалась бы сильная зависимость от поляризации, поскольку лазер излучает лишь в одной поляризационной моде. Данный эффект является предметом для будущих исследований.

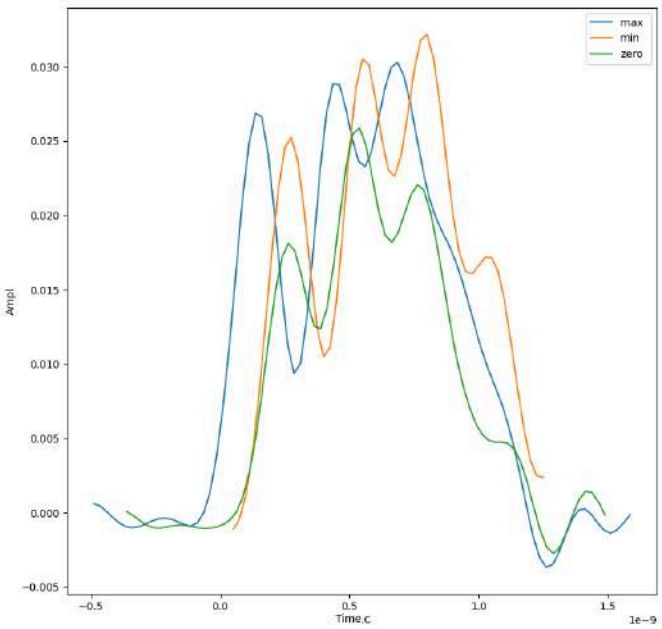


Рис. 2. Форма импульсов на выходе Алисы без атаки (зеленая линия) и при атаке излучением с разной поляризацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.Wei et al. // Rev. Mod. Phys. **92**, 025002 (2020).
2. H.Tan et al. // Phys. Rev. Applied **15**, 064038 (2021).
3. M.Fadeev et al. // arXiv:2503.11239 [quant-ph]

Электромагнитные волны в графеновых сверхрешетках со слабой неаддитивностью энергетического спектра

С.Ю. Глазов [1], И.Н. Федулов [2]
[1] *ФГБОУ ВО «Волгоградский государственный социально-педагогический университет»*
[2] *ФГБОУ ВО «Югорский государственный университет»*
infedoulov@mail.ru

В работе при помощи метода малых амплитуд получено аналитическое выражение для электромагнитной волны, распространяющейся в двумерной графеновой сверхрешетке со слабой неаддитивностью энергетического спектра.

В последнее время в связи с теоретическими и экспериментальными исследованиями 2D ГСР вызывает особый интерес возможность распространения в них уединенных электромагнитных волн [1-4].

В данной работе исследуется двумерная (2D) графеновая сверхрешетка (ГСР) со слабой неаддитивностью энергетического спектра, что позволяет при разложении спектра в ряд Фурье ограничиться первыми слагаемыми [2]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta\{g_0 - g_1[\cos(p_x d) + \cos(p_y d)] - g_2 \cos(p_x d)\cos(p_y d)\}, \qquad (1)$$

где $\vec{p} = (p_x, p_y)$ – квазиимпульс электрона, d – период ГСР, здесь и далее $\hbar = 1$.

Важной особенностью распространения уединенных электромагнитных волн в сверхструктурах с неаддитивным спектром, в частности в ГСР, является взаимное влияние ортогональных компонент вектор-потенциала. В работе [2] получена система уравнений, описывающая компоненты векторного потенциала распространяющейся уединенной электромагнитной волны

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \phi_x}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \phi_x}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \phi_x}{\partial y^2} + \sin\phi_x\,(1 + \beta\cos\phi_y) = 0 \\ \frac{\partial^2 \phi_y}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \phi_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \phi_y}{\partial y^2} + \sin\phi_y\,(1 + \beta\cos\phi_x) = 0 \end{cases} \qquad (2)$$

Компоненты векторного потенциала зависят от величины угла между вектором и осью ГСР – осью x.

Параметр β характеризует степень взаимного влияния компонент векторного потенциала, обусловленного неаддитивностью энергетического спектра ГСР. В случае, когда этот параметр мал, можно разложить по нему компоненты векторного потенциала в ряды

$$\phi_x = \phi_x^{(0)} + \beta\phi_x^{(1)} + \beta^2\phi_x^{(2)} + \cdots$$
$$\phi_y = \phi_y^{(0)} + \beta\phi_y^{(1)} + \beta^2\phi_y^{(2)} + \cdots$$

Подставляя эти разложения в систему (2) и удерживая члены порядка не выше второго, в нулевом порядке по β получим

$$\frac{\partial^2 \phi_x^{(0)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \phi_x^{(0)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \phi_x^{(0)}}{\partial y^2} + \sin\phi_x^{(0)} = 0,$$
$$\frac{\partial^2 \phi_y^{(0)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \phi_y^{(0)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \phi_y^{(0)}}{\partial y^2} + \sin\phi_y^{(0)} = 0$$

В первом порядке по β имеем

$$\frac{\partial^2\phi_x^{(1)}}{\partial t^2}-\frac{\partial^2\phi_x^{(1)}}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\phi_x^{(1)}}{\partial y^2}+\phi_x^{(1)}\cos\phi_x^{(0)}+\sin\phi_x^{(0)}\cos\phi_y^{(0)}=0,$$

$$\frac{\partial^2\phi_y^{(1)}}{\partial t^2}-\frac{\partial^2\phi_y^{(1)}}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\phi_y^{(1)}}{\partial y^2}+\phi_y^{(1)}\cos\phi_y^{(0)}+\cos\phi_x^{(0)}\sin\phi_y^{(0)}=0$$

И во втором порядке по β имеем

$$\frac{\partial^2\phi_x^{(2)}}{\partial t^2}-\frac{\partial^2\phi_x^{(2)}}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\phi_x^{(2)}}{\partial y^2}+\phi_x^{(2)}\cos\phi_x^{(0)}+\phi_x^{(1)}\cos\phi_x^{(0)}\cos\phi_y^{(0)}-\phi_y^{(1)}\sin\phi_x^{(0)}\sin\phi_y^{(0)}$$
$$-\frac{1}{2}(\phi_x^{(1)})^2\sin\phi_x^{(0)}=0,$$

$$\frac{\partial^2\phi_y^{(2)}}{\partial t^2}-\frac{\partial^2\phi_y^{(2)}}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\phi_y^{(2)}}{\partial y^2}+\phi_y^{(2)}\cos\phi_y^{(0)}+\phi_y^{(1)}\cos\phi_y^{(0)}\cos\phi_x^{(0)}-\phi_x^{(1)}\sin\phi_y^{(0)}\sin\phi_x^{(0)}$$
$$-\frac{1}{2}(\phi_y^{(1)})^2\sin\phi_y^{(0)}=0.$$

Как можно видеть, в нулевом порядке получаются хорошо известные двумерные уравнения синус-Гордона, одним из решений которого являются уединенные электромагнитные волны (УЭВ), а в первом и во втором порядке – квазилинейные уравнения, коэффициенты которых являются непрерывными дифференцируемыми функциями. Особенностью полученных уравнений является то, что для нахождения последующих приближений требуется знание предыдущих.

Ранее в работе [2] рассмотрены частные случаи распространения уединенных волн: вдоль осей ГСР и под углом 45° к ним. В работе [5] нами были получены результаты, свидетельствующие о невозможности распространения уединенных электромагнитных волн в 2D ГСР под произвольными углами, отличающимися от 0° и 45° по направлению к осям сверхрешетки. Результат, полученный в настоящей работе, позволяет определить, как меняются коэффициенты в разложении векторного потенциала (и вместе с ними вид самих уравнений) при изменении направления распространения электромагнитной волны.

Сформулируем кратко основные выводы.

1. Изучено распространение электромагнитной волны под произвольными углами к кристаллографическим осям ГСР.
2. Найдена форма электромагнитной волны, распространяющейся в 2D ГСР со слабой неаддитивностью энергетического спектра в приближении малых амплитуд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.С. Ионкина, С.В. Крючков, К.А. Попов // Евразийский союз ученых. 2016. № 4-5(25). С.11.
2. С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 1. С.128.
3. S.Yu. Glazov, G.A. Syrodoev // Journal of Physics: Conference Series. 2021. V. 1740. № 1. 012062.
4. О.Ю. Бабина, С.Ю. Глазов, И.Н. Федулов // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 1. С.30.
5. S.Yu. Glazov, N.E. Mescheryakova, I.N. Fedulov // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2025. V. 89. № 4, P. 603.

Спиновые волны в наноразмерном магнонном кристалле с канавками

В.В. Балаева, Д.В. Романенко, М.А. Морозова
Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
vkonda2000@mail.ru

Одной из основных структур, предлагаемых для создания магнонной компонентной базы, является магнонный кристалл (МК) [1, 2]. МК представляют собой периодические структуры, сформированные на основе магнитных материалов и используемые для изменения свойств спиновых волн в устройствах обработки сигналов на основе магноники. МК обладают большой функциональной гибкостью благодаря формированию запрещённых зон – полос непропускания в спектре спиновых волн (СВ), что позволяет лучше управлять их характеристиками. Исследования спиновой динамики в магнитных микро- и наноструктурах актуальны для создания широкого спектра многофункциональных устройств для записи и обработки информации [3].

Важным вопросом является исследование дисперсионных характеристик спиновых волн в МК [4]. Нанометровые плёнки ранее рассматривались только на основе однородных структур [5]. Экспериментальные исследования дисперсионных характеристик для наноразмерных МК проводились, однако основное внимание уделялось образцам толщиной 10 микрон и более [6, 7], в то время как для современной электроники более актуальны наноразмерные МК. Для изучения намагниченности в МК применялись методы Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии, но они в основном касались более толстых пленок [8]. Для детального теоретического анализа спиновых волн в МК следует применять методы микромагнитного моделирования [9].

В данной работе с помощью среды микромагнитного моделирования MuMax3 исследовано распространение СВ в МК нанометровой толщины. На основе вычислений пространственных распределений намагниченности и дисперсионных характеристик СВ выявлены особенности распространения СВ, связанные с геометрией МК.

В работе исследуется структура, представляющая собой ферромагнитную плёнку (ФП) из железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной d = 100 нм, шириной w порядка 1-10 мкм, длиной L = 150 мкм, намагниченностью насыщения M_0 = 140 Гс. На поверхности плёнки создана периодическая система канавок с глубиной h, шириной столбика a, шириной канавки b и периодом $\Delta = a + b$. Плёнка помещена в постоянное магнитное поле B = 1200 Тл, направленное так, что в структуре распространяются поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). На поверхности плёнки расположены микрополосковые антенны шириной 1 мкм.

Как известно [1, 2], в периодических структурах при брэгговских волновых числах $k_B = \pi n/\Delta$, где n – номер резонанса, формируются запрещённые зоны СВ. Получено, что для одиночной ФП без канавок распределение намагниченности является равномерным, а при добавлении канавок распределение демонстрирует фрагментацию сигнала. На рис. 1 представлены карты намагниченности с наложенным профилем структуры. Из рисунка видно, что в канавках интенсивность сигнала больше, чем в столбиках, что и приводит к фрагментации сигнала. Рассмотрим, как соотношение ширин столбика и канавки (a/b) влияет на фрагментацию. При анализе карт намагниченности получено, что чем выше частота, тем больше интенсивность сигнала в столбиках, т.е. различие в интенсивности внутри столбика и канавки уменьшается, и фрагментация сигнала ослабевает. Получено, что при уменьшении периода МК Δ с 12 мкм до 6 мкм фрагментация становится менее неупорядоченной, а огибающая сигнала приобретает вид, близкий к гармоническому. Причём «период» огибающей для распределения намагниченности зависит от a/b.

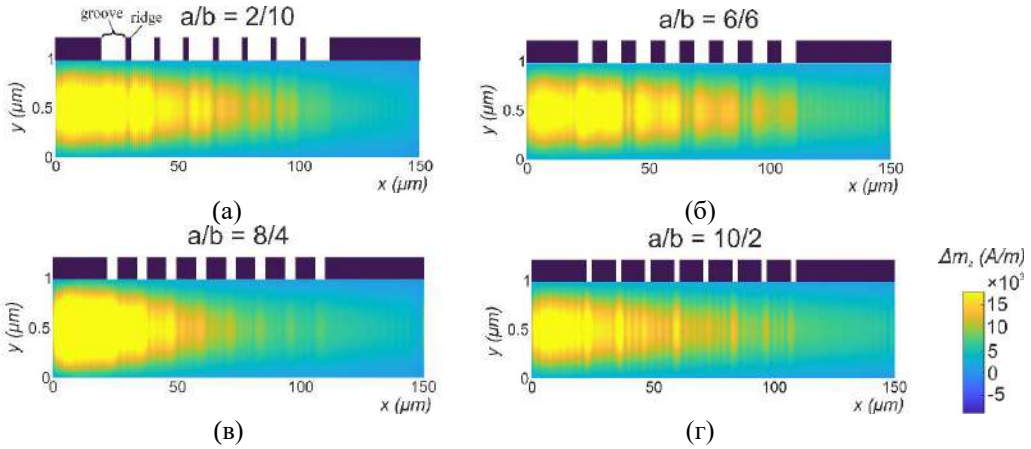


Рис. 1. Карты пространственного распределения намагниченности вместе с профилем геометрической структуры МК при различных соотношениях *a/b*: (а) *a/b* = 2/10; (б) *a/b* = 6/6; (в) *a/b* = 8/4; (г) *a/b* = 10/2. *h* = 20 нм, частота сигнала *ν* = 4.895 ГГц, *Δ* = 12 мкм, *L* = 150 мкм.

Исследовано распространение СВ с помощью дисперсионных характеристик. При добавлении канавок на поверхность плёнки, вблизи основных мод образуются дополнительные (гибридные) моды в результате взаимодействия прямых и отражённых ширинных мод разных порядков. При увеличении ширины МК количество дополнительных мод уменьшается, т.к. взаимодействие между модами ослабевает, а также уменьшается влияние *a/b* на вид дисперсионных характеристик.

Рассмотрены дисперсионные характеристики для МК при разных *a/b*, например, для периода МК *Δ* = 6 мкм. При равном отношении ширин столбика и канавки (*a/b* = 3/3) амплитуда на дополнительных модах плавно уменьшается. При *a/b* = 1/5 амплитуда дополнительных мод уменьшается сильнее, особенно на модах ниже основной, а частоты отсечки увеличиваются. При *a/b* = 5/1 амплитуда дополнительных мод уменьшается, особенно на модах выше основной, а частоты отсечки мод заметно уменьшаются. Описанные изменения при варьировании *a/b* происходят плавно. Обнаружено, что при увеличении *a/b* наблюдаются более выраженные запрещённые зоны на дисперсиях и увеличивается количество выраженных брэгговских резонансов, в особенности при *a/b* = 2/1 (период *Δ* любой). Предположим, что *a/b* влияет на распределение энергии между основными и гибридными модами и на формирование запрещённых зон. При изменении глубины канавок *h* не было обнаружено влияния на эффекты, связанные с величиной *a/b*.

Подводя итог всему вышесказанному, полученные результаты могут быть использованы при проектировании спин-волновых устройств для функциональной обработки микроволновых сигналов с использованием магнонных кристаллов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 23-79-30027).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуляев Ю.В., Никитов С.А. // ДАН. Сер. Физика. 2001. Т. 380. С. 469.
2. V.V. Kruglyak et al. “Metamaterial” Ed. by X.-Y. Jiang. L.: InTechOpen, 2012. P. 341.
3. A.V. Chumak et al. //IEEE Trans. 2022. V. MAG-58. №6. Article No 0800172.
4. T. Böttcher et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. No 10. P. 102401.
5. M. Collet et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. №. 9. P. 092408.
6. M.A. Morozova et al. // Phys. Rev. B. 2024. V. 110. No 10. P. 104408.
7. M.A. Morozova et al. // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. No 17. P. 174407.
8. T. Böttcher et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. P. 102401.
9. O. Wojewoda et al. // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 125. No 13. P.132401.

Управление спиновыми волнами с помощью спинового эффекта Холла в структурах с магнитным материалом и нормальным металлом

Н.Д. Лобанов, В.В. Балаева, М.А. Морозова
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
nl_17@mail.ru

Современная электроника, основанная на управлении зарядовыми токами, сталкивается с фундаментальными ограничениями в миниатюризации и энергоэффективности, что стимулирует развитие альтернативных подходов, таких как магноника и спинтроника, использующих спины и коллективные возбуждения в магнитных материалах. Магноника, изучающая спиновые волны (магноны) для передачи информации без движения зарядов [1], и спинтроника, манипулирующая спином электрона для создания энергоэффективных устройств [2], уже демонстрируют прорывные применения — от магнитной памяти (MRAM) [3] до нейроморфных систем, имитирующих синаптические связи [4]. Синтез этих направлений открывает путь к посткремниевой электронике, объединяющей низкое энергопотребление, высокую скорость и бионическую функциональность.

В данной работе методами микромагнитного моделирования исследуются слоистые структуры, состоящие из магнитных материалов (пермаллой, железо-иттриевый гранат) и нормального металла (платина) (Рис. 1). Структура размещается во внешнем магнитном поле $\boldsymbol{H_0}$, ориентированном касательно к плоскости структуры, при этом в слое магнитного материала вдоль оси *y* будут распространяться спиновые волны.

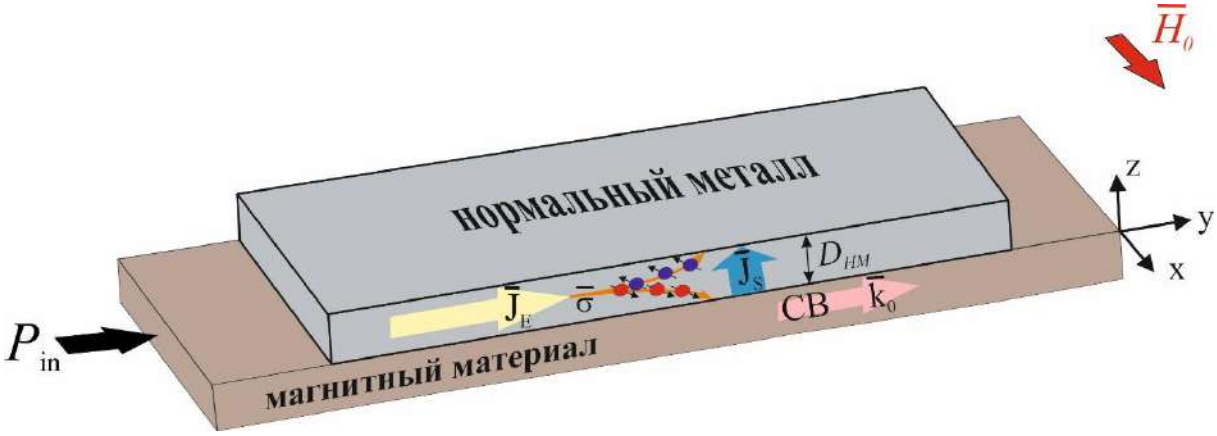


Рис.1 Исследуемая структура.

Прикладывая напряжение к слою нормального металла, начинает течь электрический ток плотности $\boldsymbol{J}_E$ и возникает спиновый эффект Холла [5]. Из-за действия спинового эффекта Холла спины электронов с противоположными направлениями движутся в двух направлениях: с одним направлением спина к границе нормальный металл|воздух и с другим направлением спина к границе нормальный металл|магнитный материал, в результате чего начинает течь спиновый ток с плотностью $\boldsymbol{J}_S$ в направлении оси z, как проиллюстрировано на Рис. 1. В итоге будет происходить усиление/ослабление спиновой волны в зависимости от направления электрического тока. Если на интерфейсе спины электронов в нормальном металле и магнитные моменты сонаправлены, то произойдет ослабление спиновой волны, в случае

противоположно направленных спинов в нормальном металле и магнитных моментов в магнитном материале будет усиление спиновой волны. Целью данной работы является исследование влияния спинового тока в нормальном металле на дисперсионные характеристики спиновых волн по средствам компьютерного моделирования.

Наличие нормального металла позволяет управлять усилением/ослаблением сигнала и сдвигом всего спектра по частоте с помощью изменения электрического тока, а впоследствии при изменении тока спинового.

Таким образом, использование активного слоя расширяет функциональность устройств, которые могут быть использованы для создания эффективных элементов магнитной памяти на принципах STT (spin transfer torque) и SOT (spin-orbit torque).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-79-20121).

ЛИТЕРАТУРА

1. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, D. Grundler, J. Phys. D: Appl. Phys., 43(26), 264001(2010)
2. S. D. Bader, S. S. P. Parkin, Annu. Rev. Condens. Matter Phys., 1(1), 71-88(2010)
3. B. Dieny, et al., Nature Electronics, 3(8), 446-459(2020)
4. M. Romera, et al., Nature, 563(7730), 230-234(2018)
5. J. Sinova, et al., Review of modern physics, 87(4), 1213-1260(2015)

Формирование спиновой неуравновешенности в магнитных гетеропереходах нанопроволок в структуре спин-инжекционного излучателя

С.Г.Чигарев[1], Е.А.Вилков [1], Д.Л.Загорский [2], И.М.Долуденко [2], В.М.Каневский[2], А.И.Панас[1]

[1]*ФИРЭ им В.А.Котельникова РАН, г.Фрязино*
[2]*Институт кристаллографии им.Шубникова ККК иФ НИЦ «Курчатовский институт», Москва*
dzagorskiy@gmail.com

Наблюдаемый в последние годы интерес к освоению терагерцевого диапазона частот (1 -30 ТГц) делает актуальным исследование новых принципов генерирования и детектирования ТГц сигналов. В этой связи одним из перспективных направлений можно считать спин-инжекционный механизм транспорта спинов током в магнитных переходах наногетероструктур образованных, как минимум, двумя контактирующими магнитными слоями с существенно различными магнитными параметрами, такими как величина намагниченности $\boldsymbol{M}$, ориентация ее вектора, равновесная спиновая поляризация $P = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$, где $n_\pm$ – парциальные концентрации спинов с различной направленностью [1]. Генерирование электромагнитных колебаний при прохождении тока сквозь слои наногетероструктуры возникает вследствие формирования спиновой неуравновешенности в одном из ее слоев– рабочем слое приводящей к межзонным излучательными спиновым переходам [2].

Наиболее часто динамика поляризации в магнитном переходе рассматривается при антипараллельной ориентации намагниченности слоев, т.е. когда угол между векторами намагниченности слоев $\varphi=\pi$. Однако возможны и другие ситуации.

В настоящей работе рассматривается система из тонких квазиодномерных нитей-нанопроволок (НП). Такие НП синтезируются в виде массива из огромного числа параллельных нитей методом матричного синтеза - гальванического осаждения металла (или металлов) в поры матрицы - полимерной трековой мембраны. Основы такого подхода, начатого в 90-е годы прошлого века, изложены в [3-5]. Метод позволяет синтезировать НП состоящие из чередующихся слоёв различного состава. В каждой НП чередуются несколько различных магнитных слоёв и образуется, соответственно, один или более магнитных гетеропереходов. Ранее было показано, что при протекании тока через такую структуру возможно возникновение ТГц-излучения [6]. Ряд особенностей такой генерации был рассмотрен в [7, 8]. Однако теоретическая интерпретация наблюдаемых эффектов до конца не проведена. Этому вопросу посвящена настоящая работа.

Отметим, что в таких НП в силу действия форм-фактора и взаимного влияния намагниченностей вероятнее всего ориентация намагниченности соседних слоёв близка к параллельной *(угол $\varphi \approx 0$)*. В этом случае встает вопрос о возможности возникновения неуравновешенных по спину электронов.

Мы исходим из того, что для возникновения условий генерации, то есть формирования спиновой неуравновешенности в рабочем слое, не обязательно должны быть различными все перечисленные выше магнитные параметры. Так, например, в одной из разновидностей структур спин-инжекционного ТГц излучателя

с использованием массива слоевых нанопроволок [6], векторы намагниченности соседних слоев направлены примерно в одну сторону. Тем не менее, в них спиновая неуравновешенность при прохождении спин-поляризованного тока возникает за счет нарушения равновесной спиновой поляризации в рабочей области P_2 на величину ΔP

$$\Delta P = \frac{P_1 \cos\varphi - P_2}{j_D} j \exp(-x / l) \quad (1)$$

Здесь P_1 - равновесная спиновая поляризация инжектора, l – длина спиновой релаксации, j – плотность тока. Для слоевых нанопроволок оптимальное значение в области контакта слоев при x=0 и φ=0

$$\Delta P = \frac{P_1 - P_2}{j_D} j. \quad (2)$$

Таким образом, при $P_1 \neq P_2$, $\Delta P \neq 0$, то есть условия для появления неуравновешенных спинов сохраняются.

Кроме того, из-за изменения величины намагниченности рабочего слоя M_2 относительно намагниченности инжектора M_1 происходит раздвижка спиновых энергетических подзон до этого уравновешенных обменным взаимодействием $I = \alpha \mu_B M_1$ в инжекторе [2], другом слое наногетероструктуры. Здесь I –энергия обменного взаимодействия, α – постоянная обменного взаимодействия, μ_B– магнетон Бора. Таким образом, оба эти параметра - равновесная спиновая поляризация слоев и величины их намагниченностей определяют возникновение спиновой неуравновешенности в рабочем слое даже при параллельной ориентации векторов намагниченности слоев.

Благодарности. Авторы выражают благодарность Дюжикову И.Н. (ИРЭ РАН) за техническое содействие в проведении работы.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН на 2023 год № 075-01110-23-01 и Госзадания НИЦ «Курчатовский институт».

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В. Гуляев и др. / // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 3. С. 1030.
2. Ю.В. Гуляев и др. // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93. Вып. 5. стр. 289.
3. C.R. Martin //Science, 1994. V.266 No 5193. P. 1961.
4. Magnetic nano- and microwires: design, synthesis, properties and applications (Ed. by M.Vázquez) (Woodhead Publishing, Amsterdam, 2005)
5. А.Д. Давыдов, В.М. Волгин.// Электрохимия. 2016. Т. **52. №** 9. стр 905.
6. Ю.В. Гуляев и др.// Письма в ЖТФ. 2019. Т.45. Вып.6. стр.27.
7. S.G. Chigarev, L.A. Fomin, D.P. Rai. // SPIN 2023. V. 13. No 1, P. 2350010
8. А.И.Панас, С.Г. Чигарев, Е.А. Вилков // Известия РАН. Серия физическая. 2022, Т. 86, № 7, стр.1013.

Коллективная динамика и управление ее характеристиками в наноструктурированных образцах на основе платины

В.Р. Киктева[1,*], А.С. Пахомов[1,2], Г.А. Кичин[1], П.Н. Скирдков[1,3], К.А. Звездин[1]
[1]*ООО «Новые спинтронные технологии», Большой бульвар, д. 30, стр. 1, г. Москва, Россия, 121205*
[2]*Московский физико-технический институт, Институтский пер. 9, Долгопрудный, Московская область, 141701*
[3]*Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук, ул. Вавилова, д.38, г. Москва, 119991, Россия*
[*]v.kikteva@nst.tech

Спин-орбитальное взаимодействие и спин-крутильный ферромагнитный резонанс в двуслойных структурах немагнитный металл\магнетик открывают перспективу энергоэффективного контроля динамики и состояний намагниченности и являются предметом большого количества исследований [1-3]. На выходные характеристики двуслоек наиболее влияет подбор материала с большой спин-орбитой и активным поверхностным взаимодействием [4], а также геометрические параметры слоев [5]. В данной работе рассматриваются образцы с массивом наноточек, нанесенных поверх слоя тяжелого металла, исследуется их взаимная синхронизация и коллективная динамика под действием внешнего зарядового тока и магнитного поля.

Структуры Pt/NiFe с дополнительным слоем диэлектрика поверх пермаллоя исследовались техниками спин-крутильного ферромагнитного резонанса и обратного спинового эффекта Холла. Приложение зарядового тока и магнитного поля к структуре вызывает прецессию намагниченности в слое ферромагнетика, тем самым инжектируя спины в слой тяжелого металла за счет спиновой накачки. Спиновая накачка создает спиновый ток ортогонально зарядовому току и вектору внешнего поля, который детектируется с помощью обратного спинового эффекта Холла [6]. Эффективность и длительность накачки связана с затуханием прецессии намагниченности. Параллельно с рассмотренным механизмом, за счет эффекта Рашбы-Эдельштейна между ферромагнетиком и тяжелым металлом также возникает инжекция спинов. В случае со спиновой накачкой реализуется объемный эффект, а в случае Рашбы-Эдельштейна с обменным взаимодействием на поверхности соприкосновения тяжелого металла и ферромагнетика.

В данной работе исследуется влияние геометрических параметров массива наноточек на синхронизацию их мод намагниченности. Выбранные диаметры наноточек D: 200, 400 нм и расстояние между их центрами L: 400, 800, 1200 нм были измерены во внешнем магнитном поле от -500 до 500 Э, в диапазоне частот от 1 до 6 ГГц при подаваемом сигнале -3 дБм. Показано, что при диаметре наноточек D = 400 нм и периоде L = 800 нм наблюдается единый синхронизированный режим ФМР, что свидетельствует о сильной дипольной связи между наноточками. В то же время, при уменьшении диаметра до 200 нм или увеличении периода до 1200 нм система демонстрирует множественные резонансные моды, связанные с динамикой намагниченности в центральных и краевых областях наноточек. Это позволяет управлять частотными характеристиками системы, создавая несколько независимых резонансных состояний.

Также в исследовании показано как толщина ферромагнитного слоя влияет на формирование коллективной динамики. При толщине пермаллоя менее 4 нм кривая ферромагнитного резонанса совпадает с такой же, которую демонстрирует слой сплошной пленки. Соответственно существует определенная пороговая толщина наноточек, при которой дипольное взаимодействие между наноточками становится значительным. Кроме того, использование платины в качестве тяжелого металла

позволяет достичь высокой эффективности преобразования спин-зарядового тока благодаря объемным эффектам спин-орбитального взаимодействия.

Полученные результаты демонстрируют возможность управления резонансными характеристиками наноструктурированных массивов за счет геометрической настройки параметров наноточек. Это открывает перспективы для разработки спинтронных устройств с перестраиваемыми частотными характеристиками, что может быть использовано в системах частотной селекции и микроволновой электронике.

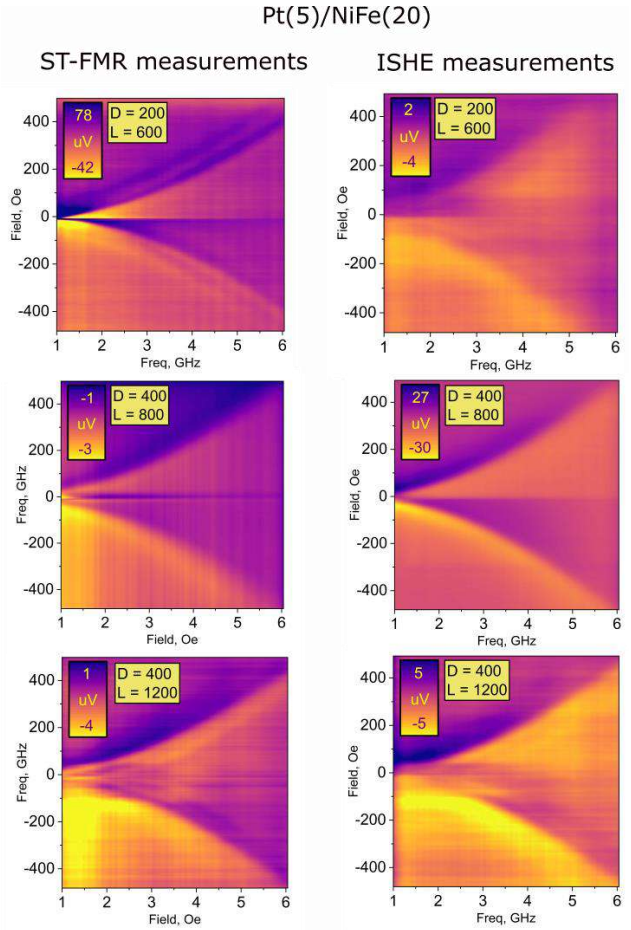


Рис. 1. Экспериментальные измерения спин-крутильного ферромагнитного резонанса и обратного спинового эффекта Холла на образцах Pt/Py

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 25-22-00404.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. van der Brink et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 6.
2. T. Chen et al. // Proc. IEEE. 2016. V. 104. No. 10.
3. J. Grollier et al. // Nat. Electron. 2020. V. 3. No. 7.
4.Shu-Fa Li and Tao Zhu // Chinese Phys. B. 2020. V. 29. No. 8.
5. H. C. Han et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. I. 18.
6. Y. Hibino et al. // APL Mater. 2020. V. 8. I. 4.

Управление намагниченностью терагерцовым излучением в фотонной диэлектрической структуре

Д.В. Коньков[1,2], Д.О. Игнатьева[1,2], Л. Гервен[3], В. Билюк[3], Т. Мецгер[3], Д.М. Кричевский[1,2], С.А. Евстигнеева[2], П.М. Ветошко[2], А.В. Кимель[3], В.И. Белотелов[1,2]
[1]*Московский государственный университет*
[2]*Российский квантовый центр*
[3]*Институт молекул и материалов, Нидерланды*
konkov.dv19@physics.msu.ru

В последнее время активно развиваются различные спинтронные устройства [1]. Для их практического применения необходим способ эффективного управления спинами. Во многих магнитных материалах обменная мода лежит в терагерцовом или суб-терагерцовом диапазоне частот. Поэтому их спиновой динамикой можно управлять резонансным терагерцовым излучением [2]. В отличие от оптического способа возбуждения спиновой динамики, терагерцовое излучение возбуждает не все магнонные моды материала, а обладает селективностью [3]. К тому же терагерцовое излучение намного сильнее отклоняет намагниченность от положения равновесия [4].

Использование фотонных структур позволяет не только усилить ближнее магнитное поле, падающее на магнитный материал, но и модифицировать распределение падающего магнитного поля. При этом диэлектрические фотонные структуры являются более практичными в отличие от плазмонных, так как они обладают меньшим поглощением [5]. При возбуждении планарной волноводной моды с помощью диэлектрической решетки образуется компонента магнитного поля в направлении волнового вектора. Это дает возможность управлять спинами системы во всех трех пространственных направлениях.

В работе исследовалась пленка граната, замещенного ионами висмута и гадолиния. Обменная мода между ионами железа и гадолиния находится на частоте 310 ГГц. Пленка выращена на диэлектрической подложке из гадолиний-скандий-галиевого граната (ГСГГ). На ГСГГ вытравлена решетка (рис. 1). Геометрические параметры этой решетки подбирались таким образом, чтобы на частоте обменной моды возбудить TE0 волноводную моду.

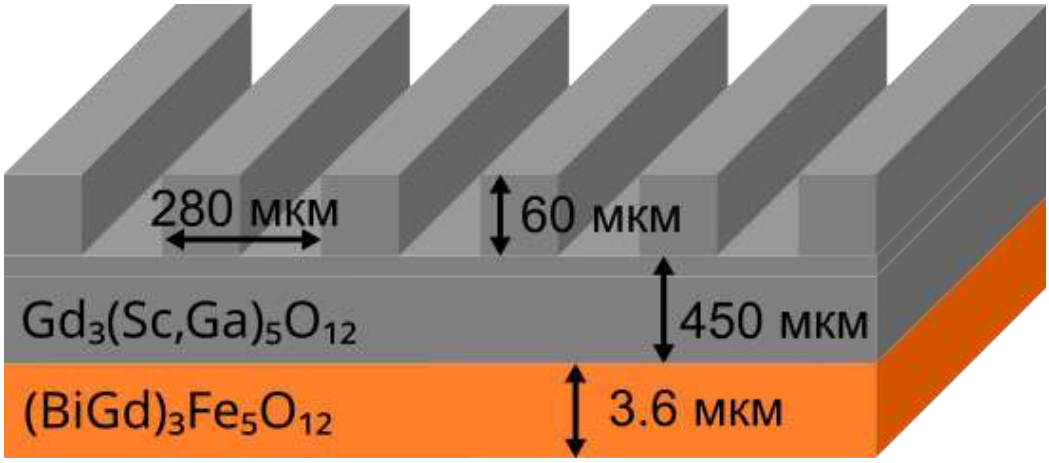


Рис. 1. Схема фотонной структуры, нанесенной на магнитный материал.

Эксперимент проводился следующим образом. На структуру, помещенную во внешнее магнитное поле, падает линейно поляризованный терагерцовый импульс,

который возбуждает спиновую динамику. Затем на структуру падает фемтосекундный оптический импульс. Угол поворота поляризации пробирующего импульса пропорционален отклонению намагниченности в продольном направлении. Рассматривались различные конфигурации направления внешнего магнитного поля, направления щелей решетки и поляризации терагерцового импульса.

Если магнитное поле терагерцового импульса перпендикулярно щелям решетки, то возбуждается TE волноводная мода. Особенно интересен случай, когда магнитное поле пампа параллельно внешнему магнитному полю (рис. 2а). В данной конфигурации спиновая динамика возбуждается за счет продольной компоненты магнитного поля пампа. При отсутствии решетки или при возбуждении TM волноводной моды спиновая динамика отсутствует (рис. 2б), так как ничего не отклоняет намагниченность от положения равновесия.

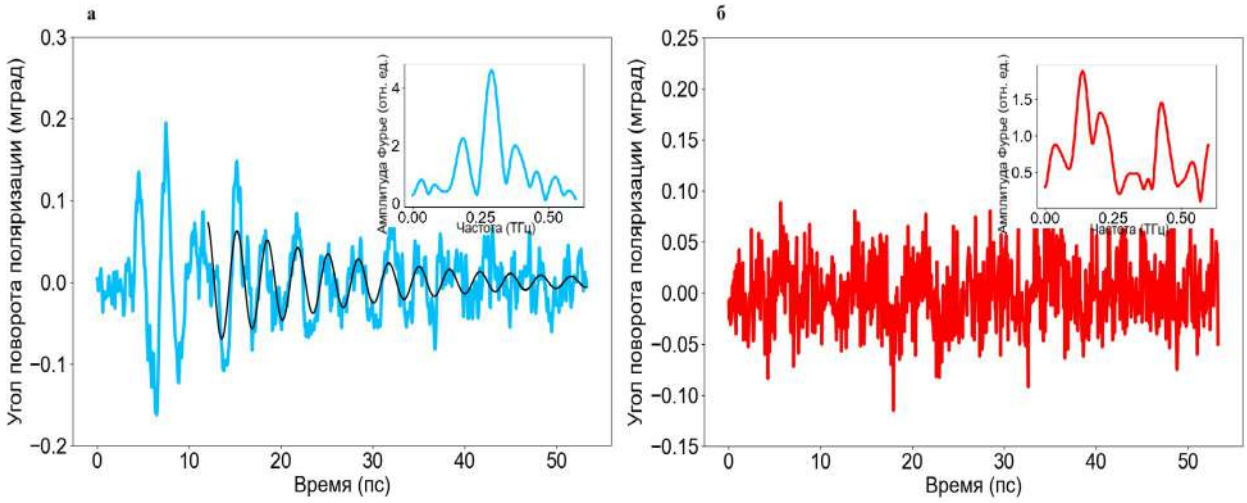


Рис. 2. (а) Спиновая динамика в конфигурации, когда магнитное поле пампа параллельно внешнему магнитному полю и перпендикулярно щелям решетки (возбуждается TE мода). (б) Магнитное поле пампа параллельно внешнему магнитному полю и щелям решетки (возбуждается TM мода).

Если внешнее магнитное поле перпендикулярно щелям решетки, а магнитное поле пампа направлено произвольным образом, то спиновая динамика будет возбуждаться более сложным образом. TE компонента пампа образует продольную часть магнитного поля, а TM компонента образует перпендикулярную часть поля. Суммарное магнитное поле, отклоняющее намагниченность от положения равновесия, будет направлено как векторная сумма этих двух компонент магнитного поля. То есть меняя поляризацию пампа можно управлять направлением отклонения намагниченности.

В результате работы показано, что диэлектрическая решетка позволяет усиливать терагерцовое излучение и отклонять намагниченность системы в любом пространственном направлении.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-62-1002.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barla, P. et al. // *J Comput Electron* **20**, 805–837 (2021)
2. Walowski, J. et al. // *Journal of Applied Physics* **120** (2016).
3. Kampfrath, T. et al. // *Nat. Photon.* **5**, 31–34 (2010).
4. Zhang, Z. et al. // *Nature Communications* **14**, 1795 (2023).
5. Ignatyeva, D. O. et al. *Journal of Applied Physics* **132** (2022)

Оптомагнонная связь в дисковых микрорезонаторах на основе феррит-гранатов

Д.М. Кричевский, С.С. Демирчян
Российский квантовый центр, Москва, Россия
krichevskii.dm@phystech.edu

Взаимодействие света с коллективными возбуждениями в твердых телах открывает возможности для реализации устройств преобразования электромагнитного излучения различных спектральных диапазонов в оптическое и обратно [1]. Такое преобразование особенно важно для квантовых вычислителей – кубитов. Одними из наиболее развитой платформой является сверхпроводящая, работающая в СВЧ диапазоне. Поэтому, преобразование из СВЧ в оптический диапазон, повсеместно применяющийся в системах передачи информации, представляет большой практический интерес.

Для преобразования СВЧ спектра в оптический активно развиваются магнонные системы, работающие, как и сверхпроводящие кубиты, в СВЧ диапазоне частот [1]. В отличие от оптомеханических или электрооптических устройств преобразования, характерную рабочую частоту магнонных систем возможно подстраивать в широком диапазоне внешними воздействиями, прежде всего внешним магнитным полем. Однако, такие оптомагнонные системы в настоящее время все еще малоэффективны, что не позволяет проводить перенос состояний кубита на квантовом уровне. Для повышения эффективности работы таких устройств одним из подходов является увеличение времени взаимодействия света с веществом, что реализуется в резонаторах. На текущий момент рассматривались в основном сферические диэлектрические резонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ), выполненные из железо-иттриевого граната (ЖИГ, $Y_3Fe_5O_{12}$). В них постоянная оптомагнонного взаимодействия определяется как полным объемом оптической и магнонных мод, так их пространственным перекрытием [2]:

$$G = -i\frac{1}{2\hbar} f M_s \sqrt{\frac{4g\mu_B}{M_s V_m}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_p}{2\varepsilon_0 \varepsilon V_p}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_q}{2\varepsilon_0 \varepsilon V_q}} V_{int}. \quad (1)$$

Здесь f – линейная магнитооптическая постоянная, g – множитель Ланде, M_s – намагниченность насыщения, $V_{m,p,q}$ – объемы магнитной и 2-х оптических мод, $\omega_{p,q}$ – частоты оптических мод, V_{int} – интеграл перекрытия, определяющийся выражением:

$$V_{int} = \int d\boldsymbol{r}\, \boldsymbol{v}_\eta(\boldsymbol{r})[\boldsymbol{u}_q^*(\boldsymbol{r}) \times \boldsymbol{u}_p(\boldsymbol{r})] \quad (2)$$

В (2) $\boldsymbol{v}_\eta(\boldsymbol{r})$ – нормированное распределение магнонной моды, а $\boldsymbol{u}_{p,q}(\boldsymbol{r})$ – нормированное распределение оптической моды. Для сферической геометрии объем магнонной Киттелевской моды, которая наиболее часто используется для задачи конверсии, составляет объем шара. Область взаимодействия же магнонной и оптической моды МШГ мала и определяется прежде всего объемом моды МШГ. Для сферических резонаторов диаметром до 2 мм $V_{p,q}$ достигает $\sim 10^5\ \mu m^3$. Для увеличения G возможно перейти к дисковой геометрии, как, например, было предложено в работе [3], которая позволит с одной стороны уменьшить объемы $V_{m,p,q}$, а с другой стороны увеличить интеграл V_{int}.

В данной работе представлен расчет оптических МШГ в дисковых микрорезонаторах толщиной до 5 мкм на основе ЖИГ с различными диаметрами от 2 до 100 мкм. На рисунке 1 представлена зависимость $V_{eff} = V_{p,q}$ для различных радиусов

дисков толщиной 5 мкм. Из графика видно, что объем оптической моды в такой геометрии позволяет выиграть как минимум 1 порядок (для радиусов в 1 мм) и 2 порядка для дисков радиусом 50 мкм в G за счет перехода к дисковой геометрии.

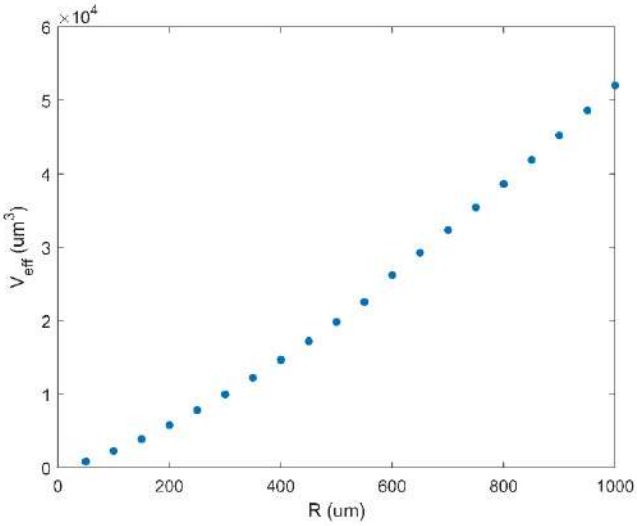


Рис. 1. Зависимость объема оптической моды $V_{p,q} = V_{eff}$ на длине волны 1.55 мкм при различных радиусах диска толщиной 5 мкм.

Работа финансово поддержана Российским научным фондом, грант No. 25-22-00253.

ЛИТЕРАТУРА

1. Han X. et al. Microwave-optical quantum frequency conversion //Optica. – 2021. – Т. 8. – №. 8. – С. 1050-1064.

2. Rameshti B. Z. et al. Cavity magnonics //Physics Reports. – 2022. – Т. 979. – С. 1-61.

3. Osada A. et al. Cavity optomagnonics with spin-orbit coupled photons //Physical review letters. – 2016. – Т. 116. – №. 22. – С. 223601.

Лазерно-индуцированная спиновая динамика в феррите-гранате вблизи точки компенсации намагниченности с приложенным по нормали внешним магнитным полем

Г.Ю. Левкин[1,2], Д.О. Игнатьева[1,2], Н.А. Гусев[1,2], Д.М. Кричевский[1,2], А.К. Звездин[1,2,3], В.И. Белотелов[1,2]

[1]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия*

[2]*Российский квантовый центр, Москва, Россия*

[3]*Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия*

levkin.gi20@physics.msu.ru

На сегодняшний день сверхбыстрое оптическое управление магнитными состояниями с помощью фемтосекундных лазерных импульсов является одной из приоритетных задач в области магнитооптики [1]. Среди магнитных материалов большой интерес вызывают ферримагнетики, содержащие несколько магнитных подрешеток. Сочетая в себе свойства ферро- и антиферромагнетиков, такие материалы имеют несколько спиновых мод прецессии вектора намагниченности во внешнем магнитном поле. Сверхбыстрая спиновая динамика в ферримагнитных металлах исследовалась в ряде работ [2–10]. Наибольший интерес вызывают ферримагнетики, в которых присутствует точка компенсации намагниченности – температура, при которой модули намагниченностей подрешеток оказываются равными и, как следствие, суммарная намагниченность ферримагнетика зануляется. Наличие точки компенсации намагниченности ведет к нетривиальной спиновой динамике при температурах, близких к точке компенсации, особенности которой исследованы для латеральной ориентации вектора внешнего магнитного поля [11, 12].

Целью данной работы является изучение особенностей спиновой динамики в феррите-гранате вблизи точки компенсации намагниченности при приложении внешнего магнитного поля по нормали к плоскости образца.

Для описания системы с двумя магнитными подрешетками с намагниченностями $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ введем вектор Нееля $\vec{L} = \vec{M}_1 - \vec{M}_2$. Такой подход позволяет записать лагранжиан системы в квази-антиферромагнитном приближении, где в качестве переменных используются углы положения вектора Нееля (рис. 1(A)), и получить уравнения движения.

Для выбранной конфигурации с магнитным полем, приложенным по нормали к плоскости образца, приведенной на рис. 1(A), уравнения движения имеют вид:

$$\ddot{\theta}_l + \frac{\alpha M\gamma}{\chi_\perp}\dot{\theta}_l + \left(\frac{|m|H\gamma^2}{\chi_\perp} - \gamma^2 H^2 + \frac{2K\gamma^2}{\chi_\perp}\right)\theta_l \pm \left(2\gamma H \mp \frac{\kappa\gamma^2}{\chi_\perp}\right)\dot{\varphi}_l = 0 \qquad (1)$$

$$\ddot{\varphi}_l + \frac{\alpha M\gamma}{\chi_\perp}\dot{\varphi}_l + \left(\frac{|m|H\gamma^2}{\chi_\perp} - \gamma^2 H^2 + \frac{2K\gamma^2}{\chi_\perp}\right)\varphi_l \mp \left(2\gamma H \mp \frac{\kappa\gamma^2}{\chi_\perp}\right)\dot{\theta}_l = 0, \qquad (2)$$

где θ_l и φ_l – малые отклонения от положения равновесия, $m = \left|\vec{M}_1\right| - \left|\vec{M}_2\right|$, $M = \left|\vec{M}_1\right| + \left|\vec{M}_2\right|$, α – параметр затухания Гильберта, $\gamma = 1,76 \cdot 10^7\ \text{с}^{-1}\text{Э}^{-1}$ – гиромагнитное соотношение, K – эффективная константа одноосной магнитной анизотропии, $\chi_\perp = \frac{M^2}{4\lambda\left|\vec{M}_1\right|\left|\vec{M}_2\right|}$, λ – константа Вейсса, $\kappa = \frac{m}{\gamma}$ и H – внешнее магнитное поле. Верхние знаки соответствуют случаю $m > 0$, нижние – $m < 0$. Уравнения справедливы для случая $|m| \ll M$.

Теоретический расчет мод прецессии вектора Нееля проведен для висмут-замещенного феррит-граната $(Y_{0,92}Bi_{0,77}Lu_{1,31})(Fe_{3,45}Ga_{1,55})O_{12}$ в зависимости от величины внешнего магнитного поля и температуры, близкой к температуре компенсации $T_M = 333\ K$ (рис. 1(Б–Е)).

Расчет показал принципиальное отличие поведения мод вблизи точки компенсации от поведения вдали от нее. Как известно [1], высокочастотная обменная, мода вдали от точки компенсации практически не зависит от величины и направления внешнего магнитного поля; низкочастотная мода имеет зависимость:

$$\omega_{LF} = \gamma\left(H - 4\pi M_s + \frac{2K_u}{M_s}\right), \tag{3}$$

где K_u – константа одноосной анизотропии, M_s – намагниченность насыщения.

Вблизи точки компенсации картина существенно меняется (рис. 1(Б, Д)): высокочастотная мода приобретает зависимость от величины магнитного поля; низкочастотная мода утрачивает монотонность и достигает максимума при определенном значении внешнего поля, определяемого выбранной температурой и m.

Можно отметить сходство в поведении частот мод вблизи точки компенсации в конфигурации с магнитным полем, лежащим по нормали и в плоскости образца [11]. В последнем случае (см. [11]) при температуре компенсации обе моды имели экстремум, приближаясь, но не достигая друг друга. Расчет частот мод для случая магнитного поля, приложенного по нормали, однако, показал, что имеет место пересечение высокочастотной и низкочастотной мод (рис. 1(В и Е)). Из рис. 1(Г) видно, что в отсутствие внешнего поля температура, при которой частоты мод оказываются равными, совпадает с точкой компенсации. При наличии магнитного поля расчет дает две точки пересечения частот, температуры которых зависят от величины поля.

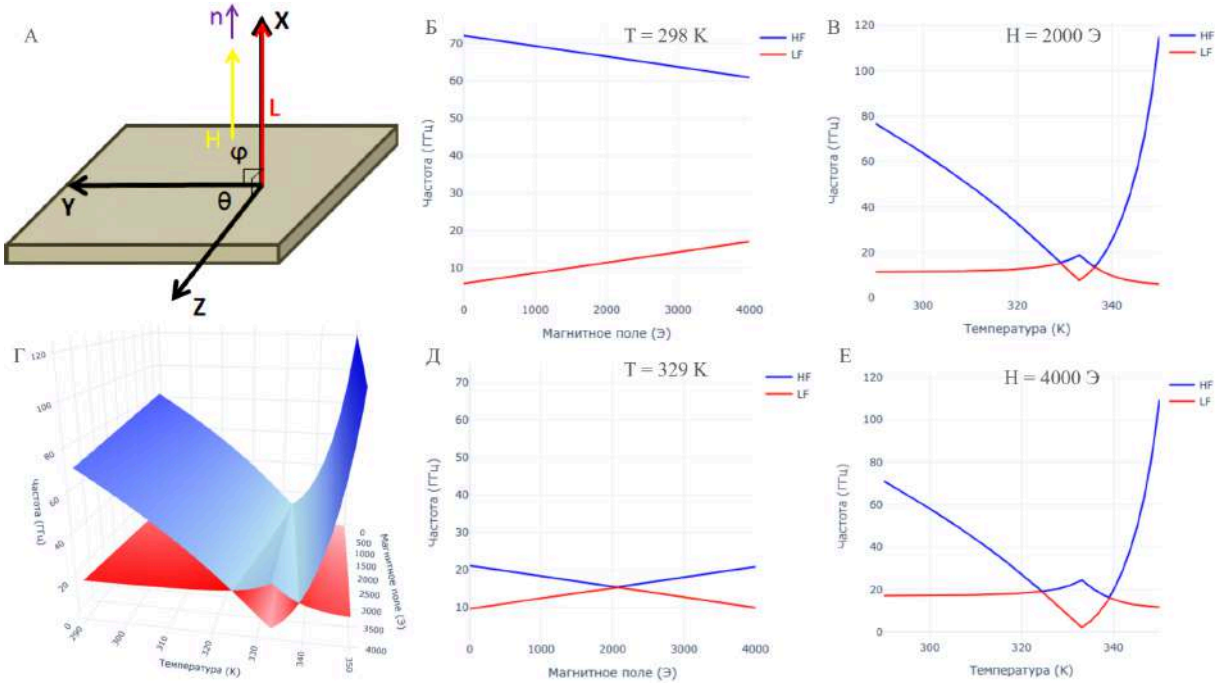


Рис. 1. (А) Конфигурация образца во внешнем магнитном поле. (Б–Е) Зависимость частот мод прецессии вектора Нееля от (Г) величины внешнего магнитного поля и температуры, величины поля при (Б) $T = 298\ K$ и (Д) $T = 329\ K$, температуры при (В) $H = 2000$ Э и (Е) $H = 4000$ Э.

Также было проведено моделирование динамики вектора Нееля вблизи точки компенсации. На рис. 2 приведены проекции траекторий, описываемых вектором Нееля при прецессии, на плоскость yz. Примечательно, что в низкочастотной моде прецессия идет против часовой стрелки, а в высокочастотной – по часовой (рис. 2(А–В)). Однако направление прецессии меняется на противоположное при переходе через точку пересечения частот (рис. 1(Д) и рис. 2(Г–Е)). Интересная особенность состоит в том, что в самой точке пересечения частот прецессия вектора Нееля вырождается в колебательное движение в плоскости xy (рис. 2(Д)) – ввиду возбуждения одновременно двух мод противоположных круговых прецессий, обладающих одинаковой частотой.

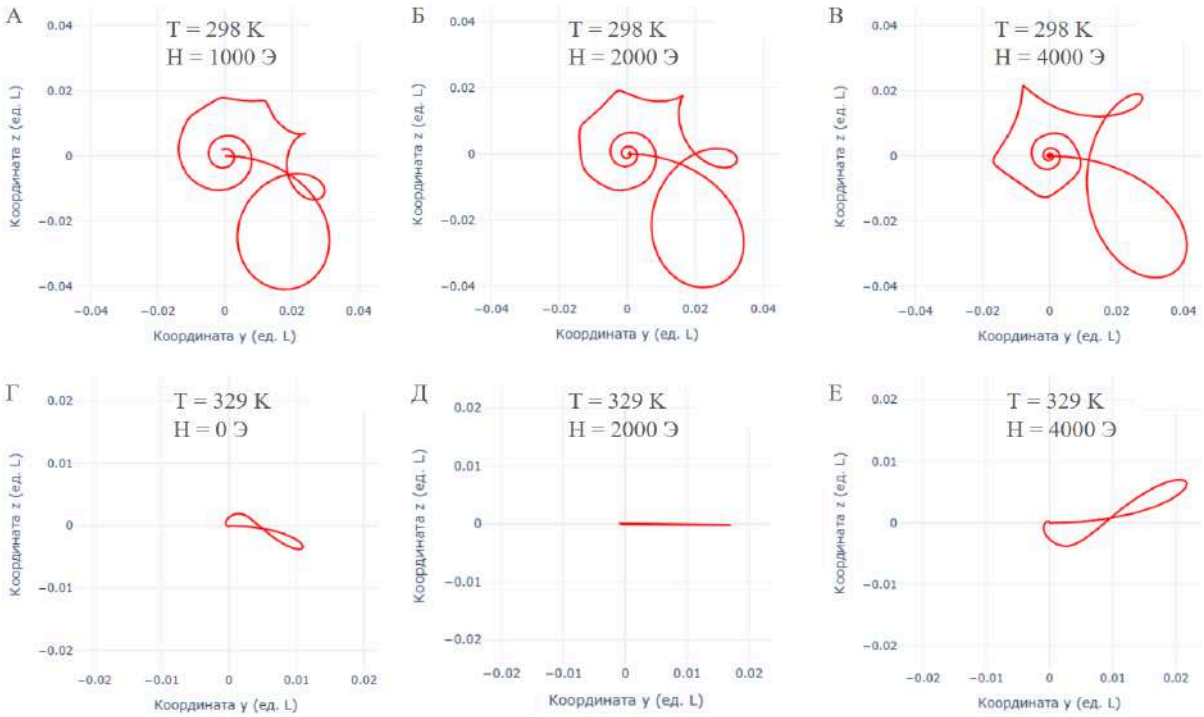


Рис. 2. (А–В) Проекции траекторий, описываемых вектором Нееля при прецессии, на плоскость yz при температуре $T = 298\ K$ и величине магнитного поля (А) $H = 1000$ Э, (Б) $H = 2000$ Э и (В) $H = 4000$ Э. (Г–Д) Те же проекции при температуре $T = 329\ K$ и магнитном поле (Г) $H = 0$ Э, (Д) $H = 2000$ Э и (Е) $H = 4000$ Э.

Таким образом, спиновая динамика феррита-граната с одноосной анизотропией вблизи точки компенсации намагниченности при приложении поля по нормали к образцу имеет интересные особенности, существенно отличающие ее от динамики в магнитном поле, приложенном в плоскости, или от динамики вдали от точки компенсации. С прикладной точки зрения новые интересные возможности открываются за счет возможности эффективного управления обеими частотами и расстоянием между ними при приложении относительно небольших магнитных полей, а также возможностями модификации траекторий прецессии в зависимости от внешних параметров.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №23-62-10024.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kirilyuk A., Kimel A. V., Rasing T. // Reviews of Modern Physics. 2010. T. 82. No 3. C. 2731-2784.

2. Stanciu C. D. et al. // Physical review letters. 2007. T. 99. No 21. C. 217204.

3. Radu I. et al. // Nature. 2011. T. 472. No 7342. C. 205-208.
4. Becker J. et al. // Physical Review Letters. 2017. T. 118. No 11. C. 117203.
5. Vahaplar K. et al. // Physical review letters. 2009. T. 103. No 11. C. 117201.
6. Stanciu C. D. et al. // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. 2006. T. 73. No 22. C. 220402.
7. Vahaplar K. et al. // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. 2012. T. 85. No 10. C. 104402.
8. Kim K. J. et al. // Nature materials. 2017. T. 16. No 12. C. 1187-1192.
9. Binder M. et al. // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. 2006. T. 74. No 13. C. 134404.
10. Caretta L. et al. // Nature nanotechnology. 2018. T. 13. No 12. C. 1154-1160.
11. Krichevsky D. M. et al. // Physical Review B. 2023. T. 108. No 17. C. 174442.
12. Mikuni K. et al. // arXiv preprint arXiv:2411.14792. 2024.

Исследование и разработка 16-битной физически реконфигурируемой неклонируемой функции на основе магнитного туннельного перехода

М.Д. Лобкова[1], П.Н. Скирдков[1,2], К.А. Звездин[1]
[1]*Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Инновационный центр Сколково*
[2]*Институт общей физики имени А. М. Прохоровоа РАН.*
m.lobkova@nst.tech

В современных условиях роста требований к кибербезопасности и защите данных, разработка надежных и энергоэффективных аппаратных решений для аутентификации и защиты информации становится критически важной. Одним из перспективных подходов к защите информации является использование физически реконфигурируемых неклонируемых функций (ФНФ) [1-2], которые позволяют генерировать уникальные идентификаторы на основе необратимых физических характеристик аппаратных компонентов. В данной работе представлено исследование и схемотехническое проектирование 16-битной ФНФ на основе трехтерминальной ячейки, которая представляет из себя магнитный туннельный переход (МТП) [3-4] с намагниченностью вне плоскости, расположенный на шине из тяжелого металла. Для проектирования ФНФ используется численная модель, учитывающая стохастические эффекты в МТП и влияние спин-орбитального вращающего момента на динамику намагниченности МТП. Модель МТП написана на языке Verilog-A [5] и совместима с современными симуляторами схем.

Трехтерминальная ячейка (Рис. 1) несет в себе 1 бит информации, считывание информации с которой осуществляется посредством включения соответствующего ей транзистора в схеме. Следовательно, если в системе находится 16 бит, то чтение информации с каждой ячейки происходит последовательно. В то же время для генерации 16-битного ключа и его последующего обновления через шину из тяжелого металла необходимо пропустить постоянный ток, что приведет к инжекции спинового тока в свободный слой МТП. Спиновый ток имеет поляризацию в плоскости, а его протекание через МТП нарушает симметрию системы, вследствие этого намагниченность свободного слоя принимает плоскостную ориентацию. После прекращения действия тока намагниченность стремится к одному из двух состояний «1» или «0», соответствующим минимуму энергии. Оба состояния являются равновероятностными событиями, которые вызваны стохастическими переключениями МТП.

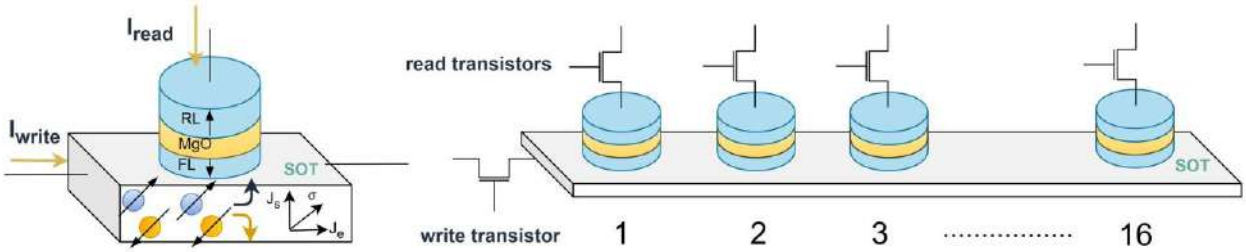


Рис. 1. Трехтерминальная ячейка МТП, используемая для разработки ФНФ и электрическая схема 16-битной ФНФ.

Предложенная архитектура ФНФ (Рис. 1) включает следующие компоненты:

- Массив из 16 ячеек МТП, каждая из которых генерирует бит данных на основе уникального магнитного состояния;

- Схема управления, которая обеспечивает подачу тока для переключения состояний ячеек и считывания их сопротивления.

Следует отметить, что в предложенной архитектуре возможна реконфигурация ФНФ, которая достигается за счет изменения магнитного состояния ячеек с помощью схемы управления, что позволяет обновлять уникальный идентификатор и повышать устойчивость к атакам.

Для проектирования схемы 16-битной ФНФ используются проектные нормы 90 нм для транзисторной части, а для поведенческого моделирования трехтерминального МТП была разработана модель на Verilog-A, совместимая с симулятором схем Spectre. Модель МТП (Рис. 2) позволяет оценить динамические свойства системы и преобразовать их в электрические характеристики. В первом случае решается уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского [6], которое учитывает влияние спин-орбитального вращающего момента и стохастичекие переключения через термическое поле.

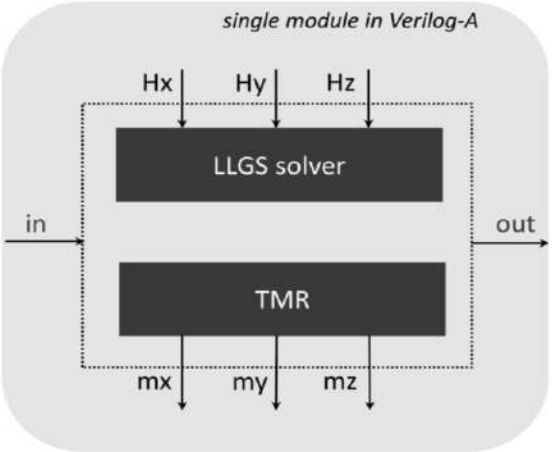


Рис. 2. Структура компактной модели магнитного туннельного перехода на Verilog-A, включающая в себя: вычисление динамики намагниченности свободного слоя, вычисление туннельного магнетосопротивления структуры.

Схемотехническое моделирование 16-битной ФНФ было выполнено в среде Cadence Virtuoso, которое подтвердило работоспособность предложенной архитектуры и ее пригодность для практического применения. В ходе исследования установлены целевые параметры транзисторов в схеме управления и определены оптимальные параметры тока и времени переключения для минимизации энергопотребления.

Таким образом, в работе представлено теоретическое и схемотехническое моделирвоание 16-битной ФНФ на основе МТП. Результаты моделирования демонстрируют высокую уникальность, реконфигурируемость и энергоэффективность предложенного решения. Данная технология открывает новые возможности для создания защищенных устройств в области IoT, смарт-карт и других приложений, требующих высокой степени безопасности.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (Грант № 25-22-00404).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Lim et al. //IEEE Transactions on Information Forensics and Security. 2020. V. 15. P. 2798-2807.

2. Hou Z. et al. // 2023 IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference (NMDC). IEEE. 2023. P. 141-144.
3. S. Yuasa et al. // Nature materials. 2004. V. 3. No 12. P. 868-871.
4. S. S. P. Parkin et al. // Nature materials. 2004. V. 3. No 12. P. 862-867.
5. Verilog-A/AMS Reference Manual: https://edadownload.software.keysight.com/eedl/ads/2011_01/pdf/verilogaref.pdf
6. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. 1996.159, L1.

Численное моделирование электрической поляризации скрученной доменной стенки в магнитных пленках с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием

Н.В. Мясников, А.П. Пятаков
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
miasnikov.nv16@physics.msu.ru

Развитие устройств электроники сегодня во многом связывают с ее новыми областями: спинтроникой [1, 2], магноникой [3], валитроникой (англ. valleytronics [4]). В рамках спинтроники речь идет об использовании собственного магнитного момента электрона с целью получения, обработки и передачи информации. Наряду с переносом магнитного момента электрона спин-поляризованным током [5], спинтроника рассматривает возможность управления магнитным моментом за счет сосуществования магнитного и электрического упорядочений [6]. Локальная связь такого рода реализуется в пленках феррит-гранатов [7]: микромагнитные неоднородности в связи с разворотом вектора намагниченности обладают электрической поляризацией. Взаимодействие, обеспечивавшее появление электрической поляризации у микромагнитных неоднородностей, называется неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием [8]. Наиболее легко наблюдаемой структурой из мира микромагнетизма, для которой характерно это взаимодействие, является доменная стенка. При этом не всякий тип разворота намагниченности в доменной стенке приводит к появлению электрической поляризации: например, доменная стенка Блоха не обладает электрической поляризацией, а доменная стенка Нееля, наоборот, обладает. Вместе с тем из классической литературы известно, что в магнитных пленках размагничивающие поля приводят к скрученности доменной стенки по толщине пленки [9]: вблизи поверхностей пленки доменная стенка имеет неелевскую структуру, а в толще пленки – блоховскую. Поскольку скрученная доменная стенка является равновесной структурой, с точки зрения неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия и спинтроники важным является вопрос, как по величине изменяется поверхностная плотность энергии доменной стенки при наличии у нее электрической поляризации, если для чистой стенки Нееля при напряженности электрического поля 1 МВ/см доля поверхностной энергии, приходящаяся на неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие, составляет около 30% от поверхностной энергии классической доменной стенки Блоха (по порядку величины 0.01 эрг/см^2).

Численное моделирование равновесной структуры скрученной доменной стенки было проведено в двумерной модели, учитывающей ширину доменной стенки и глубину магнитной пленки, на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma\left[\vec{m} \times \vec{H}^{eff}\right] + \alpha\left[\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t}\right], \quad (1)$$

где $\vec{m}$ – безразмерное векторное поле намагниченности, имеющее в каждой точке модуль, равный единице, $\vec{H}^{eff}$ – эффективное магнитное поле, γ – гиромагнитное отношение для электрона, α – показатель затухания для данного материала. В эффективное магнитное поле были включены слагаемые, отвечающие за изотропное обменное взаимодействие, магнитную анизотропию и поля размагничивания.

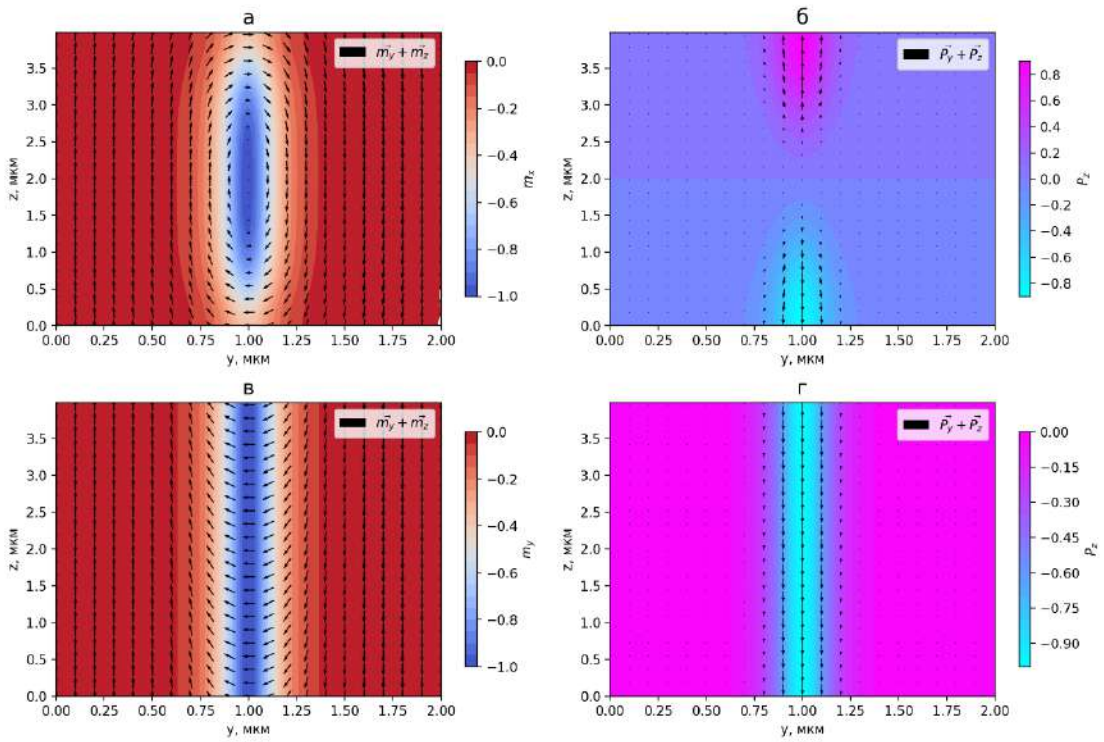


Рис.1: а – структура скрученной доменной стенки (цветом показана компонента m_x, здесь и далее стрелками обозначена векторная сумма компонент вдоль осей y и z.); б – электрическая поляризация скрученной доменной стенки (цветом показана компонента P_z), нормированная на максимальную величину поляризации доменной стенки Нееля; в – доменная стенка Нееля (цветом показана компонента m_y); г – электрическая поляризация доменной стенки Нееля стенки (цветом показана компонента P_z)

Электрическая поляризация доменной стенки была вычислена в соответствии с объемной плотностью свободной энергии неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия

$$F_{me} = -\gamma_{me}\left(\vec{E}\cdot\left(\vec{m}(\nabla\cdot\ \vec{m}) + \left[\vec{m}\times[\nabla\times\vec{m}]\right]\right)\right), \qquad (2)$$

где γ_{me} – магнитоэлектрическая постоянная, $\vec{E}$ – электрическое поле внутри материала, задаваемое внешним источником. В выражении (2) сомножитель, скалярно умножаемый на вектор электрического поля, играет роль электрической поляризации, наведенной неоднородным распределением намагниченности.

В результате работы сделаны следующие выводы:

- при значении качества пленки Q=0.1 и ее толщине 4 мкм равновесная скрученная доменная стенка (Рис.1а) заметно отличается от чистой доменной стенки Блоха по структуре и совпадает с ней в области середины толщины пленки;
- максимальная величина электрической поляризации (Рис.1б) скрученной доменной стенки близка к максимальной поляризации доменной стенки Нееля (Рис.1в и Рис.1г), но изменяется по глубине пленки, при этом среднее значение z-компоненты электрической поляризации, полученное при усреднении по нижней половине расчетной области (Рис.1г), для случая скрученной стенки в 2 раза меньше, чем для случая чистой стенки Нееля;

- в отличие от чистой доменной стенки Нееля, скрученная доменная стенка обладает малой компонентой электрической поляризации, направленной в плоскости доменной стенки параллельно плоскости пленки (т.е. коллинеарно с осью Ox на Рис.1), величина этой компоненты на порядок меньше z-компоненты поляризации.

Таким образом, даже при отсутствии способствующих неелевской структуре магнитных полей в плоскости пленки доменная стенка локально обладает электрической поляризацией за счет неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. D. Bader and S. S. P. Parkin // Annual Review of Condensed Matter Physics. 2010. V. 1. No 1. pp. 71-88.

2. Y. V. Fetisov and A. S. Sigov // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. 2018. V. 10. No 3. pp. 343-356.

3. A. Barman et al. // Journal of Physics: Condensed Matter. 2021. V. 33. P. 413001.

4. J. R. Schaibley et al. // Nature Reviews Materials. 2016. V. 1, No 16055.

5. A. Hirohata et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. V. 509. P. 166711.

6. W. Kleemann // Journal of Applied Physics. 2013. V. 114.

7. K. S. Antipin, T. T. Gareev, N. V. Myasnikov, E. P. Nikolaeva and A. P. Pyatakov // Journal of Applied Physics. 2021. V. 129. No 2. P. 24103.

8. A. P. Pyatakov, G. A. Meshkov and A. K. Zvezdin //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2012. V. 324. No 21. pp. 3551–3554

9. В. А. Боков “Физика магнетиков: учебное пособие для вузов” СПб.: Невский диалект; БХВ-Петербург, 2002.

Искусственные нейронные сети как инструмент минимизации энергии в задачах микромагнитного моделирования

Н.В. Мясников, А.П. Пятаков
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
miasnikov.nv16@physics.msu.ru

В таких активно развивающихся областях как спинтроника [1] и магноника [2] необходимо численное моделирование систем с непрерывно распределенным векторным полем намагниченности, и, в частности, необходим численный метод нахождения равновесного состояния, когда энергия системы либо минимальна, либо находится в локальном минимуме. В случае микромагнитного моделирования часто используют уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта для поиска равновесного распределения намагниченности: это уравнение описывает затухающую прецессию намагниченности в некотором эффективном магнитном поле, при этом финальное распределение намагниченности в идеальном случае соответствует в каждой точке вычислительной сетки коллинеарному расположению эффективного магнитного поля и намагниченности, что и означает отсутствие прецессии в системе. Этот способ предполагает вычисление эффективного магнитного поля, а также совершение шагов по времени, что накладывает ограничение на величину шага по времени: он не может быть произвольным по величине при заданной явной численной схеме (что соответствует наиболее популярному подходу, используемому в микромагнитных пакетах OOMMF и MuMax3). В последнее время значительную популярность получают методы решения дифференциальных уравнений, основанные на аппроксимации решения с помощью искусственной нейронной сети. Наиболее простыми методами являются Physics Informed Neural Network (PINN) [3] и Deep Ritz [4]. Несмотря на различие в названии идеи методов схожи: искусственная нейронная сеть принимает на вход координаты узлов сетки и путем применения нескольких нелинейных преобразований переводит эти координаты в значения искомой функции в данном узле. При этом параметры нейронной сети определяются путем минимизации так называемой функции потерь – для задач микромагнетизма в случае PINN функция потерь есть сумма квадратов эффективного магнитного поля, взятая по всем узлам вычислительной сетки, а в случае Deep Ritz функция потерь есть аналогичная сумма функции плотности энергии. Таким образом, указанные подходы открывают возможность минимизировать энергию в задачах микромагнетизма без использования уравнений динамики [5]. В данной работе рассматривается основанное на искусственной нейронной сети решение простейшей задачи о равновесной структуре доменной стенки Блоха.

Модели, реализующие подходы PINN и Deep Ritz, были написаны на языке программирования Python на основе пакета JAX. В качестве модели использовалась полносвязная нейронная сеть с алгоритмом оптимизации LBFGS. Для случая доменной стенки Блоха объемная плотность энергии и эффективное магнитное поле задаются следующим образом (в безразмерных координатах) [6]:

$$w = \left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2 + \sin^2(\theta), \tag{1}$$

$$H_{eff} = 2\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + 2\sin(\theta)\cos(\theta), \tag{2}$$

где $\theta(x)$ – зависящий от координаты x угол, задающий положение намагниченности относительно оси легкого намагничивания, первое слагаемое отвечает за обменное взаимодействие, второе – за одноосную магнитную анизотропию. Решение $\theta_{nn}(p, x_i)$ в каждой точке вычислительной сетки x_i, аппроксимированное нейронной сетью, зависит от координаты x_i и набора параметров p. Функции потерь для методов PINN и Deep Ritz имеют вид, соответственно:

$$L_{PINN} = \sum_i H_{eff}(\theta_{nn}(p, x_i))^2, \tag{3}$$

$$L_{DP} = \sum_i w(\theta_{nn}(p, x_i)). \tag{4}$$

Исходя из выражений (3) и (4) с помощью модуля автоматического дифференцирования путем оптимизации по набору параметров p были найдены решения задачи, описывающие устройство доменной стенки Блоха (Рис. 1а, в). Среднеквадратичная ошибка полученных решений не превышает 0.005. На Рис. 1б, г приведены функции потерь по эпохам, отсюда видно, что для каждого из методов достаточно 200-300 эпох обучения.

В результате работы на примере модельной задачи по минимизации энергии доменной стенки Блоха было продемонстрировано, что искусственные нейронные сети могут аппроксимировать зависимость намагниченности от координат со

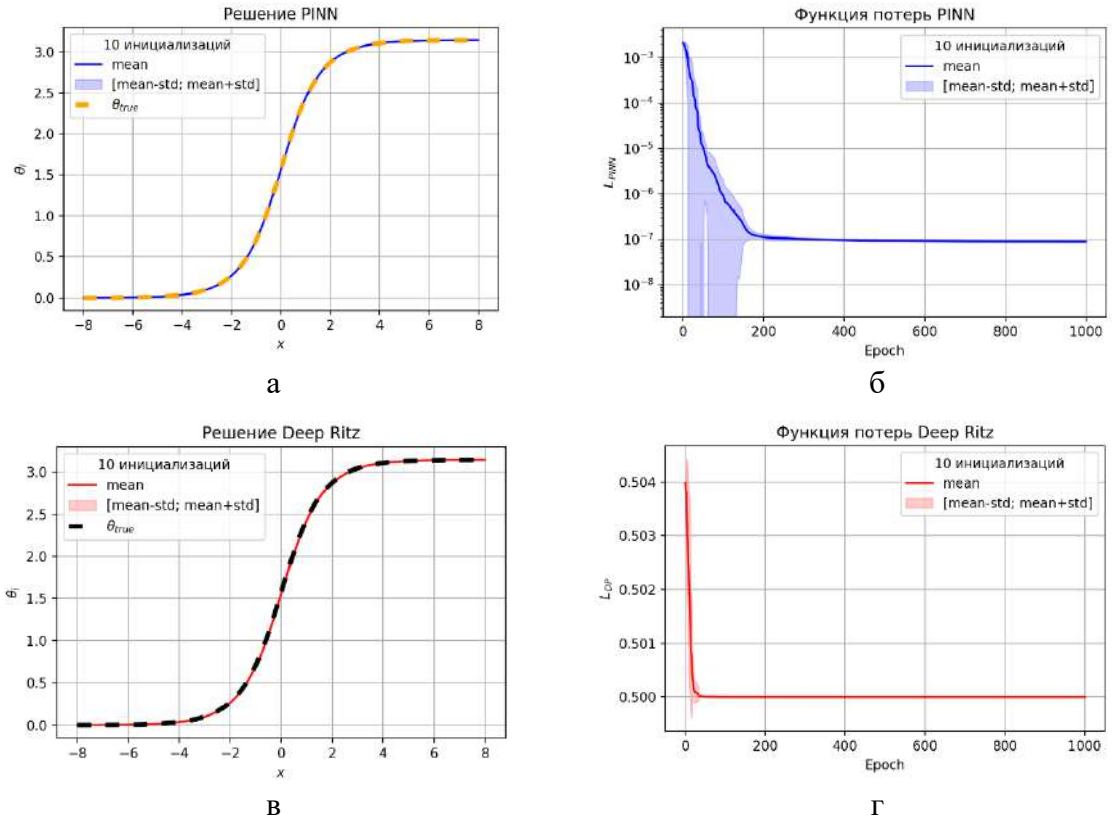


Рис. 1: а, в – сравнение численного и аналитического решений (PINN и Deep Ritz); б, г – функция потерь по эпохам

среднеквадратичной ошибкой порядка 0.001.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. D. Bader and S. S. P. Parkin // Annual Review of Condensed Matter Physics. 2010. V. 1. No 1. pp. 71-88.

2. A. Barman et al. // Journal of Physics: Condensed Matter. 2021. V. 33. P. 413001.

3. M. Raissi, P. Perdikaris and G. E. Karniadakis // Journal of Computational Physics. 2019. V. 378. pp. 686–707.

4. W. E and B. Yu // Communications in Mathematics and Statistics. 2018. V. 6, pp. 1–12.

5. A. Kovacs et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 548, P. 168951.

6. В. А. Боков “Физика магнетиков: учебное пособие для вузов” СПб.: Невский диалект; БХВ-Петербург, 2002.

Вероятностные вычисления на стохастических магнитных туннельных переходах

А.С. Пахомов[1], В.В. Юрлов[1], П.Н. Скирдков[1,2], Г.А. Кичин[1], К.А. Звездин[1]
[1]*ООО «Новые спинтронные технологии», Москва, Россия*
[2]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*
a.pakhomov@nst.tech

Актуальность исследования вероятностных вычислений в контексте нейроморфных систем и машинного обучения обусловлена необходимостью создания энергоэффективных и высокопроизводительных вычислительных систем. Магнитные туннельные переходы (МТП) представляют собой перспективную элементную базу для стохастических вычислений благодаря своим уникальным свойствам, включая стохастическое поведение, обусловленное тепловыми флуктуациями и туннельным магнитным сопротивлением. Это позволяет реализовывать вероятностные вычисления с использованием методов управления магнитными полями, токами и температурой.

Стохастические МТП могут представлять вероятностные данные и выполнять базовые операции, такие как вероятностное сложение, умножение и логические вычисления. Это открывает возможности для создания архитектур вероятностных процессоров, которые могут применяться в различных задачах, включая машинное обучение, байесовские сети, квантование нейросетей и стохастический градиентный спуск, факторизация чисел [1]. Благодаря своей энергоэффективности, sMTJ могут использоваться в системах обработки нечеткой информации [2]. Одним из ключевых приложений вероятностных вычислений является решение задачи коммивояжера, которая относится к классу NP-трудных оптимизационных задач [2]. Для поиска приближенных решений можно использовать стохастические алгоритмы, такие как имитация отжига, реализованные на аппаратуре на основе sMTJ. Этот подход позволяет генерировать случайные перестановки маршрутов и эффективно моделировать процесс отжига с помощью вероятностного переключения sMTJ, что может существенно ускорить решение комбинаторных задач.

В данной работе был проведен теоретический анализ МТП на основе стохастического уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для вычисления ключевых структурных параметров, таких как время жизни состояния, величины токов переключения и т.п. На базе реальных характеристик массива стохастических элементов построена модель, позволяющая решать задачу коммивояжера для N городов методом имитации отжига, учитывающая порядок важности посещения городов. На основе построенного алгоритма был разработан эмулятор, в котором поведение sMTJ эмулируется с помощью микроконтроллера ATmega, позволяющий решить данную задачу для N = 3, 4, 5 Были получены временные и итерационные зависимости достижения оптимального решения задачи для программы и для «железного» эмулятора. Приведены сравнительные таблицы, позволяющие оценить эффективность «железного» эмулятора.

В заключение, sMTJ обладают рядом преимуществ перед традиционными CMOS-транзисторами, включая высокую энергоэффективность и возможность выполнения вероятностных вычислений на аппаратном уровне. Однако остаются открытыми вопросы, связанные с точностью вычислений и интеграцией sMTJ в современные вычислительные системы.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 25-12-00302.

ЛИТЕРАТУРА

1. W.A. Borders et al. //Nature 2019. V. 573. P. 390
2. J. Si et al. //Nat. Comm. 2024. V. 15. No 3457.

Линейный отклик гибридной структуры сверхпроводник-ферромагнетик на электромагнитное излучение

Н.Г. Пугач, Д.В. Селезнев, Я.В. Туркин
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
101000, Москва
npugach@hse.ru

Наноэлектроника на сверхпроводниках является новой перспективной областью электроники квантовых систем, которая появилась в конце 20 века и активно развивается последние годы. Сверхпроводимость обеспечивает макроскопические квантовые явления, такие как эффекты близости и Джозефсона. Это открывает привлекательную возможность реализации электронных устройств, работающих на квантовых принципах, при современном уровне развития нанотехнологии [1].

Изучение отклика сверхпроводящих гибридных структур с магнитными материалами на микроволновое излучение необходимо для разработки эффективных сверхпроводящих спинтронных устройств [2]. Влияние эффекта близости с магнитным материалом (прямого и обратного) на электрические свойства гибридных структур является актуальным вопросом для применений таких структур [3].

Теоретически исследован электромагнитный импеданс тонкой сверхпроводящей (S) пленки, покрывающей ферромагнитный изолятор (FI). Предсказано затухание микроволнового излучения за счет обратного эффекта близости. Система уравнений Узаделя решена численно и самосогласованно в формализме Намбу-Келдыша с граничными условиями для сильной спиновой поляризации изолятора. На основе рассчитанной функции Грина обнаружены особенности комплексной проводимости и импеданса бислоя в зависимости от частоты поля [4]. Показано, как ферромагнитный эффект близости приводит к неустранимому затуханию электромагнитного отклика таких гетероструктур. Анализируется механизм, связанный с образованием триплетных куперовских пар в S слое вблизи магнитного интерфейса. Также бесщелевая сверхпроводимость была обнаружена в тонкой сверхпроводящей пленке на поверхности FI, наподобие магнитных сверхпроводников. Возникающее при ферромагнитном эффекте близости неустранимое затухание необходимо учитывать при проектировании сверхпроводящих устройств для микроволновых применений. Например, эффект близости может быть подавлен путем защиты интерфейса S-FI дополнительным тонким изолирующим слоем, прозрачным для излучения.

Работа выполнена при поддержке проекта «Зеркальные лаборатории» НИУ ВШЭ и Башкирского государственного педагогического университета им. М. Акмуллы «Квантовые эффекты в низкоразмерных гибридных наноструктурах».

ЛИТЕРАТУРА

1. Holmes S. D.,… Pugach N., et al. International roadmap for devices and systems. Cryogenic electronics and quantum information processing. 2018 Update/ // IEEE USA, 2019. — 67 p.

2. Пугач Н.Г., Селезнёв Д.В., Львов Б.Г., Сверхпроводящая спинтроника - перспективное направление криогенной наноэлектроники// Наноиндустрия. 2022. Т. 15. № S8-2 (113). С. 572-573.

3. D.V. Seleznyov, V.O. Yagovtsev, N.G. Pugach, L. Tao// J. Magn. Magn. Mat. 2024 V. 595, 171645.

4. D. Seleznyov, Ya. Turkin, N. Pugach, 2024 ArXiv2410.15680.

Невзаимное прохождение СВЧ сигнала в связанной системе резонатор-феррит гранат

И.Д. Трунцов[1], Г.А. Князев[1,2], А.С. Каминский[1,2], А.Н. Кузьмичев[2], С.С. Демирчян[2], В.И. Белотелов[1,2]

[1]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*

[2]*Российский квантовый центр*

truntcovid@gmail.com

Невзаимные элементы широко используются в СВЧ системах. В классических устройствах они нужны для того, чтобы защитить чувствительный элемент от отраженной волны, либо перенаправить сигнал в приёмник. Кроме того, такие элементы очень востребованы в квантовых экспериментах при криогенных температурах, поскольку они позволяют уменьшить влияние шумов обратного рассеяния на чувствительные элементы [1].

В основе любого невзаимного устройства находится элемент, который нарушает Лоренцову симметрию для электромагнитных источников. Такими элементами могут быть ферриты, магнитооптические материалы, оптические нелинейности, временная модуляция, хиральные состояния атома, механические вращения и др. [2].

Для коммерческого использования обычно применяются ферриты, помещённые во внешнее магнитное поле. Это приводит к появлению различного фазового сдвига волны, который зависит от направления её распространения. Тем не менее, в таких устройствах обычно требуются использовать достаточно большие поля. Кроме того, для данной работы особый интерес представляет случай интерференции связанных мод. В таких условиях невзаимность возникает благодаря диссипативной связи между модами, которая позволяет энергии покидать систему в зависимости от направления распространения излучения [3].

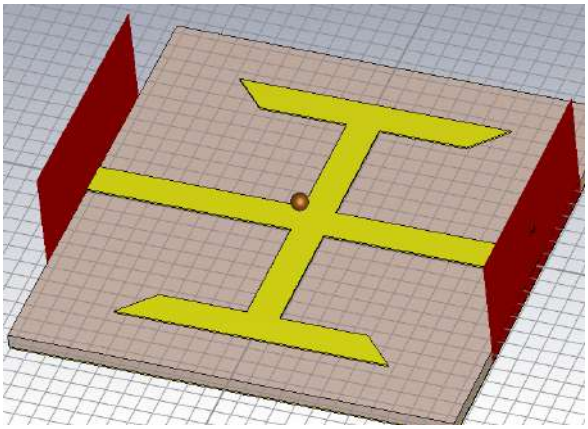


Рис. 1. Модель системы микрополоскового резонатора и сферы железо-иттриевого граната.

В [4] рассматривается взаимодействие магнонной моды сферы железо-иттриевого граната с микрополосковым резонатором для создания невзаимности. Кроме того, в [5] была продемонстрирована работа данного явления при температуре до 7 мК. Этот результат предоставляет возможность для создания невзаимных приборов для использования в квантовых схемах при криогенных температурах.

Для связанной системы резонатор-феррит было установлено выражение:

$$S_{21(12)} = 1 + \frac{\kappa}{i(\omega-\omega_c)-(\kappa+\beta)+\frac{-\left(iJ+\Gamma e^{i\,\Theta_{1(2)}}\right)^2}{i(\omega-\omega_m)-(\alpha+\gamma)}} \quad (1)$$

Где J – величина когерентной связи между модами, Г – величина диссипативной связи, $\Theta_1 = 0$, $\Theta_2 = \pi$ – относительные фазы между когерентной и диссипативной модами при распространении сигнала в разных направлениях, ω_c – частота моды резонатора, ω_m – частота магнонной моды, α и β – внутренние коэффициенты затухания магнонной и резонансной мод, γ и κ – внешние коэффициенты затухания магнонной и резонансной мод. В этом выражении особый интерес представляет член $-i2J\Gamma e^{i\Theta_{1(2)}}$, представляющий собой интерференцию между когерентной и диссипативной модами, которая порождает невзаимность в системе.

На Рис. 1 показана модель связанной системы микрополоскового резонатора и сферы ЖИГа при нормальных условиях, созданная в программе CST Studio Suite. На подложке RO4003C с $\varepsilon = 3.55$ размерами 25 мм x 25 мм и толщиной 0.813 мм нанесена микрополосковая линия с шириной 1.84 мм. В центре от линии отходя два Т-образных ответвления на 6.6 мм с «внутренней» длиной 11.72 мм, «внешней» длиной 15.4 мм. Сверху на линию прикреплена сфера ЖИГа с диаметром 1 мм. Принимая центр доски за (0, 0) и направляя ось x вдоль микрополосковой линии, расположение сферы можно записать как (-1, 0.7).

На Рис. 2 показан результат численного моделирования такой системы. Наблюдается узкая полоса, в которой разница в параметрах S_{21} и S_{12} достигает 20 децибел.

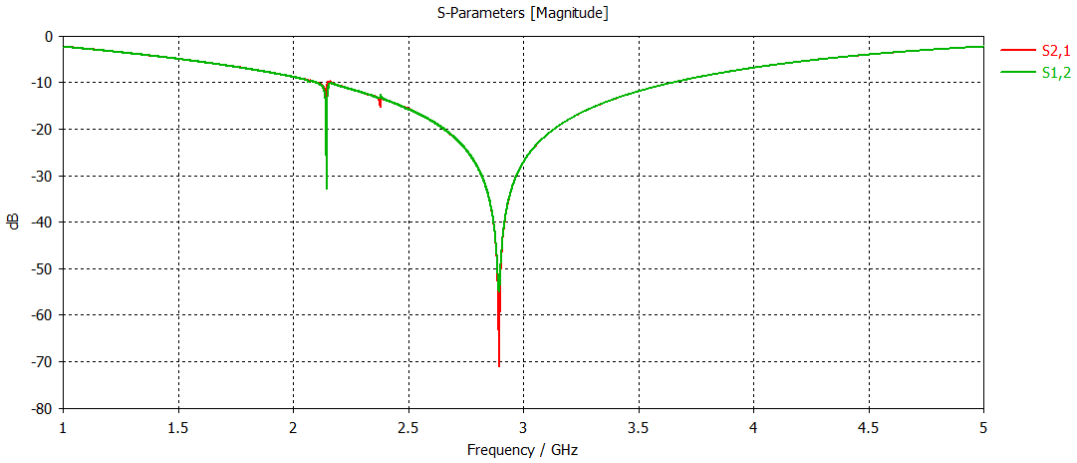


Рис. 1. Результат моделирования системы.

Стоит отметить, что в указанных выше статьях используются сферы ЖИГа. Они представляют собой отличные объекты для исследования магнитных свойств систем, но имеют некоторые недостатки. Помимо общих трудностей, связанных с изготовлением сферы, на них накладываются ограничения по размеру – на данный момент почти невозможно сделать сферу с диаметром меньше, чем 1 мм. Из-за этого в дальнейшем исследование планируется проводить на плёнках ЖИГа. При намагничивании в плоскости их параметры почти не уступают сферам, но при этом позволяют значительно уменьшить размер ферритовой части системы, тем самым давая возможность для общей миниатюризации невзаимных приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ruffino A. et al. // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 2020. Vol. 55, № 5. P. 1224–1238.
2. Bernier N.R. et al. // Nat Commun. 2017. Vol. 8, № 1. P. 604.
3. Metelmann A., Clerk A.A. // Phys. Rev. X. 2015. Vol. 5, № 2. P. 021025.
4. Wang Y.-P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. Vol. 123, № 12. P. 127202.
5. Kim M. et al. // Journal of Applied Physics. 2024. Vol. 135, № 6. P. 063904.

Спиновая динамика под воздействием лазерного импульса в пленке ортоферрита в широком диапазоне температур

В.В. Юрлов[1,2], К.А. Звездин[1,2,3], А.К. Звездин[1,2,3]
[1]*Московский физико-технический институт (НИУ)*
[2]*Новые Спинтронные Технологии, 121205 Москва, Россия*
[3]*Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН*
yurlov.vv@phystech.edu

В последнее время антиферромагнетики начинают привлекать к себе все больше и больше внимания, как объекты для изучения процессов спиновой переориентации, динамики доменных стенок, магноники и спинтроники. Высокие собственные частоты антиферромагнетиков, доходящие до десятков терагерц, равно как и характерные скорости спиновой динамики являются предметами активного изучения в теории магнетизма как с практической, так и с фундаментальной точек зрения. Однако, антиферромагнетики имеют ряд недостатков, связанных главным образом с возможностью детектирования состояния магнитной системы из-за отсутствия ферромагнитного вектора. Потому особый интерес для изучения спиновой динамики представляют редкоземельные ортоферриты [1]. Данные материалы являются антиферромагнитно упорядоченными и в тоже время обладают слабым ферромагнитным моментом за счет существования взаимодействия Дзялошинского-Мория, которое приводит к скосу магнитных подрешеток. Таким образом, обладая слабым ферромагнитным вектором, оказывается возможным фиксация процессов спиновой переориентации под воздействием внешних возмущений, выбивающих систему из стационарного состояния.

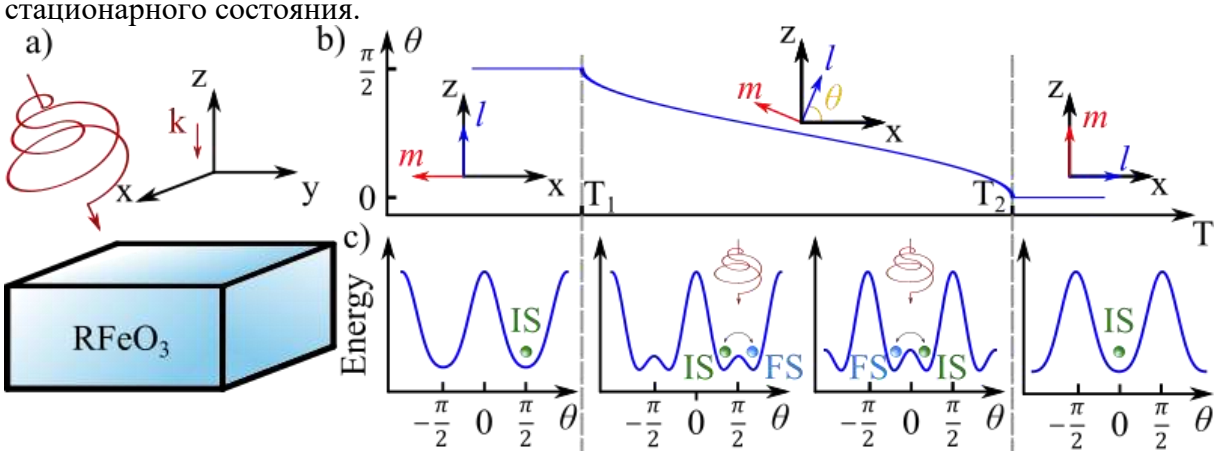


Рис. 1. a) Схематичное изображение пленки ортоферрита, k – волновой вектор лазерного импульса. b) и c) схематично демонстрируют процесс спиновой переориентации и изменение потенциальной энергии при движении из низкотемпературной области в высокотемпературную, соответственно; l и m антиферромагнитный и ферромагнитный, вектора, соответственно, θ – угол между антиферромагнитным вектором и осью x, $T_{1,2}$ – температуры фазовых переходов второго рода; IS и FS обозначают начальное и конечное состояния системы, соответственно.

Одним из наиболее эффективных методов для возбуждения спиновой динамики в пленках ортоферритов является использование сверхкоротких лазерных импульсов [2]. Известно, что, обладая сильной температурной зависимость поля магнитной анизотропии, лазерный импульс способен активировать термические эффекты, в результате которых резко изменяется конфигурация метастабильных состояний, что приведет к осцилляциям магнитных моментов ортоферрита. Также имеет место существенное влияние фотоиндуцированной анизотропии и магнитооптических эффектов, таких как обратные эффекты Фарадея, Керра и Коттона-Мутона [3]. В совокупности, термическое и оптическое действия лазерного импульса вблизи

критических точек, где ортоферрит имеет пару метастабильных состояний, может являться триггером для реализации сверхбыстрой спиновой динамики.

В рамках данной работы мы проведем анализ действия лазерного импульса оптического диапазона на пленку ортоферрита самария в широком диапазоне температур (см. Рис. 1). Мы рассмотрим процесс спиновой переориентации, учитывающий как термическое действие лазерного импульса, так и оптомагнитные эффекты, главным образом: обратный эффект Фарадея. Мы продемонстрируем, как процесс переключения зависит от параметров лазерного импульса, таких как поверхностная энергия, эллиптичность, поляризация и длительность импульса и внутренних параметров пленки. Данное исследование может быть полезно для изучения сверхбыстрой динамики в различных пленках ортоферритов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 22-12-00367.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kimel, A. V., et al. "Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses." Nature. V. 435. No. 7042. 2005. P. 655-657.

2. Bossini, Davide, et al. "Magnetoplasmonics and femtosecond optomagnetism at the nanoscale." Acs Photonics. V. 3. No. 8. 2016. P. 1385-1400.

3. А.К. Звездин, В.А. Котов “Магнитооптика тонких пленок” М.: Наука, 1988.

Изучение процессов разрушения углепластиков при сжатии методом акустической микроскопии

А.Б. Володарский, Е.С. Мороков

Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, 119334, г. Москва, Россия
sashavolodarski@gmail.com

Использование армированных углепластиков в качестве конструкционных элементов неуклонно растет благодаря улучшению их эксплуатационных характеристик и углублению знаний об их механическом поведении под нагрузкой, зависящем от: типа волокон и полимерной матрицы, толщины отдельных слоев и общей толщины композита, последовательности укладки, модификации матрицы, ориентации армирующих волокон относительно приложенной силы и т.д. Разрушение углепластиков тесно связано с направлением армирования, реализованным в образце. В композитах с ориентацией волокон под углами ±45° к направлению нагрузки при механическом нагружении наблюдается эффект псевдопластичности, что выражается в нелинейной зависимости напряжений от деформаций [1]. Целью настоящей работы являлось исследование повреждений, возникающих при сжатии в объеме углепластиковых композитов, состоящих из 9 слоев с ориентацией волокон ±45° и армирующим центральным слоем 0°.

В работе использовался сканирующий импульсный акустический микроскоп СИАМ-2011 (разработка ИБХФ РАН) [2]. Применялась акустическая линза, рассчитанная на частоту 100 МГц и с угловой апертурой 11°. Она позволяла получить латеральное разрешение 30 мкм на глубине 1 мм. Короткие зондирующие импульсы длительностью 25 нс обеспечивали аксиальное разрешение 40 мкм. Прецизионная механическая сканирующая система микроскопа позволяет перемещать акустическую линзу по осям X, Y и Z. Минимальный шаг сканирования составил 7,5 мкм при воспроизводимости 2 мкм в положении линзы. Во время сканирования ультразвуковой зондирующий пучок проходил через водную иммерсию, отражался от поверхности образца и элементов его внутренней структуры и принимался той же акустической линзой. Ультразвуковые данные, полученные в результате пошагового сканирования, могут быть представлены в виде отдельных эхограмм в каждой точке (А-скан); как набор вертикальных сечений (В-сканов) вдоль направлений X и Y; и как изображения горизонтальной секущей плоскости (С-сканы) на разной глубине в объеме образца. Акустические изображения формируются в виде растровых изображений, где яркость каждой точки зависит от амплитуды отображаемого сигнала. Режим томографии достигается путем непрерывной визуализации микроструктуры в горизонтальном сечении от поверхности в глубь образца.

На рисунке 1 приведены послойные ультразвуковые изображения повреждений, возникших после сжатия углепластика с ориентацией волокон центрального слоя под 0°. На С-сканах видны границы слоёв, на которых отображаются светлые расслоения (отмечены звездочками) и темные внутрислойные трещины матрицы (отмечены стрелками). Обычно первыми появляются трещины матрицы, образующиеся вдоль волокон и локализующиеся по всей толщине композита. Отдельные микротрещины отчетливо видны на изображениях верхних слоев вблизи поверхности в виде линейных теней. Рост трещин, увеличение их количества приводит к их объединению на межслойных границах и образованию расслоений, как мелких линейных шириной 0,1÷1 мм (граница слоёв 2-3, 4-5), так и обширных расслоений, занимающих большую площадь рабочей области, видимой на границе 3-4 слоёв. Объединение микротрещин в расслоения отчетливо наблюдается на границе 7-8 (увеличенное изображение), где форма расслоений и их края образованы изолированными сегментами, разделенными

тенями от микротрещин вдоль соседних слоев. Максимальное повреждение наблюдается в средней части между третьим и пятым слоями. На B-скане видна акустическая тень, образованная расслоением в средней части композита.

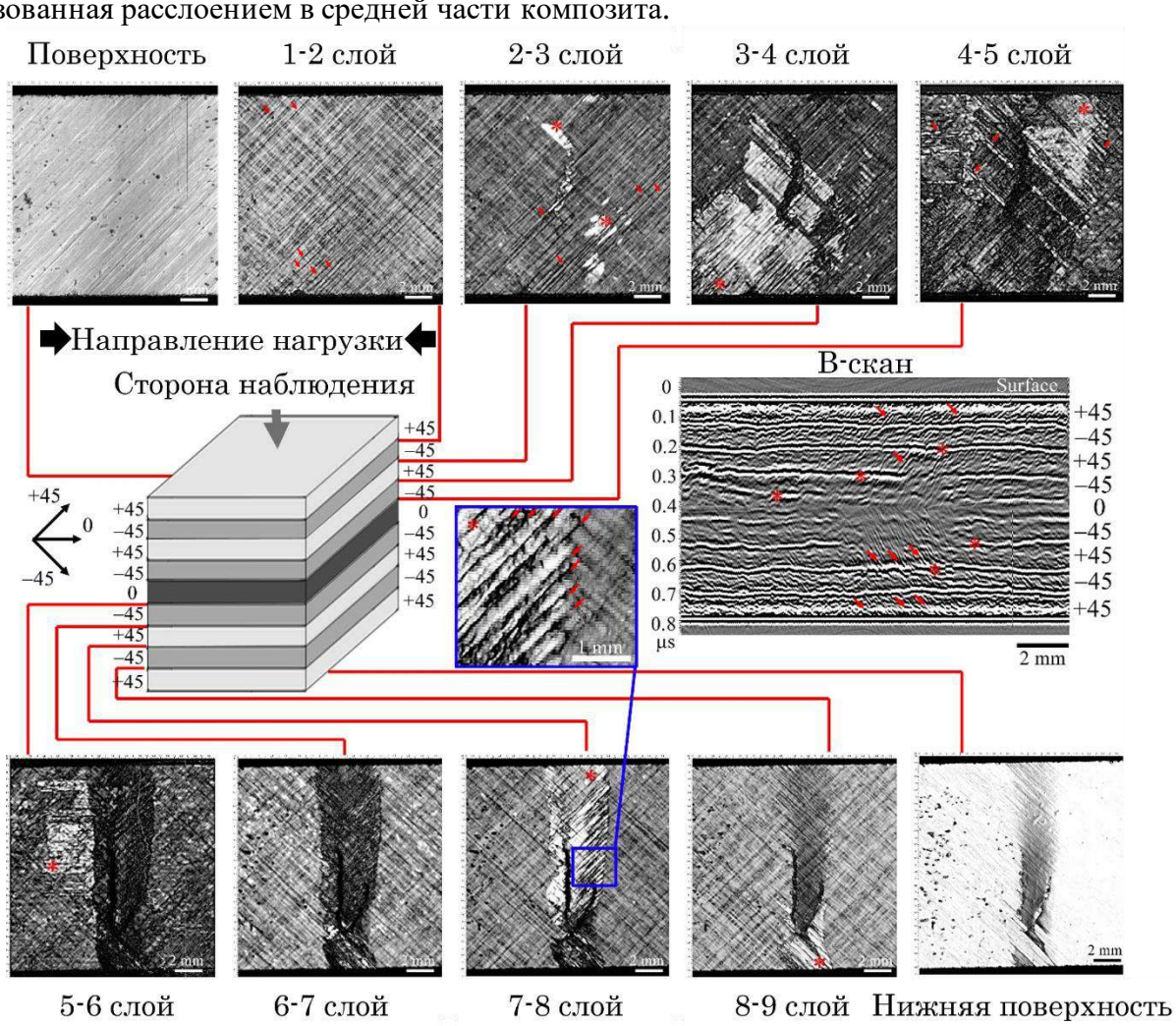


Рис. 1. Послойная ультразвуковая визуализация повреждений в объеме углепластика. Стрелками обозначены микротрещины, звездочками отмечены расслоения. Частота линзы 100 МГц.

Таким образом, методами акустической микроскопии были исследованы и визуализированы процессы разрушения углепластика при сжатии. Показано, что акустическая микроскопия на частоте 100 МГц обеспечивает послойное выявление как микроскопических трещин в полимерной матрице, так и протяженных межслоевых расслоений, ширина которых может составлять всего доли микрометра. Было обнаружено, что центральный 0° слой обеспечивал жесткость конструкции, что приводило к разрушению волокон и росту протяженных расслоений вблизи центрального слоя.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ № 24-72-10067.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.R. Wisnom // Composites. 1995. V. 26. P. 25.
2. Morokov E. et al. // Compos. Struct. 2022. V. 288. P. 115427.

Влияние изменения упругих параметров неоднородной среды на амплитуду поверхностной акустической волны

Д.А. Жарков, Р.А. Жостков
Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН
denis.Zharkov2014@yandex.ru

В современной сейсморазведке поверхностные акустические волны (ПАВ) играют существенную роль [1]. Среди методов исследования геофизических сред особое место занимает метод микросейсмического зондирования (ММЗ) [2], который, несмотря на активное применение, требует более глубокого теоретического обоснования. Основной проблемой является отсутствие четкого понимания параметров, к которым чувствителен данный метод, что существенно затрудняет интерпретацию получаемых результатов. Хотя существует качественное описание метода и результаты численного моделирования отдельных случаев [3, 4], полноценное аналитическое описание до сих пор не разработано. Основной физический эффект в ММЗ проявляется в изменении амплитуды поверхностных волн над аномальными включениями. Этот процесс представляет собой сложное явление, включающее не только перераспределение энергии, но и обменные процессы, что делает невозможным создание полной аналитической модели. Однако при упрощении модели и рассмотрении только эффекта перераспределения энергии [3] становится возможным построение математической модели и получение аналитического решения.

В данной работе рассматривается модель плавного перехода между слоистыми средами. Целью исследования является изучение зависимости амплитуды поверхностной волны на поверхности среды от скоростей продольных и поперечных волн в ней.

Используемая математическая модель подробно описана в [5], однако поясним основные моменты. Постановка задачи следующая: свободная граница расположена при $z = 0$, ось z направлена вниз. Слоистое упругое полупространство занимает область $z \geq 0$. Сверху при $-\infty < z < 0$ находится вакуум. Вдоль свободной границы в положительном направлении оси x распространятся ПАВ. Рассматривается двумерная задача в отсутствии источника. Выделяется три области: опорная среда и исследуемая среда, связь между которыми осуществляет зона перехода. Основываясь на теории распространения ПАВ в слоистых средах [6], можно получить выражения для компонент смещений с точностью до амплитудного множителя как в опорной, так и исследуемой среде. Затем, предполагая, что градиент упругих параметров в зоне перехода пренебрежимо мал, т.е. не происходит рассеяния волны, и используя в качестве инварианта величину потока энергии [3], удается выразить связь между смещениями в опорной и исследуемой среде и, как следствие, относительную амплитуду на поверхности.

Для демонстрации последующих рассуждений начнем с наиболее простой модели – переход из однослойной системы в однослойную, т.е. трансформации волны Рэлея. Параметры рассматриваемых сред для однослойной системы следующие: скорости продольных волн для базовой среды – 6181 м/с, скорость поперечных волн для базовой среды – 3467 м/с; скорости продольных волн для исследуемой среды – $6181K_{c_l}$ м/с, скорость поперечных волн для исследуемой среды – $3467K_{c_t}$, плотность одинакова – 2714 кг/м^3.

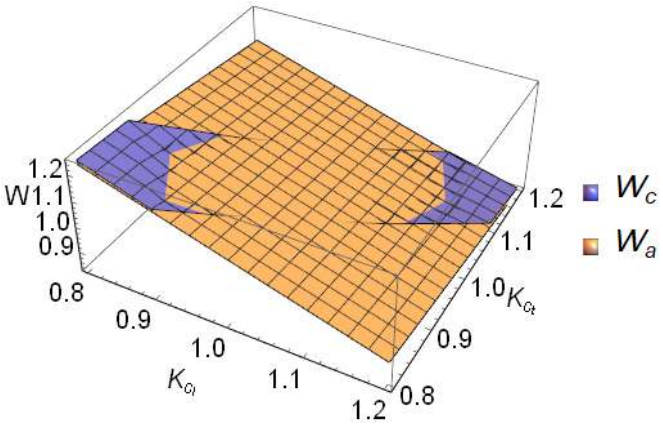
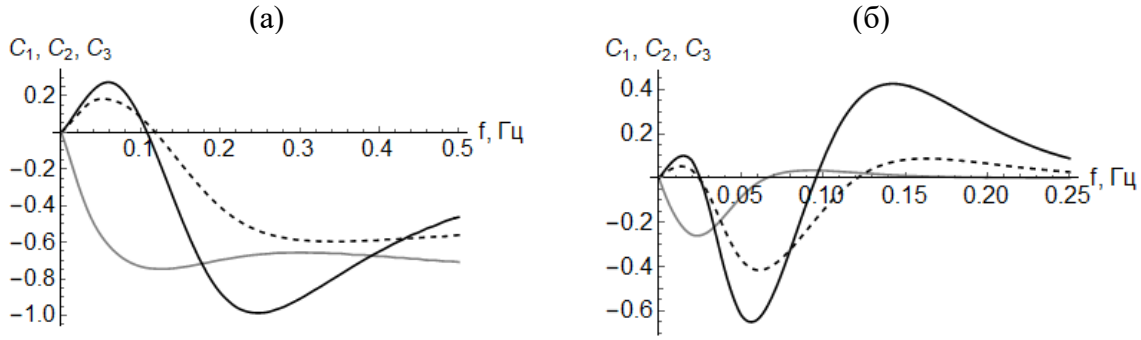


Рис. 1. Зависимость относительной амплитуды вертикальной компоненты смещений от коэффициентов изменения скорости продольных и поперечных волн при линейной аппроксимации; W_c – расчётная функция, W_a – функция аппроксимирующей плоскости.

На рис. 1 представлена зависимость относительной амплитуды вертикальной компоненты смещений на поверхности от коэффициента изменения скоростей продольных и поперечных волн (при этом коэффициент Пуассона изменялся в пределах от 0.15 до 0.35, который характерен для геологических сред). Данную поверхность допустимо аппроксимировать плоскостью $W_a = 2.08 - 0.8K_{c_l} - 0.25K_{c_t}$. Из этого выражения следует, что наибольший вклад в изменение амплитуды для однослойной системы вносит изменение скорости продольных волн, хотя скорость волны Рэлея преимущественно определяется скоростью поперечных волн [7].

Перейдем к рассмотрению многослойной среды. Будем независимо изменять K_{c_l} и K_{c_t}, а также коэффициент изменения плотности K_ρ, но для отдельных слоев и для различных частот. Отметим, что диапазоны изменения параметров выбраны так, чтобы оставаться в рамках нормальной дисперсии. Рассматривается пятислойная среда со следующими параметрами: мощности слоев – 6.4, 8, 10.5, 16 км, скорости продольных волн для базовой среды – $6181K_j^{(0)}$м/с, скорость поперечных волн для базовой среды – $3467K_j^{(0)}$м/с, плотность– $2714K_j^{(0)}$ кг/м^3; $j = 1 \div 5$; $K_j^{(0)} = 1 + 0.1(j-1)$; j – номер слоя; для исследуемой среды $K_j^{(0)}$ изменяются. Далее, для краткости верхний индекс у коэффициентов для исследуемой среды будет опущен и для обозначения изменяемой величины будет использоваться соответствующий нижний индекс.

При зондировании исследуемой среды волнами разных частот, для каждой из них уравнение аппроксимирующей плоскости будет отличаться, но общая структура останется неизменной: $W_a = W_0 + C_1K_{c_l} + C_2K_{c_t} + C_3K_\rho$. Значения коэффициентов C_1, C_2 и C_3, с одной стороны, отражают относительный вклад изменения параметров в изменение амплитуды, а с другой, величину этого изменения.



(в)

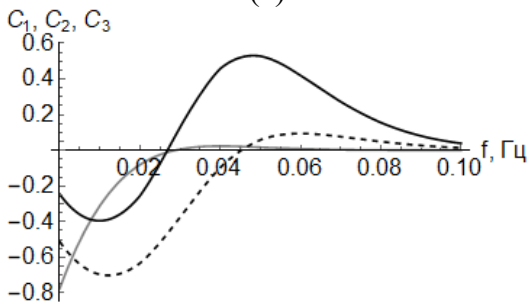


Рис. 2. Зависимость коэффициентов аппроксимации C_1, C_2 и C_3 при изменении параметров первого (а), третьего (в) и пятого (д) слоя.

Рис. 2 демонстрирует, что в зависимости от частоты наблюдается довольно сложная картина относительных вкладов скоростей упругих волн в изменение амплитуды. На разных частотах может доминировать как вклад K_{c_l}, так и вклад K_{c_t}, при этом случай третьего слоя отличается от случая первого и пятого слоя, что связано с особенностями изменения профиля поверхностной волны. На низких частотах преобладает вклад K_{c_l}, а на высоких K_{c_t}, исключение же составляет только случай первого слоя, поскольку на высоких частотах многослойная среда эквивалента однослойной. При этом наблюдаются области с наиболее сильным изменением амплитуды, которые указывают на доминантные частоты и в этих областях преобладает вклад K_{c_t}. При этом вклад изменения плотности в изменение амплитуды является сопоставимым по величине с вкладом скоростей упругих волн, что открывает дополнительные возможности для амплитудных методов по сравнению со скоростными, в силу того, что скорость ПАВ является менее чувствительной к изменению этого параметра [7].

Таким образом, в работе на основе модели плавного перехода проанализирована чувствительность амплитуды поверхностной волны к изменению параметров пятислойной системы. Полученные результаты демонстрируют, что зависимость амплитуды на поверхности от упругих параметров системы носит более сложный характер по сравнению с зависимостью скорости поверхностной волны, для которой можно ограничится анализом только скорости поперечных волн. Поэтому для большей корректности и повышения точности обработки данных ММЗ необходима процедура инверсии.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИФЗ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.А Жостков и др. // Изв. РАН. Сер. Физ.. 2017. Т. 81. № 1. С. 72.
2. А.В. Горбатиков, В.Л. Барабанов // Физика Земли. 1993. № 7. С. 85.
3. Т.Б. Яновская // Физика Земли. 2017. № 6. С. 18.
4. А.В. Горбатиков., А.А. Цуканов // Физика Земли. 2011. №. 4. С. 96.
5. Р.А Жостков, Д.А. Жарков // Акуст. журн. 2024. Т. 70. № 6. С. 907.
6. И.А. Викторов “Звуковые поверхностные волны в твердых телах ” М.: Наука, 1981.
7. Т.Б. Яновская “Поверхностно-волновая томография в сейсмологических исследованиях” М.: Наука, 2015.

Многочастотное восстановление акустических неоднородностей с привлечением функционального аппарата угловых гармоник

Д.И. Зотов, О.Д. Румянцева
Московский государственный университет им. М.В .Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики
burov@phys.msu.ru

Рассматривается акустическая обратная задача рассеяния, цель которой – восстановление внутренней структуры томографируемого объекта-рассеивателя. Такая задача сложна и многогранна. В представляемой работе искомая внутренняя структура объекта неоднородна (зависит от рассматриваемой точки $\vec{r}$) и характеризуется скоростью звука $c(\vec{r})$ и амплитудным коэффициентом поглощения $\alpha(\vec{r},\omega_j)$, который зависит от текущей частоты ω_j в рабочем частотном диапазоне по закону:

$$\alpha(\vec{r},\omega_j) = \left(\frac{\omega_j}{\omega_0}\right)^{\zeta(\vec{r})} \alpha(\vec{r},\omega_0)\,. \tag{1}$$

Здесь $\omega_0 > 0$ – некоторая фиксированная частота; $\zeta(\vec{r})$ – показатель степени частотной зависимости. Ниже предполагается, что показатель ζ постоянен ($\zeta \equiv \mathrm{const}$) и известен. Нужно найти функции $c(\vec{r})$ и $\alpha(\vec{r},\omega_0)$ на основе многоракурсной информации о томографируемом объекте. А именно, объект-рассеиватель облучается фиксированным падающим полем, а на приемниках, окружающих объект со всех сторон, регистрируется поле, которое прошло через объект, т.е. рассеялось на нем. После этого изменяется ракурс падающего поля, и измерения приемниками повторяются. Предполагается, что ракурсы облучения (так же как и ракурсы приема) охватывают объект, в итоге, со всех сторон.

Для восстановления $c(\vec{r})$ и $\alpha(\vec{r},\omega_0)$ с высокой точностью и высокой разрешающей способностью (не хуже характерной длины волны) необходимы строгие волновые методы решения обратной задачи рассеяния. Некоторые из них представлены в [1, 2]. Тогда в результате решения обратной задачи при фиксированной частоте сначала восстанавливается функция рассеивателя

$$v(\vec{r},\omega_j) = \omega_j^2\left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c^2(\vec{r})}\right) - 2i\,\omega_j\,\frac{\alpha(\vec{r},\omega_j)}{c(\vec{r})}\,. \tag{2}$$

Знак при мнимой части данной функции соответствует временнóй зависимости полей $\sim \exp(-i\omega_j t)$. Здесь c_0 – известная скорость звука в однородной непоглощающей среде, которая находится везде вне исследуемого объекта и называется фоновой средой. Подстановка зависимости (1) в (2) дает:

$$v(\vec{r},\omega_j) = \omega_j^2\left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c^2(\vec{r})}\right) - 2i\left(\frac{\omega_j}{\omega_0}\right)^{\zeta+1}\frac{\omega_0\,\alpha(\vec{r},\omega_0)}{c(\vec{r})}\,. \tag{3}$$

Ранее были выполнены численные эксперименты, показывающие принципиальную возможность восстановления функции рассеивателя $v(\vec{r},\omega_j)$ функциональными методами [2, 3]. Функциональные методы решения обратной задачи рассеяния весьма перспективны, поскольку они позволяют учитывать эффекты многократного рассеяния волн практически строго и, в случае двумерной задачи, не

требуют итераций. В настоящее время выполнена модификация [4] двумерного функционального алгоритма [3], и основным моментом этой модификации является использование аппарата угловых гармоник для описания известных экспериментальных данных и неизвестных внутренних полей (т.е. полей внутри объекта). Внутренние поля необходимо найти в процессе решения обратной задачи для восстановления, в итоге, функции $v(\vec{r},\omega_j)$ с последующим выделением из нее искомых пространственных распределений $c(\vec{r})$ и $\alpha(\vec{r},\omega_0)$ на основе выражения (2).

Принципиальная трудность, возникающая при восстановлении рассеивателей в рассматриваемой задаче томографии (причем практически вне зависимости от конкретного алгоритма восстановления), заключается в неустойчивости решения обратной задачи. Достаточно подробно данный вопрос, с точки зрения объема дискретизованных данных и общего количества искомых неизвестных, описан в [1]. В сущности, порог возникновения неустойчивости взаимосвязан с силой исследуемого рассеивателя: чем сильнее рассеиватель, тем сильнее процессы многократного рассеяния волн и, как следствие, тем хуже становится устойчивость решения. В свою очередь, сила рассеивателя определяется характерными волновыми размерами данного рассеивателя, а также контрастом и знаком скорости звука [1]. Кроме того, присутствие поглощения в рассеивателе дополнительно увеличивает силу рассеивателя, поскольку усугубляет процессы многократного рассеяния. С точки зрения процесса восстановления рассеивателя, это приводит к ситуации, которая иллюстрируется на рис. 1. Для иллюстрации были выбраны два объекта одинаковой формы с волновым размером, максимально возможным при ультразвуковом томографировании молочной железы: немного более $200\,\lambda_0$, где $\lambda_0 = 1$ мм – рабочая длина волны ультразвука при частоте 1.5 МГц и $c_0 = 1500$ м/с. Для одного из объектов характерный контраст скорости звука, по сравнению с фоновым значением c_0, составлял около 25 м/с (рис. 1а). Тогда волна при распространении вдоль центрального сечения приобретает дополнительный набег фазы $\Delta\psi \approx 5.0\pi$. Оказывается, что восстановление данного рассеивателя вышеупомянутым функциональным алгоритмом в монохроматическом режиме в отсутствие шумовых помех дает адекватный результат (рис. 1а). Для другого объекта увеличение контраста до 30 м/с (на практике контраст в молочной железе разных пациенток может быть еще больше) при сохранении прежнего размера приводит к дополнительному набегу фазы $\Delta\psi \approx 7.2\pi$, и уже становится невозможным обеспечить устойчивое восстановление в монохроматическом режиме (рис. 1б).

Наиболее логичным (и практически единственным) способом устранения неустойчивости в такой ситуации является использование входных данных на многих частотах, присутствующих в реальных сигналах, т.е. многочастотный или импульсный режим томографирования [5]. Тогда при восстановлении рассеивателя к основным уравнениям для нахождения внутреннего поля, которые записываются для каждой из рабочих частот ω_j, добавляются уравнения связи. Уравнения связи используют тот факт, что искомые функции $c(\vec{r})$ и $\alpha(\vec{r},\omega_0)$ не зависят от частот ω_j, и при этом известна частотная зависимость множителей, стоящих при этих функциях в выражении (3).

Наиболее просто выглядят условия связи в случае коэффициента поглощения, зависящего от частоты линейно: $\zeta \equiv 1$. Тогда, согласно (3), $\mathrm{Re}\,v(\vec{r},\omega_j)$ и $\mathrm{Im}\,v(\vec{r},\omega_j)$ имеют одинаковую частотную зависимость $\sim \omega_j^2$, а уравнения связи имеют вид [2, 5]:

$$\frac{v(\vec{r},\omega_j)}{(\omega_j)^2} - \frac{v(\vec{r},\omega_{j+1})}{(\omega_{j+1})^2} = 0, \quad j = \overline{1, J}, \tag{4}$$

где J – общее количество частот.

Тем самым, в рамках представляемой работы, уравнения связи (4) внедряются в аппарат угловых гармоник функционального алгоритма. В сочетании с небольшой дополнительной регуляризацией, которая делает решение промежуточных систем уравнений более стабильным, предлагаемый многочастотный вариант функционального алгоритма повышает устойчивость восстановления искомых пространственных распределений скорости звука и коэффициента поглощения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00192, https://rscf.ru/project/24-22-00192/

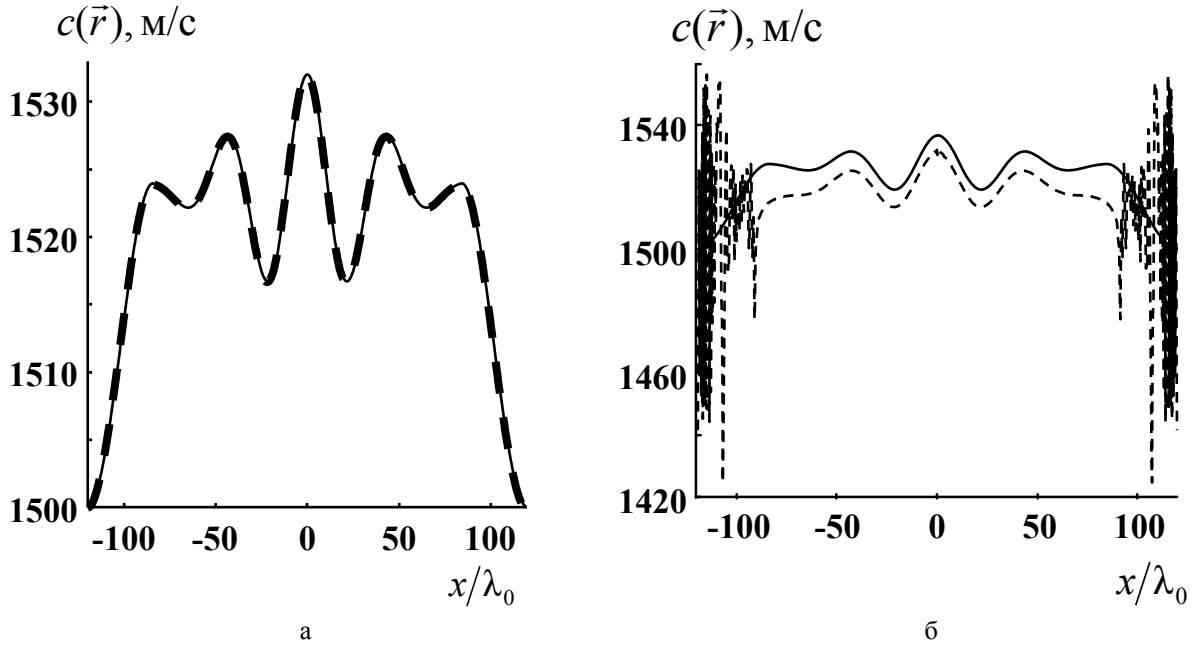


Рис. 1. Центральные сечения двумерных неоднородных непоглощающих объектов-рассеивателей с различным характерным контрастом скорости звука: истинные значения скорости (тонкая линия) и их восстановленная оценка (толстый пунктир) до возникновения неустойчивости (а) и в случае возникновения неустойчивости (б) процесса восстановления в одночастотном режиме; $\lambda_0 = 1$ мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Буров, О.Д. Румянцева “Обратные волновые задачи акустической томографии. Ч. 2: Обратные задачи акустического рассеяния” М.: URSS, 2020, 2021.

2. В.А. Буров, О.Д. Румянцева “Обратные волновые задачи акустической томографии. Ч. 4: Функционально-аналитические методы решения многомерной акустической обратной задачи рассеяния” М.: ЛЕНАНД, 2024.

3. R.G. Novikov // Intern. Mathematics Research Papers. 2005. V. 2005. No 6. P. 287.

4. D.I. Zotov, O.D. Rumyantseva, A.S. Cherniaev // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2025. V. 89. No 1. P. 109.

5. В.А. Буров, Н.В. Алексеенко, О.Д. Румянцева // Акуст. журн. 2009. Т. 55. No 6. С. 784.

Учет диссипативных эффектов при распространении линейных волн в узких трубках переменного сечения

К.О. Комаровский[1], В.А. Гусев[2]
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
kirill_komarovsky_1998@mail.ru

Данная работа посвящена анализу особенностей распространения акустических волн в составных трубках переменного сечения, в которых разные участки могут обладать различными акустическими характеристиками [1,2]. В работе рассматривается поведение акустических волн в линейной постановке с учетом диссипации среды [3].

Как известно, акустические волны в трубках переменного сечения при отсутствии вязкости описываются уравнением Вебстера [4], обобщающим волновое уравнение. С математической точки зрения имеется также аналогия с распространением пространственно-модулированных ограниченных пучков в лучевой трубке [5]. Однако при учете вязкости среды, необходимо уточнить исходные уравнения и итоговое уравнение волнового типа.

Ограничимся случаем поршневого распространения в узкой трубке, когда можно использовать одномерное описание. Исходным уравнением является одномерное уравнение Навье-Стокса:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} + b\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \tag{1}$$

где u – колебательная скорость, p – давление, ρ_0 – равновесная плотность среды, $b = \xi + \frac{4}{3}\eta$, η – коэффициент сдвиговой вязкости, ξ – коэффициент объемной вязкости. Уравнение непрерывности для давления в узкой трубке с учетом переменной площади поперечного сечения $S(x)$:

$$S\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 c^2 \frac{\partial}{\partial x}(Su). \tag{2}$$

Продифференцируем уравнение (2) по t:

$$S\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -c^2\frac{\partial}{\partial x}\left(S\rho_0\frac{\partial u}{\partial t}\right) = c^2\frac{\partial}{\partial x}\left(S\frac{\partial p}{\partial x}\right) - bc^2\frac{\partial}{\partial x}\left(S\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right). \tag{3}$$

Уравнение (3) при отсутствии вязкости имеет вид уравнения Вебстера. Как видно, при учете вязкости уравнение (3) не является замкнутым относительно давления. В то же время для ограниченных пучков удается записать замкнутое уравнение для давления [5]. В этом проявляется отличие указанных двух задач. Кроме того, уравнения типа Вебстера для давления и колебательной скорости отличаются по форме, особенно при учете вязкости [6].

Для дальнейшего исследования удобно записать замкнутое уравнение для p. Это можно сделать в приближенном модельном виде. Считая, что коэффициент вязкости мал, в последнем слагаемом уравнения (3) используем связь между u и p, как если бы трубка имела постоянное сечение. Таким образом, уравнение (3) примет вид:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{1}{S}\left(c^2 + \frac{b}{\rho}\frac{\partial}{\partial t}\right)\frac{\partial}{\partial x}\left(S\frac{\partial p}{\partial x}\right). \tag{4}$$

Для гармонической волны $p \sim e^{-i\omega t}$ и, делая замену $p_0 = \frac{F}{\sqrt{S}}$, можно получить следующее уравнение:

$$F'' + \left(\widetilde{k^2} - \frac{\left(\sqrt{S}\right)''}{\sqrt{S}}\right)F = 0, \qquad (5)$$

где $\widetilde{k^2} = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - i\frac{b\omega}{\rho c^2}\right)^{-1}$.

Рассмотрим задачу прохождения волны через перемычку переменного сечения, соединяющую два участка трубы постоянного сечения. Схематически ситуация изображена на рис. 1. В общем случае параметры среды - плотность ρ_1 и скорость звука c_1 - в области II с сужением ($0 < x < d$) отличаются от параметров среды - плотности ρ_0 и скорости звука c_0 - на участках I и III с постоянным сечением.

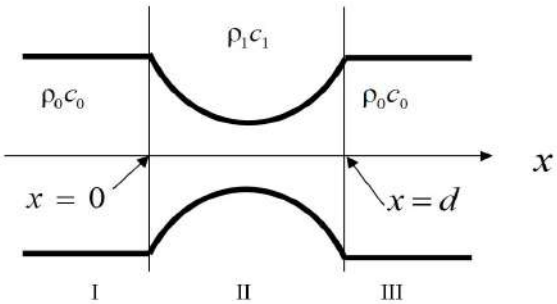


Рис. 1. Трубка, которая содержит область сужения II ($0 < x < d$), заполненную средой с плотностью ρ_1 и скоростью c_1 звука.

Зададим функцию специального вида $S(x) = S_m \mathrm{ch}^2\left[\gamma\left(x - \frac{d}{2}\right)\right]$, где S_m, d - геометрические характеристики участка переменной толщины: S_m - минимальная безразмерная площадь сужения, достигаемая при значении координаты $x = \frac{d}{2}$, и d - длина этого участка. В этом случае уравнение (5) имеет постоянные коэффициенты и может быть точно решено.

В области I и III ($x < 0$) и ($x < d$) комплексную амплитуду давления и колебательную скорость можно связать через уравнение Эйлера: $\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x}$. В области II ($0 < x < d$), где есть неоднородность, для связи амплитуды давления и колебательной скорости можно использовать уравнение Навье-Стокса (1) или уравнение непрерывности (2).

Для нахождения коэффициента прохождения волны, необходимо поставить граничные условия – непрерывности полей давления p и скорости u на границах $x = 0$, $x = d$.

Для построения графика зависимости квадрата модуля коэффициента прохождения волны T от безразмерного волнового числа kd можно в области II использовать связь между давлением и скоростью через уравнение Навье–Стокса, из которого можно получить приближенное решение, или через уравнение непрерывности, которое имеет точное решение. Далее сравним эти частотные зависимости коэффициента прохождения. Ниже будет показано, что в области туннелирования эти подходы дают несколько различные решения, хотя ожидаемое поведение решений должно быть одинаковым.

Коэффициент прохождения по определению:

$$T = \frac{P_t}{P_i}, \qquad (6)$$

где P_i, P_t – амплитуды падающей и прошедшей волн.

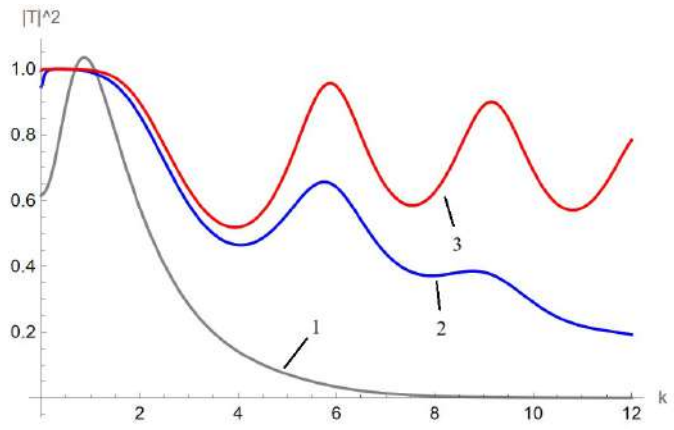


Рис. 2. Частотные зависимости квадрата коэффициента прохождения для параметра $S_m = 0.34$ при разных параметрах диссипации при использовании уравнения Навье – Стокса.

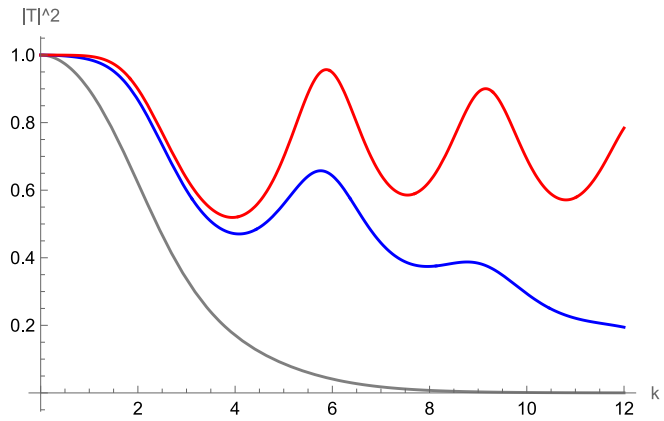


Рис. 3. Частотные зависимости квадрата коэффициента прохождения для параметра $S_m = 0.34$ при разных параметрах диссипации при использовании уравнения непрерывности.

Видно, что на рис. 2 при определенных геометрических параметрах трубки и диссипации коэффициент прохождения превышает единицу в некоторой области частот, что связано с приближенным решением уравнения Навье–Стокса. На рис. 3, где связь между колебательной скоростью и давлением использовалась на основе уравнения непрерывности, решение которого в ходе данной задачи получалось точным, видно, что коэффициент прохождения волны не превышает единицы в той области частот, где наблюдается эффект туннелирования волны. Таким образом, решение в области туннелирования является чувствительным к используемым приближениям, поэтому для расчета коэффициентов прохождения и отражения необходимо использовать подходы с меньшим числом приближений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Руденко О.В., Шварцбург А.Б.* // Акуст. журн. 2019. Т. 61. № 1. С. 30-39.
2. *Комаровский К.О., Гусев В.А.* // Нелинейные волновые явления в узких трубках переменного сечения: Всероссийская акустическая конференция, ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, Санкт – Петербург, 2020. С.128-133.
3. *Руденко О.В., Гурбатов С.Н., Хедберг К.М.* Нелинейная акустика в задачах и примерах. М.: Физматлит, 2007.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Курс теоретической физики. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
5. *Гусев В.А., Руденко О.В.* // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 1. С. 30-42.
6. *Гусев В.А., Комаровский К.О.* // Известия РАН, серия физическая. 2025. Т. 89. № 4.

Экспериментальное измерение и численное моделирование акустической радиационной силы, действующей на цилиндрический рассеиватель в воде

Л.М. Котельникова, С.А. Цысарь, Е.А. Петров, О.А. Сапожников
Физический факультет,
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
kotelnikova.lm16@physics.msu.ru

Данная работа направлена на исследование акустической радиационной силы (АРС), возникающей в жидкости под действием интенсивных звуковых волн при передаче рассеивающему и/или поглощающему объекту импульса падающей на него акустической волны. Явление радиационной силы позволяет бесконтактным образом притягивать, толкать и направленно перемещать объекты. Данное свойство используется в медицине для перемещения почечных камней и их фрагментов в теле человека [1]. Для развивающихся направлений практических применений АРС (толкание, притягивание объектов, манипулирование ими, акустический пинцет [2]) необходимо развитие численных моделей для расчета силы, а также их экспериментальная верификация.

В настоящей работе экспериментально и численно исследуется величина акустической радиационной силы, действующая на цилиндр (стальной или оргстеклянный), расположенный соосно падающему на него фокусированному ультразвуковому пучку. Высоты и диаметры используемых цилиндров варьировались от 2 до 12 мм. Цель работы – установление качественных связей между величиной АРС и линейными размерами цилиндров.

Экспериментальные измерения вертикальной компоненты АРС, действующей на цилиндры, проводились с помощью экспериментальной установки, разработанной авторами ранее и использовавшейся для измерения АРС, действующей на стальные и стеклянные шары (см. рис. 1) [3]. Данная установка позволяет измерять силу напрямую, с помощью электронных весов. Это т.н. “метод взвешивания”. На рис. 1 представлены фотография и схема измерений, указаны все основные детали установки. В бассейн с дегазированной водой был помещен фокусирующий пьезокерамический излучатель в виде сферической чаши (фокусное расстояние 70 мм, апертура 100 мм, для дальнейших расчетов АРС была измерена акустическая голограмма излучателя [4]), который был закреплен на системе позиционирования (VP9000, Velmex, США; точность 2.5 мкм при движениях вдоль трех взаимно перпендикулярных осей). На акустической оси излучателя соосно с ней располагался цилиндрический рассеиватель: рассеиватель фиксировался в системе из четырех туго натянутых лесок, которые далее опирались на конструкцию из жестких трубок (жесткая рама), не касающуюся стенок бассейна, которая, в свою очередь, опиралась на электронные весы (VI-3mg, Acculab, США). Для отсечения возможных гидродинамических потоков и всплывающих пузырей из-за кавитации, над рассеивателем располагалась тонкая звукопрозрачная мембрана, в роли которой выступала полиэтиленовая пленка толщиной 30 мкм. Для подавления отражения от дна бассейна на его дне располагался акустический поглотитель. Во время измерений АРС с генератора (33250A, Agilent, США) через усилитель (210L, Electronics & Innovation, США) на излучатель подавался непрерывный гармонический сигнал на частоте 1.072 МГц. На цилиндр начинала действовать постоянная АРС, направленная в случае используемых цилиндров всегда вниз. В результате показания весов (изначально оттарированные, т.е. равные нулю) достаточно быстро (менее чем за 2 секунды) менялись, стабилизировались на определенном значении: например, порядка 200–500 мг в фокусе пучка. Эти результаты можно перевести в ньютоны или в безразмерную

величину АРС [5]. Подобным образом проводились измерения вертикальной компоненты радиационной силы вдоль оси фокусирующего излучателя (небольшие отклонения от этой оси могли быть, что связано с трудностями выравнивания установки): излучатель передвигался с шагом 0.10–0.25 мм для получения детальной кривой зависимости вертикальной компоненты АРС от расстояния до излучателя. Полученные зависимости анализировались для нахождения зависимости величины АРС от диаметра и высоты цилиндра.

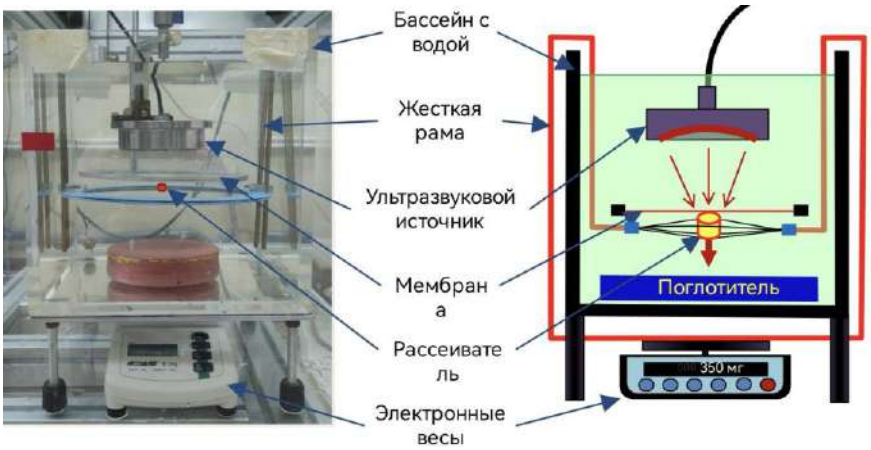


Рис. 1. Экспериментальная установка: слева – ее фото, справа – схема.

После этого проводилось численное моделирование, максимально приближенное к условиям эксперимента: из измеренной голограммы выбиралось такое распределение на поперечной полуоси, которое давало силу, максимальньно приближенную к результатам эксперимента. Численное моделирование было выполнено в среде MATLAB в осесимметричном приближении. Распространение упругих волн в неоднородной изотропной упругой среде (неоднородностью являлся помещенный в воду твердотельный цилиндр) моделировалось как решение системы уравнений, записанных в цилиндрической системы координат с учетом аксиальной симметрии: два уравнения движения (для радиальной и осевой компонент колебательной скорости) и четыре уравнения, полученные из закона Гука (для четырех компонент тензора напряжений). Система уравнений решалась относительно шести неизвестных методом конечных разностей с центральной разностной производной на смещенных сетках [6]. Расчеты производились для случая падения короткого импульса на цилиндр, в результате на сетках в каждой точке были получены временные зависимости полного поля акустического давления, из которых с помощью БПФ можно было получить распределение на искомой частоте 1.072 МГц. Далее через интеграл по замкнутой поверхности, охватывающей цилиндрический рассеиватель, рассчитывалась АРС [5].

В результате проделанных действий были выявлены основные закономерности величины АРС, действующей на цилиндр: АРС в среднем возрастала при увеличении диаметра цилиндра (до момента насыщения, когда верхний торец цилиндра захватывал почти весь пучок) и почти не менялась при изменении его высоты. Работа поддержана стипендией Фонда развития теоретической физики и математики “Базис” (№ 22-2-10-14-1).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Shah et al. // J. Urol. 2012. V. 187. No 2. P. 739.
2. A. Ozcelik et al. // Nat. Methods. 2018. V. 15. No 12. P. 1021.
3. O. Sapozhnikov et al. // Proc. Mtgs. Acoust. 2022. V. 48. No 1. P. 045005.
4. O.A. Sapozhnikov et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 138. No 3. P. 1515
5. O.A. Sapozhnikov, M.R. Bailey // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 133. No 2. P. 661.
6. Y.-H. Chen, W.C. Chen, Liu Q.-H. // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 103. No 2. P. 702.

Акустические свойства кристалла литий натрий молибдена

М.Г. Мильков[1], В.С. Хоркин[1], М.И. Купрейчик[1], В.И. Балакший[1], С.Н. Манцевич[1], Н.А. Хохлов[2], Е.В. Ежикова[3]
[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*
[2] *ООО «Кристаллы Сибири»*
[3] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*
milkov1981@mail.ru

Акустооптический (АО) эффект составляет основу работы различных современных АО приборов [1, 2, 3]. В настоящее время в АО устройствах используются как оптически изотропные среды, так и оптически одноосные кристаллы [4]. Применение в акустооптике оптически двуосных кристаллов открывает широкие перспективы не только для улучшения характеристик уже существующих типов приборов, но и для создания принципиально новых АО устройств [5]. Для создания АО устройств необходимо выбирать кристаллические среды с определенным сочетанием различных физических свойств. При оценке перспективности применения того или иного материала в акустооптике нужно иметь подробную информацию об акустических, фотоупругих, оптических и других свойствах этого материала.

В работе были проведены измерения величин фазовых скоростей продольных и сдвиговых акустических волн в различных направлениях в кристалле литий натрий молибдена $LiNa_5Mo_9O_{30}$ (LNM). По полученным данным решена обратная акустическая задача, а именно, рассчитаны все девять ненулевых компонент тензора упругих модулей для этого кристалла. Известные значения упругих модулей кристалла позволяют рассчитать фазовую и групповую скорости, а также направления вектора поляризации упругих волн, распространяющихся в произвольном направлении в кристалле.

Монокристалл состава $LiNa_5Mo_9O_{30}$ относится к ромбической сингонии (класс *mm2*) и обладает следующими параметрами элементарной ячейки: $a = 7.2265$ Å, $b = 37.1575$ Å, $c = 17.9398$ Å. Кристалл LNM может быть получен низкоградиентным методом Чохральского. Кристалл не растворяется в воде и имеет твердость по шкале Мооса равную 5. Фаза $LiNa_5Mo_9O_{30}$ впервые была получена в работе [6], а монокристалл $LiNa_5Mo_9O_{30}$ был впервые выращен в 2016 году [7]. Плотность кристалла составляет $\rho = 4.04 \pm 0{,}05$ г/см^3 [7]. Кристаллы LNM, которые исследованы в работе, были получены на кафедре Химии и Технологии кристаллов РХТУ им. Д.И. Менделеева.

В исследуемом материале диэлектрическая ось X направлена параллельно кристаллографической оси a, ось Y совпадает с осью c, а ось Z с осью b. Оси кристаллофизической системы координат X_1, X_2 и X_3 выбраны так, что они направлены, соответственно, вдоль осей X, Y и Z диэлектрической системы координат.

Для расчета упругих модулей в кристалле LNM были проведены измерения скоростей распространения продольных и сдвиговых акустических волн как вдоль осей кристаллофизической системы координат, так и в ее главных плоскостях вне направлений осей X_1, X_2 и X_3. Значения скоростей продольных волн были получены АО методом. Измерения скоростей сдвиговых волн проводились, главным образом, методом эхо-импульсов, однако для некоторых направлений эти скорости были также дополнительно измерены при помощи АО взаимодействия.

Образцы для проведения измерений были вырезаны в форме прямоугольных параллелепипедов. В первом образце, грани которого ортогональны осям

X_1 (a), X_2 (c) и X_3 (b), были измерены скорости распространения упругих волн вдоль главных осей кристалла (таблица 1).

Второй образец был вырезан так, что ось X_1 ортогональна одной паре его граней, а оси X_2 и X_3 расположены под углами, равными 45° к двум другим парам граней этого образца. Значения скоростей волн, распространяющихся в плоскости X_2X_3, ортогонально к оси X_1 и под углами 45° к осям X_2 и X_3 равны 4940 ± 30 м/с, 2880 ± 20 м/с и 2140 ± 20 м/с.

№ п.п.	Направление фазовой скорости волны	Поляризация волны	Скорость, м/с
1	X_1	X_1	4110 ± 30
2		X_2	2080 ± 20
3		X_3	2160 ± 20
4	X_2	X_2	4760 ± 30
5		X_1	2080 ± 20
6		X_3	2870 ± 20
7	X_3	X_3	5240 ± 30
8		X_1	2160 ± 20
9		X_2	2870 ± 20

Таблица 1. Скорости акустических волн вдоль кристаллофизических осей X_1, X_2 и X_3 в кристалле LNM.

Третий образец был вырезан таким образом, что ось X_2 ортогональна одной паре его граней, а ось X_1 расположена под углами, равными 20° и 70° к двум другим парам граней этого образца. Полученные значения скоростей трех упругих волн, распространяющихся в плоскости X_1X_3 под углом, равном 20° к оси X_1, составляют 4110 ± 30 м/с, 2490 ± 20 м/с и 2200 ± 20 м/с, а под углом, равном 70° к оси X_1, равны 4980 ± 30 м/с, 2790 ± 20 м/с и 2350 ± 20 м/с.

Четвертый образец изготовлен таким образом, что ось X_3 перпендикулярна двум его граням, а плоскость осей X_1X_2 параллельна двум другим граням. В этом образце возможно запустить ультразвуковую волну под углом, равным 59° к оси X_1. В нашей работе удалось измерить значения скоростей для двух продольных мод ультразвука в плоскости X_1X_2 вне направлений главных осей. Первая продольная мода ультразвука распространяется под углом 59° к оси X_1. Значение скорости этой моды получено АО методом в четвертом образце и оказалось равным 4350 ± 30 м/с. Направление распространения второй моды составляет угол 34,3° относительно оси X_1, а значение ее скорости, измеренное по малому фрагменту диаграммы Шефера-Бергмана, в первом образце оказалось равным 3960 ± 30 м/с.

Число независимых упругих констант в кристаллах орторомбической системы равно девяти, поэтому матрица упругих модулей и компоненты тензора Грина-Кристоффеля выглядят следующим образом (1) и (2):

$$c_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix}. \qquad (1)$$

$$\begin{aligned} &\Gamma_{11}=c_{11}\,m_1^2+c_{66}\,m_2^2+c_{55}\,m_3^2; && \Gamma_{22}=c_{66}\,m_1^2+c_{22}\,m_2^2+c_{44}\,m_3^2;\\ &\Gamma_{33}=c_{55}\,m_1^2+c_{44}\,m_2^2+c_{33}\,m_3^2; && \Gamma_{12}=(c_{12}+c_{66})\,m_1\,m_2;\\ &\Gamma_{13}=(c_{13}+c_{55})\,m_1\,m_3; && \Gamma_{23}=(c_{23}+c_{44})m_2\,m_3; \end{aligned} \qquad (2)$$

$\Gamma_{21}=\Gamma_{12}$; $\Gamma_{31}=\Gamma_{13}$ и $\Gamma_{32}=\Gamma_{23}$. Здесь m_i – компоненты единичного вектора.

Подбор всех девяти ненулевых констант упругости для кристалла LNM был осуществлен следующим образом. По измеренным скоростям были вычислены значения акустических медленностей $1/V$. Эти значения были внесены в программу, которая рассчитывает и строит срезы поверхностей обратных скоростей $1/V$ в главных плоскостях кристаллофизической системы координат X_1, X_2 и X_3 по задаваемым вручную значениям упругих модулей $c_{\alpha\beta}$. Наилучшее соответствие измеренных и рассчитанных значений $1/V$ получено при следующих значениях упругих модулей (3):

$$c_{\alpha\beta}=\begin{pmatrix} 6.8 & 1.95 & 2.3 & 0 & 0 & 0\\ 1.6 & 9.1 & 3.35 & 0 & 0 & 0\\ 2.3 & 3.35 & 11.1 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 3.33 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1.89 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1.74 \end{pmatrix}\times 10^{10}\quad [H/м^2]. \qquad (3)$$

Погрешности значений полученных констант упругости составляют 4% для констант c_{11}, c_{22}, c_{33}, c_{44}, c_{55}, c_{66} и 10% для констант c_{13}, c_{23} и c_{12}.

Выводы и результаты

В работе представлены результаты экспериментального исследования акустических свойств двуосного кристалла LNM. Измерены величины продольных и сдвиговых скоростей ультразвуковых волн, которые распространяются в главных кристаллографических плоскостях. По экспериментально полученным значениям скоростей впервые определены все компоненты тензора упругих модулей, что позволяет анализировать акустические свойства кристалла LNM в произвольном направлении.

Работа поддержана грантом РНФ №23-12-00057.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.

2. В. М. Котов “Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения” М.: Янус-К, 2016.

3. А.С. Задорин “Динамика акустооптического взаимодействия” Томск, Томский государственный университет, 2004.

4. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская “Основы кристаллофизики” М.: Наука, 1979.

5. A.Yu. Tchernyatin // Proc. of SPIE, 2005, v.5953, p. 59530 U.1.

6. Hamza H. et al. //ActaCrystallographica Section E: Structure Reports Online. 2012. T. 68. No. 11. P. 80-81.

7. Zhang W. et al. // Chemistry of Materials. 2016. T. 28. No. 12. P. 4483-4491.

Двумерная волновая модель акустических мод в клиновидной трещине, заполненной текучей средой

В.Г. Можаев[1], И.А. Недоспасов[2]
[1]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет*
[2]*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук*
vgmozhaev@mail.ru, ianedospasov@mail.ru

Рассматриваемые в докладе акустические моды относятся к малоизученному типу клиновых волн в твердых телах. Исследованию этих мод посвящены пока лишь две статьи [1-2], несмотря на обширный круг связанных с ними перспективных научных и прикладных задач и возможные применения, перечисленные в [2].

Математические сложности нахождения точных решений граничных задач для уравнений динамической упругости в клиновидных областях повышают роль в развитии соответствующей теории приближенных аналитических подходов. В [2] для случая малых углов клиновидной трещины, заполненной текучей средой (газом или жидкостью), была построена упрощенная лучевая теория распространения локализованных мод обсуждаемого типа. В представляемом исследовании предложена и развита новая приближенная двумерная волновая модель для этих мод. Данная модель в отличие от лучевого подхода разумно описывает пространственное распределение волновых полей без сингулярностей на каустиках в точках поворота лучей. Кроме того, она дает возможность уточнить входящее в лучевую теорию значение сдвига фазы на каустике в области края клиновидной выемки.

Исследования клиновых акустических волн в твердых телах начались в 1972 г. с их численного изучения в клине со свободной поверхностью в независимых работах [3-4] и последовавшей вскоре экспериментальной регистрации в [5]. Численные расчеты проводились в [3] методом конечных элементов, а в [4] авторы использовали разложение волнового поля по функциям Лагерра с учетом только конечного, хотя и большого числа членов ряда. В 1974 г. МакКенна и др. в [6] нашли аналитическое решение задачи о распространении антисимметричных клиновых волн на основе использования уравнения моментов из классической теории изгиба тонких пластин. Лучевой аналог этой задачи был предложен в [7], где в отличие от [6] учтено ограничение роста скорости изгибных волн с увеличением локальной толщины клиновидной пластины. Такой учет позволил правильно описать поведение скорости клиновых волн с ростом угла клина θ_w как в области $\theta_w << 1$, так и при бóльших углах.

Для клиновых волн жидкостного типа в упругих твердых телах к настоящему времени разработана лишь лучевая теория [7], а результаты для пространственного распределения полей, подобные тем, что известны для остроугольных клиньев со свободной поверхностью [6], пока отсутствуют. В представляемой работе, как и в [7], используем приближение $\theta_c << 1$, где θ_c - угол заполненного жидкостью клиновидного выреза в твердом теле. Тогда волновое поле в жидком клине можно локально аппроксимировать модой Крауклиса [8] в плоскопараллельной щели между двумя одинаковыми упругими полупространствами с толщиной h, соответствующей ее локальному значению, $h = r2\,\mathrm{tg}(\theta_c/2)$, r - расстояние до края выреза.

В указанном приближении и в рамках модели идеальной жидкости выводится двумерное волновое уравнение для рассматриваемых мод. Для этого используем уравнение непрерывности, которое интегрируем по локальной толщине h тонкой клиновидной трещины, и учитываем, что изменение звукового давления в этом направлении при $h \to 0$ пренебрежимо мало. В результате получаем приближенное

волновое уравнение относительно звукового давления. Оно имеет сходство с известным уравнением Вебстера [9], но отличается от последнего двумерным характером и использованием импедансного граничного условия. Именно это условие обеспечивает падение скорости моды Крауклиса до нуля на крае клиновидного выреза, вызывая локализацию волнового поля в этой зоне. Для вычисления поверхностного импеданса твердого тела в случае низшей моды клина используем представление для скалярного и векторного потенциалов в форме, предложенной в [10].

При переходе к предельному случаю плоскопараллельного жидкого слоя полученное двумерное волновое уравнение дает то же выражение для фазовой скорости v, что известно для моды Крауклиса [8,11]: $v \approx (\gamma \omega h)^{1/3}$, где $\gamma = (1 - v_s^2 / v_l^2)\mu / \rho_f$, v_s и v_l скорости поперечной и продольной объемных волн в твердом теле, μ - модуль сдвига, ρ_f - плотность текучей среды. Для расширения области применимости искомого решения по углу жидкого клина аппроксимацию квадрата волнового числа k при малых h дополняем, подобно лучевой теории [5], вторым слагаемым k_{SG}^2, что обеспечивает правильную асимптотику в противоположном пределе $h \to \infty$ и хорошую точность этого выражения при любых h

$$k^2 = \frac{\omega^2}{\gamma kh} + k_{SG}^2 . \tag{2}$$

Здесь k_{SG} - волновое число волны Шолте-Гоголадзе. В случае низшей моды жидкого клина с углом $\theta_c << 1$ описанный подход дает тот же закон изменения волнового числа k_w от θ_c, что и лучевая теория [5], а в дополнение к ней дает аналитическое выражение для распределения по r основной продольной компоненты смещения u_r

$$u_r = u_{r0} \exp(-k_w r) . \tag{3}$$

Для высших мод процедура расчета поверхностного импеданса твердого тела существенно усложняется из-за необходимости разложения решения в ряд по функциям Лагерра по всем трем декартовым координатам.

Исследование В.Г. Можаевым проводилось в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова. И.А. Недоспасов благодарен за частичную поддержку РНФ (грант № 22-79-10267).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Liu et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. No 2. Art. No 023505.
2. В.Г. Можаев // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 1. С. 89.
3. P.E. Lagasse // Electron. Lett. 1972. V. 8. No 15. P. 372.
4. A.A. Maradudin et al. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. No 4. P. 1106.
5. I.M. Mason, M.D. Motz, J. Chambers // Electron. Lett. 1972. V. 8. No 17. P. 429.
6. J. McKenna et al. // IEEE Trans. 1974. V. SU-21. No 3. P. 178.
7. В.Г. Можаев // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 1989. Т. 30. № 5. С. 40.
8. П.В. Крауклис // Прикл. матем. мех. 1962. Т. 26. № 6. С. 1111.
9. A.G. Webster // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 1919. V. 5. No 7. P. 275.
10. J.K. Knowles // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. No. 22. P. 5480.
11. V. Korneev // Geophysics. 2008. V. 73. No 1. P. N1.

Использование поглощающих слоев для подавления переотражений между пьезоэлектрическим излучателем и твердотельным рассеивателем при исследовании акустической радиационной силы

Е.А. Петров, Л.М. Котельникова, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников
Физический факультет,
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
epetmail03@gmail.com

Исследование воздействия ультразвуковых волн на физические объекты является актуальной практической задачей. Одним из эффектов, создаваемых такими волнами, является акустическая радиационная сила (АРС), возникающая при передаче рассеивающему или поглощающему объекту количества движения (импульса) падающей на него акустической волны. Данное явление позволяет дистанционно манипулировать объектами малых (миллиметровых и микронных) размеров, притягивать и толкать их, что находит применение в медицине для направленного выталкивания фрагментов почечных камней.

В наших предшествующих исследованиях была изучена зависимость АРС от расстояния между излучателем и рассеивателем [1 – 3]. Однако экспериментальные данные продемонстрировали осциллирующий характер указанной зависимости, что противоречило результатам численного моделирования. На графиках наблюдались выраженные осцилляции, обусловленные формированием стоячих волн. Эти явления возникают вследствие многократного переотражения звуковых волн между поверхностью пьезоэлектрического излучателя и частицей-мишенью, что приводит к интерференции падающих и отражённых волн и, как следствие, к искажению акустического поля.

В рамках настоящего исследования была изучена возможность подавления стоячих волн путём использования слоистой структуры, состоящей из пластин из оргстекла, размещаемой между излучателем и рассеивателем. Толщина каждой пластины составляет 3 мм. Слои вносят потери, обусловленные как отражением звуковых волн на границах раздела сред, так и поглощением внутри материала. Конструкция слоистой структуры позволяет регулировать уровень потерь за счёт изменения количества слоев, которое варьировалось от 1 до 6. Основная цель работы заключалась в минимизации осцилляций, наблюдаемых в зависимости акустической радиационной силы (АРС) от расстояния между излучателем и рассеивателем, путём ослабления влияния стоячих волн.

Эксперименты по подавлению стоячих волн при измерении вертикальной компоненты АРС проводились с помощью установки, совпадающей с ранее разработанной авторами [4] с точностью до добавления в пространство между пьезокерамическим излучателем и рассеивателем слоистой структуры (Рис. 1а). В бассейн с дегазированной водой помещался фокусирующий пьезокерамический излучатель в виде сферической чаши, закрепленный на системе позиционирования. К излучателю крепилась слоистая структура с заранее подобранным количеством слоёв, достаточным для уменьшения переотражений (Рис.1б). На оси излучателя располагался шарообразный рассеиватель, закреплённый при помощи системы тонких лесок. Система опиралась на конструкцию из жестких трубок, которая, в свою очередь, опиралась на электронные весы, не касаясь стенок бассейна. Во время измерений на излучатель подавался непрерывный гармонический сигнал на частоте 1.072 МГц. На рассеиватель начинала действовать АРС, вертикальную компоненту которой можно было зарегистрировать с помощью весов при заранее оттарированных (т.е. равных нулю)

показаниях. Далее, перемещая излучатель вдоль оси симметрии системы, была получена зависимость АРС от расстояния между излучателем и рассеивателем, которая затем и анализировалась.

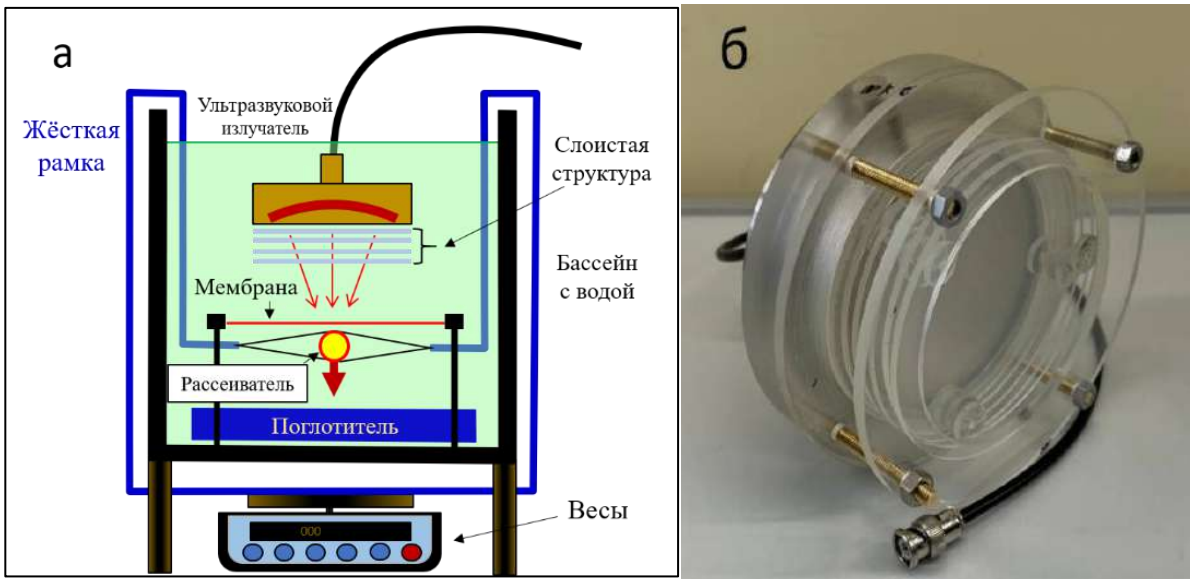


Рис. 1. а) Схема экспериментальной установки по измерению АРС. б) Пьезоэлектрический преобразователь с прикреплённой слоистой структурой.

Для того чтобы подобрать количество слоёв, оптимальное для уменьшения амплитуды переотражённых сигналов, был проведён дополнительный эксперимент по измерению параметров пластин из оргстекла. Для измерений была собрана установка, позволяющая определять коэффициент поглощения слоистой структуры с помощью “метода введения образца”. На рис. 2 *а* представлена фотография экспериментальной установки с указанием всех основных элементов. В ходе работы использовался резервуар, заполненный дегазированной водой, в котором были размещены два пьезокерамических преобразователя, зафиксированных на специальных рельсах. Между преобразователями устанавливалась слоистая структура, ориентированная параллельно рабочим поверхностям преобразователей. Один из преобразователей выполнял функцию излучателя акустического сигнала, а другой — приёмника. Коэффициент пропускания слоистой структуры определялся на основе анализа отношения модуля спектральной компоненты сигнала, зарегистрированного приёмником, к модулю спектральной компоненты эталонного сигнала, измеренного в отсутствие структуры. Данный метод позволил количественно оценить поглощающие свойства исследуемой конструкции. На рисунках 2 *б*, *в* изображены сигналы, прошедшие через один и шесть слоёв оргстекла, соответственно, по которым можно судить о характере изменения формы сигнала при варьировании количества пластин. Также были измерены акустические голограммы излучателя с различным количеством прикреплённых слоёв из оргстекла [5], что позволило произвести дальнейшие расчёты АРС, а также оценить влияние многослойной структуры на пространственное распределение поля.

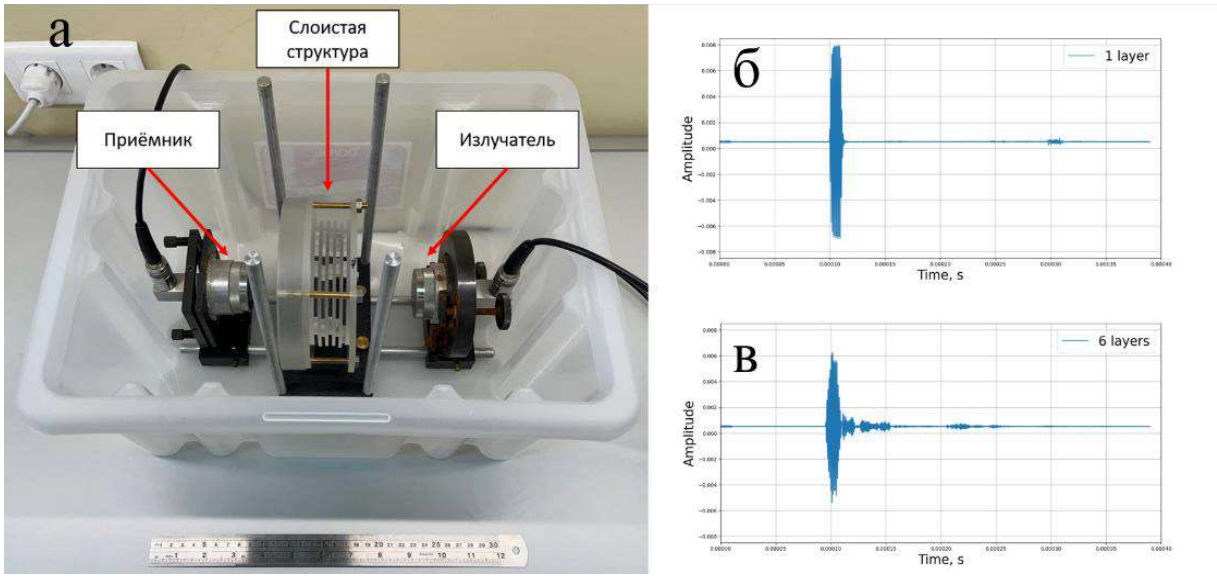


Рис. 2. а) Экспериментальная установка для измерения параметров слоистой структуры.
б), в) Форма сигнала после прохождения 1 слоя и 6 слоёв оргстекла.

В результате проведённых экспериментов была изучена возможность подавления осцилляций в зависимости акустической радиационной силы (АРС) от расстояния между излучателем и рассеивателем. Для достижения этой цели в систему была введена слоистая структура, предназначенная для поглощения переотражённых акустических волн. Конструкция структуры позволяла регулировать уровень потерь за счёт изменения числа составляющих её слоёв. Благодаря дополнительным исследованиям свойств пластин из оргстекла, количество этих пластин подбиралось таким, чтобы уровень потерь оказывался оптимальным. Данный подход позволил минимизировать влияние интерференционных эффектов на мишень, обусловленных многократными переотражениями, что способствовало сглаживанию экспериментальных данных и повышению их соответствия теоретическим моделям.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Karzova *et al*. // Proceedings of Meetings on Acoustics. 2017. V. 32. No 1. P. 045011.
2. A. Nikolaeva *et al*. // Proceedings of Meetings on Acoustics. 2019. V. 38. No 1. P. 045009.
3. А.В. Николаева и др. // Акустический журнал. 2016. V.62. No 1. P. 29 – 37.
4. O.A. Sapozhnikov *et al*. // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 138. No 3. P. 1515 – 1532.
5. L.M. Kotelnikova *et al*. // J. Acoust. Soc. Am. 2025. V. 157. No 2. P. 1391 – 1402.

Поверхностно-волновая томографии верхней части мантии вблизи Гавайского архипелага

Д.Д. Позднякова[1], Д.А. Преснов[2], А.С. Шуруп[1,2]
[1]*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*
[2]*Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН*
d_pozdnyakova@live.ru

В работе приводятся результаты томографической оценки пространственного распределения неоднородностей скоростей поперечных волн в литосфере и верхней астеносфере вблизи Гавайского архипелага. Используется трехмерная схема поверхностно-волновой сейсмоакустической томографии, численное исследование которой проводилось в [1]. В качестве исходных данных для инверсии используются времена распространения поверхностных волн, найденные путем корреляции микросейсмического шума, зарегистрированного донными сейсмическими станциями в ходе проведения эксперимента PLUME [2]. Результатом восстановления является трехмерное распределение параметров среды, а именно поперечных скоростей объемных волн, неоднородности которых могут быть ассоциированы с плюмом Гавайского вулкана.

Задача ставится следующим образом: существуют источники и приемники микросейсмических колебаний, достаточно равномерно расположенные на поверхности изучаемой области. Возмущение времен распространения поверхностных волн $\Delta t_i(f)$ считается как разность между известными экспериментальными t_i^{exp} и рассчитанными t_i^{teor} временами между i-ми парами источник-приемник на заданной частоте f. Решением задачи – восстановленное распределение возмущения скорости поперечных волн в среде $\Delta c_s(\vec{r})$ от ее «невозмущенного» значения $c_s^0(\vec{r})$.

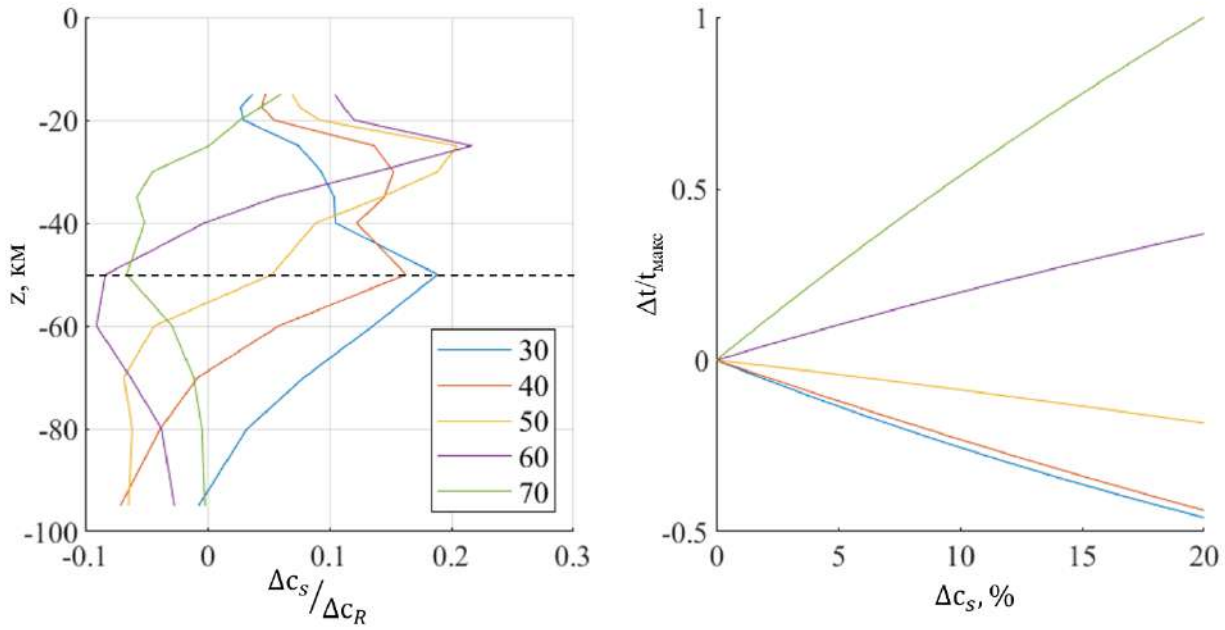


Рис. 1. Чувствительность групповых скоростей поверхностных волн к изменениям скоростей поперечных волн в среде для пяти частот в диапазоне от 30 до 70 мГц (слева) и проверка линейности зависимостей возмущения времен распространения поверхностных волн (обезразмеренная) от величины возмущений поперечных волн в среде на слое глубиной 50 км (справа) для тех же частот.

Это возмущение $\Delta c_s(\vec{r})$ ожидается малым по сравнению с фоновым значением $c_s^0(\vec{r})$, что позволяет предположить наличие квазилинейной зависимости [3]: $\Delta t_i(f) = t_i^{exp} - t_i^{teor} \sim \Delta c_s(\mathbf{r})$. Более подробно постановка обратной задачи и ее особенности описаны в работе [4].

Групповые скорости Рэлеевских волн более чувствительны к поперечным скоростям в среде, чем к продольным; и более чувствительны к изменениям параметров среды в менее глубоких зонах, чем фазовые скорости [5]. Оценка чувствительности групповых скоростей к изменению поперечных волн, производится с помощью численного расчета производных групповых скоростей Рэлеевских волн по скоростям поперечных волн на определенных глубинах, то есть на определенных слоях. При этом соотношение между продольными и поперечными скоростями считается постоянным: $c_p = \sqrt{3}c_s$. Для исходного диапазона частот от 30 до 70 мГц по полученным кривым (рис. 1) можно оценить интервалы глубин, где групповые скорости волн Рэлея наиболее чувствительны к изменению скоростей поперечных волн в среде. При этом стоит отметить наличие областей, в которых чувствительность становится отрицательной, то есть с ростом величины поперечных скоростей на определенной глубине скорости Рэлеевских волн в соответствующем зависимости частотном диапазоне будет уменьшаться и наоборот.

Обсуждаемая томографическая схема построена в предположении о линейной зависимости между возмущениями времен распространения поверхностных волн $\Delta t_i(f)$ и возмущениями скоростей поперечных волн $\Delta c_s(\vec{r})$, для проверки этого предположения была выполнена проверка линейности. На рис. 1 показаны графики обезразмеренных зависимостей времен распространения от величины возмущений скоростей поперечных

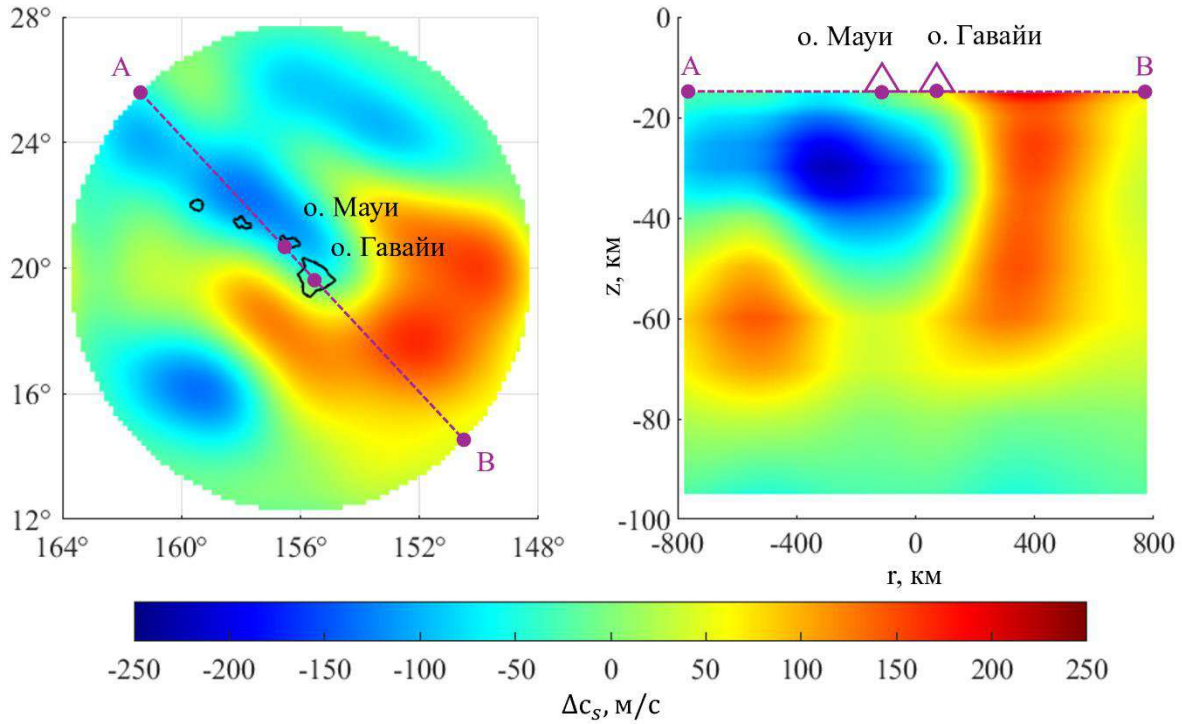


Рис. 2. Восстановленное распределение скоростей поперечных волн в области Гавайского архипелага по данным, полученным в ходе эксперимента PLUME. Слева горизонтальное сечение на глубине 20 км, справа вертикальный профиль, положение которого показано на сечении пунктирной линией.

волн на слое с глубиной 50 км. Из рассмотрения можно сделать следующие выводы: (1) в рассматриваемом диапазоне величин возмущений зависимость действительно является линейной; (2) характер полученных зависимостей согласован с чувствительностью: на слое глубиной 50 км чувствительность на частотах 60 и 70 мГц имеет отрицательное значение, в то время как зависимость возмущений времен распространения поверхностных волн $\Delta t_i(f)$ от возмущений скоростей поперечных волн $\Delta c_s(\vec{r})$ – обратная.

Разработанная трехмерная томографическая схема была опробована на данных, полученных в ходе эксперимента PLUME (Plume Lithosphere Undersea Melt) [6] в работе [2]. Из 17 частотных диапазонов от 30 до 70 мГц были использованы лишь 13: от 30 до 60 мГц, так как высокочастотные данные заметно искажали результаты восстановления от ожидаемых, что, по-видимому, обусловлено большой степенью нестационарности шумового поля [2]. Путем инвертирования исходных данных было получено трехмерное распределение скорости поперечных волн в среде. На рис. 2 представлены горизонтальное и вертикальное сечения возмущений скоростей поперечных волн. Скорости поперечных волн в северо-западной области, локализованные непосредственно под островами Гавайского архипелага, заметно ниже фоновых значений. Сильнее низкоскоростная аномалия под островами проявляется на глубине до 60 км и составляет около 200–250 м/с. В юго-восточной области и вокруг островов расположена высокоскоростная аномалия с амплитудами, достигающими 150–200 м/с. Низкоскоростные аномалии присутствуют также на юго-западе и северо-востоке от центра координат, но их наблюдение обусловлено, скорее, недостаточным покрытием сейсмическими станциями и траекториями между ними в данных областях.

Результаты томографической реконструкции трехмерных неоднородностей скоростей поперечных волн, полученные на основе экспериментальных данных с помощью развиваемого метода поверхностно-волновой томографии, представлены в настоящей работе впервые. Важно, что результаты восстановления с помощью предложенной томографической схемы согласуются с результатами, полученными в работах [6] и [7], что говорит о работоспособности обсуждаемого подхода.

Работа выполнена в рамках госзаданий МГУ, ИФЗ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Presnov D.A., Sobisevich A.L., Shurup A.S. // Phys. Wave Phenom. 2016. Vol. 24. No. 3. P. 249.
2. Тихоцкий С.А. и др. // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 1. С. 107.
3. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. // Акуст. журн. 2021. Т. 57. № 3. С. 348.
4. Позднякова Д. Д., Преснов Д. А., Шуруп А. С. // Сборник трудов XXXV Всероссийской школы-семинара Волновые явления: физика и применения имени профессора А. П. Сухорукова (Волны-2024), 26–31 мая 2024 года. 2024. С. 228–231.
5. Яновская Т.Б. «Поверхностно-волновая томография в сейсмологических исследованиях» СПб.: Наука, 2015.
6. Laske G. et al. // Geophys. J. Int. 2011. Vol. 187. P. 1725.
7. Ye C. et al. // Geophys. Res. Let. 2022. Vol. 49.

Акустическое излучение несферического газового пузыря при отрыве от подводной каверны

В.Е. Прохоров
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва
prohorov@ipmnet.ru

Несферический пузырь – начальная нестабильная стадия типовых сферических пузырей, присутствующих повсеместно в водной среде. Подобные пузыри формируются в момент выхода газа из любого источника, в природном или технологическом процессе, в том числе из подводных гейзеров и магистральных трубопроводов.

В настоящей работе исследуются пузыри, отрывающиеся от подводных каверн, образующихся при падении капель и струй на поверхность жидкости. Они представляют несомненный интерес, поскольку сопровождающий их звук является носителем информации об интенсивности инициирующих процессов – дождя [1,2], вовлечения воздуха [3] и примеси [4] на границе "океан-атмосфера". Основная энергия излучается именно на несферической стадии – ко времени, когда пузырь приобретает сферическую форму, излучение практически прекращается. Процессы образования резонансных газовых пузырей исследуются комплексно с одновременным применением гидрофонов и оптических средств визуализации. Скоростные высокоразрешающие средства визуализации и новаторские методы обработки позволяют выявить тонкие особенности структуры и динамики газовых пузырей – выделить их контуры, измерить объемы и периоды осцилляций [5,6]. Востребованность исследований остается неизменно высокой как для фундаментальной науки, так и многочисленных технологий [7-9].

Объемные осцилляции были измерены и детально проанализирован в [6]. Там же был предложен и механизм запуска осцилляций – быстрый спад компоненты внешнего давления (давления Лапласа) вследствие резкого уменьшения интегральной кривизны пузыря в момент его отрыва от подводной каверны. Полученные результаты стали возможны благодаря выделению осесимметричных пузырей, которые эпизодически возникают при отрыве от подводных каверн [5].

В настоящей работе в экспериментах с падающими каплями реализованы режимы отрыва симметричных пузырей, проведена видеосъемка на скоростях 50000 и 75000 к/с и регистрация звуковых сигналов с разрешением 1 мкс, что позволило исследовать взаимосвязь объемных и акустических осцилляций в диапазоне частоты осцилляций от 2 до 10 кГц.

На рис. 1а (вставка) приведен видеокадр отрыва пузыря с признаками вращательной симметрии, а на основном поле – временная зависимость отделяемого объема каверны до и после ее разделения на приповерхностную часть и собственно автономный пузырь. На интервале $t < -1$ мс пузырь растет, подсасывая воздух из атмосферы, затем стравливает его обратно, уменьшаясь в объеме. Одновременно с отрывом ($t = 0$ мс) запускаются объемные осцилляции (механизм запуска рассмотрен в [6]), которые выделены на основной кривой. Интервал, в течение которого они наблюдаются, довольно короткий – его длительность определяется продолжительностью стадии вращательной симметрии, которая редко превышает несколько миллисекунд. На рис. 1б показаны на единой временной оси объемные 1 и акустические осцилляции, а также приведены их спектры (вставка). В данном случае центральные частоты акустических и объемных осцилляций практически не отличается, но спектр последних несколько шире. В акустическом сигнале заметны признаки модуляции, причиной которых могут быть вариация затухания из-за меняющейся присоединенной массы, вызванной, в свою очередь, изменением формы пузыря.

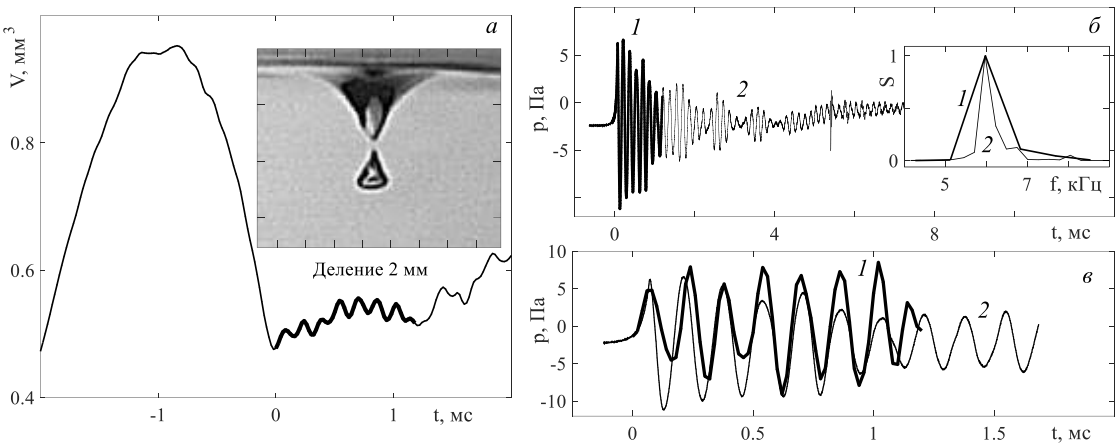


Рис. 1. *а* – Объем отделяемой части каверны до ($t \leq 0$) и после ($t > 0$) отрыва симметричного пузыря. Вставка – кадр в момент отделения. Жирный участок – выделенные в соответствии с методикой [5] объемные осцилляции. *б* – Акустический пакет осциллирующего пузыря, временной интервал объемных осцилляций *1* выделен жирным; на вставке – спектры объемных 1 и акустических 2 осцилляций. *в* – Начальный участок акустического пакета 1 с наложенными объемными осцилляциями 2.

На рис. 1в акустический сигнал показан на развернутой временной шкале вместе с объемными осцилляциями, в которых для наглядности отфильтрован низкочастотный тренд. Обе кривые показывают хорошее совпадение по фазе, за исключением хвостового участка объемных осцилляций 1, начиная с которого нарушается вращательная симметрия.

Временной интервал, в котором сохраняется симметрия, существенно зависит от объема отрывающегося пузыря. На рис. 2 приведено семейство расчетных зависимостей объема на интервале $0 < t < 3.5$ мс для пузырей, объемы которых сильно различаются на момент отрыва. При изменении объема пузыря от минимального (0.1 мм^3) до максимального (7 мм^3) временной интервал симметрии возрастает от 0.5 до 2.5 мс (рис. 2, выделенные участки кривых). Учитывая, что объем пузыря V_s в момент отрыва такой же, как на его "сферической" стадии, определим эквивалентный диаметр $D = \left(6V_s / \pi\right)^{1/3}$ и частоту соответствующую ему осцилляций $f_v = G / \left(\pi D\right)$, где $G = \sqrt{3\gamma P_o / \rho}$, $P_0 = 10^5$ Н/м^2, $\rho = 10^3$ кг/м^3 – плотность воды, $\gamma = 1.4$ – постоянная адиабаты.

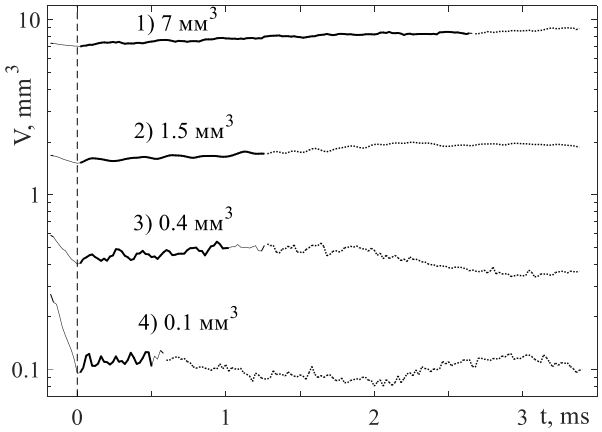


Рис. 2. Семейство зависимостей объема пузыря от времени. $\left(t \geq 0\right)$: сплошная кривая – объемные осцилляции на интервале вращательной симметрии, пунктир – результат вычислений объема вне интервала. Объем пузыря на момент отрыва 1-4): $V_s =$ 7, 1.5, 0.4, 0.1 мм^3.

В то же время по расчетным объемным осцилляциям (рис. 2, выделенные участки) можно найти их спектры и установить пиковые частоты f_b осцилляций 1-4 (рис. 3а).

Аналогично, пиковые частоты могут быть выделены и в спектрах акустических сигналов. Учитывая, что происхождение всех трех частот имеет общую природу, имеет смысл рассмотреть их на общем графике (рис. 3б), в котором ось абсцисс – частота f_a звукового излучения.

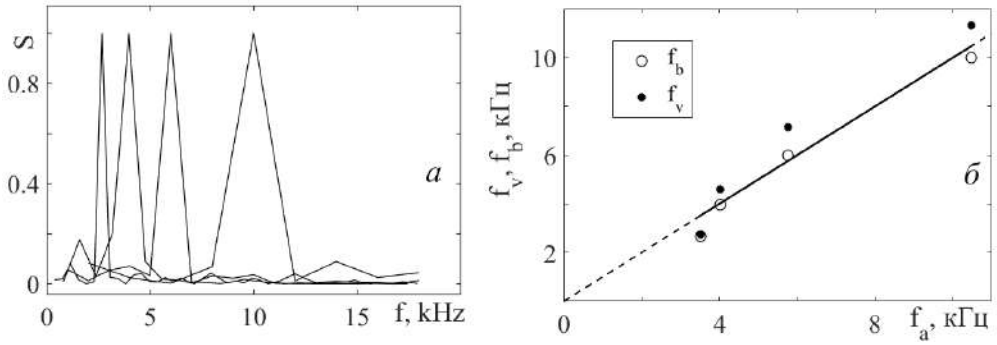


Рис. 3. *а* – Нормированные спектры объемных осцилляций 1-4) на рис. 2 и *б*) частоты f_v (•) и f_b (○) относительно частоты акустического сигнала f_a. Сплошная линия и пунктир – прямая $f_a = f_a$.

Обе частоты – f_v и f_b – расположены вблизи прямой $f_a = f_a$, однако среднее отклонение частоты f_v от f_a составляет 0.5 кГц, тогда как для частоты f_b заметно меньше – 0.2 кГц. Это отчетливо отражено и на графике (рис. 3б): точки f_b тесно группируются вокруг прямой $f_a = f_a$, поскольку получены прямой спектральной обработкой объемных осцилляций, тогда как точки f_v, рассчитаны косвенным путем из соотношения между объемом и частотой осцилляций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nystuen J. // J. Acoust. Soc. Am. V. 79 (4). 1986. P. 972.
2. Hwang S. at al. // Sensors. 2024. V. 24. P. 4281.
3. Huang C. J., at al. // Phys. Fluids. 2024. V. 36. P. 022109.
4. D. W. Murphy, at al. // J. Fluid Mech. 2015. V. 780. P. 536.
5. V.E. Prokhorov. // Phys. Fluids. 2021. V. 33. P. 083314.
6. V.E. Prokhorov. // Phys. Fluids. 2023. V. 35. P.033314.
7. M.S. Longuet-Higgins. // J. Fluid Mech. 1990. V. 214. P. 395.
8. Y.P. Guo and J.E. Ffowcs Williams. // J. Fluid Mech. 1991. V. 227. P. 345.
9. M.S. Howe. and N.A. Hagen. // Journal of sound and vibration. 2011. V. 330. P. 625.

Исследование особенностей параметрической генерации волны разностной частоты фокусированным ультразвуковым излучателем с бигармонической накачкой для биомедицинских приложений

М.С. Сергеева[1], А.В. Квашенникова[1], П.В. Юлдашев[1], И.Б. Есипов[2], В.А. Хохлова[1]
[1]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет*
[2]*Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина*
s_masha_ss@mail.ru

Технология HIFU – это современный и эффективный метод реализации неинвазивной хирургии, использующий ультразвуковые (УЗ) волны высокой интенсивности, сфокусированные в теле человека [1]. Важным преимуществом HIFU является способность теплового и механического УЗ воздействия на ткани внутри организма, без поражения окружающих органов, что уменьшает риски осложнений и сокращает период постоперационной реабилитации. Это делает технологию HIFU привлекательным инструментом для различных медицинских приложений. Однако существующие методы контроля за УЗ воздействием на биоткань, включающие в себя УЗ визуализацию (в том числе на высших гармониках основной частоты), магнитно-резонансную томографию (МРТ), электрическую импедансную томографию и др. [2–3], обладают теми или иными недостатками, среди которых можно отметить высокую стоимость, невысокую точность, недостаточное временное разрешение, подверженность артефактам. В настоящее время также ведутся исследования по дистанционному контролю теплового воздействия при HIFU-хирургии с помощью измерения характеристик волны разностной частоты (ВРЧ), генерируемой в фокусе излучателя с бигармонической накачкой [4]. Преимуществом данного подхода является слабое затухание ВРЧ в ткани на пути к регистрирующему датчику. Целью настоящей работы являлось численное исследование особенностей генерации ВРЧ в поле фокусирующего осесимметричного ультразвукового излучателя, характерного для приложений HIFU.

Задача о нелинейной генерации волны разностной частоты осесимметричным параметрическим двухчастотным излучателем может быть решена в параболическом приближении теории дифракции с помощью уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова [5], которое записывается в сопровождающей системе координат как:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial\tau\partial x}=\frac{c_0}{2}\left(\frac{\partial^2 p}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial r}\right)+\frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3}\frac{\partial^2 p^2}{\partial\tau^2}+\frac{\delta}{2c_0^3}\frac{\partial^3 p}{\partial\tau^3}. \qquad (1)$$

Здесь p – акустическое давление, z – координата вдоль оси пучка, r – радиальная координата, $\tau = t - z/c_0$ – время в бегущей системе координат, c_0 – скорость звука, ρ_0 – плотность, β и δ – коэффициенты нелинейности и термовязкого поглощения в среде.

В квазилинейном приближении [6] уравнение (1) может быть решено в спектральном представлении, где оно записывается в виде системы связанных уравнений для амплитуд давления волн накачки (p_1 и p_2) и ВРЧ (p_{diff}):

$$\begin{cases}\dfrac{\partial p_{1,2}}{\partial z}=\dfrac{ic_0}{2\omega_{1,2}}\left(\dfrac{\partial^2 p_{1,2}}{\partial r^2}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial p_{1,2}}{\partial r}\right)-\dfrac{\delta\omega_{1,2}^2}{2c_0^3}p_{1,2}\\[2ex] \dfrac{\partial p_{\text{diff}}}{\partial z}=\dfrac{ic_0}{2\omega_{\text{diff}}}\left(\dfrac{\partial^2 p_{\text{diff}}}{\partial r^2}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial p_{\text{diff}}}{\partial r}\right)-\dfrac{\delta\omega_{\text{diff}}^2}{2c_0^3}p_{\text{diff}}+\dfrac{\beta\omega_{\text{diff}}}{i2\rho_0 c_0^3}p_1 p_2^*\end{cases}, \qquad (2)$$

где $\omega_{1,2} = 2\pi f_{1,2}$ – частоты волн накачки, $\omega_{\text{diff}} = (\omega_1 - \omega_2)$ – разностная частота.

Численное моделирование нелинейно-дифракционных эффектов проводилось на примере типичного HIFU-излучателя в виде сферического сегмента с радиусом a = 5 см, фокусным расстоянием F = 9 см и амплитудой давления на поверхности излучателя p_0 = 25 кПа [7–8]. Частоты волн накачки: f_1 = 1.16 МГц и f_2 = 1.14 МГц использовались ранее для HIFU-излучателей с двухчастотной накачкой [4]. Средой распространения являлась вода с параметрами: c_0 = 1486 м/с, ρ_0 = 998 кг/м^3, β = 3.5 и δ = 4.33 × 10^{-6} м^2/с. Выбранные параметры соответствуют квазилинейному режиму фокусировки [8].

Первые два уравнения системы (2) на каждом шаге численной сетки Δz решались методом расщепления по физическим факторам второго порядка точности [6]:

$$p_{1,2}(r, z+\Delta z) = L_{D,\Delta z/2} L_{A,\Delta z} L_{D,\Delta z/2} p_{1,2}(r, z). \tag{3}$$

При этом оператор поглощения $L_{A,\Delta z}$ на полном шаге Δz рассчитывался с помощью точного решения в виде затухающей экспоненты [6]. Дифракционный оператор $L_{D,\Delta z/2}$ рассчитывался с использованием абсолютно неявной схемы на 5% полушага $\Delta z/2$ и с использованием схемы Кранка–Николсон на оставшихся 95% полушага $\Delta z/2$. На границе области в направлении r ставились условия PML (поглощающие слои) для уменьшения амплитуды отражений от границ численной сетки [7], что приводит дифракционные уравнения для амплитуд давления на дискретной сетке к виду:

$$\begin{cases} (1-4\nu)\, p_j^{n+1} + 4\nu p_{j+1}^{n+1} = d_j,\ j=1 \\ \nu\left(1 - 1/\left(2(j-1)\right) - \left(\dfrac{\bar{S}'}{\bar{S}} - \dfrac{S'}{S}\right)\Delta r/2\right) p_{j-1}^{n+1} + (1-2\nu)\, p_j^{n+1} + \\ +\nu\left(1 + 1/\left(2(j-1)\right) + \left(\dfrac{\bar{S}'}{\bar{S}} - \dfrac{S'}{S}\right)\Delta r/2\right) p_{j+1}^{n+1} = d_j,\ j = 2 \ldots J-1 \\ 2\nu p_{j-1}^{n+1} + (1-2\nu)\, p_j^{n+1} = d_j,\ j = J \end{cases}. \tag{4}$$

Здесь p_j^n – давление в j-ом узле численной сетки по r и n-ом – по z, Δr и Δz – шаги численной сетки по соответствующим координатам, $d_j = p_j^n$ для абсолютно неявной схемы и имеют вид, симметричный левым частям системы (4), для схемы Кранка–Николсон. В выражениях введены коэффициенты $\nu = -(ic_0\Delta z/2)/4\omega_m \Delta r^2 S^2$. Функции $S(r) = 1 + i\sigma(r)/\omega_m$, $\bar{S}(r) = 1 + 1/r \int_{r_{\max}}^{r} i\sigma(r')/\omega_m dr'$, а S' и $\bar{S}'$ – их производные по r; m = 1, 2, diff. Коэффициент затухания внутри поглощающего слоя является степенной зависимостью вида: $\sigma(r) = \sigma_0\left((r - r_{\mathrm{PML}})/(r_{\max} - r_{\mathrm{PML}})\right)^3$, где $r_{\max}$ – граница расчетной области, r_{PML} – граница поглощающего слоя. Вне поглощающего слоя при $r \le r_{\mathrm{PML}}$ коэффициент затухания равен нулю. Сила слоя σ_0 и r_{PML} подбираются эмпирически для максимального уменьшения амплитуды отраженных волн.

Поскольку максимальные амплитуды волн накачки, а следовательно, и максимальная эффективность генерации ВРЧ достигаются в фокальной области, при постановке граничного условия для сферического фокусирующего излучателя был использован метод эквивалентного источника [8], позволяющий переносить граничное условие со сферы на плоскость так, чтобы в параболическом приближении не терять точность при расчете поля в фокальной области пучка по сравнению с точным расчетом линейной дифракционной задачи методом интеграла Рэлея [9]. На рис. 1 приведена качественная схема метода переноса граничных условий на плоскость (а), а также

сравнение распределений амплитуды давления на оси излучателя, полученных различными методами (б). Как видно из рисунка, перенос граничных условий на плоскость согласно предложенному в [8] методу позволяет в параболическом приближении точно рассчитывать поля в фокусе излучателя даже при достаточно больших углах фокусировки пучка.

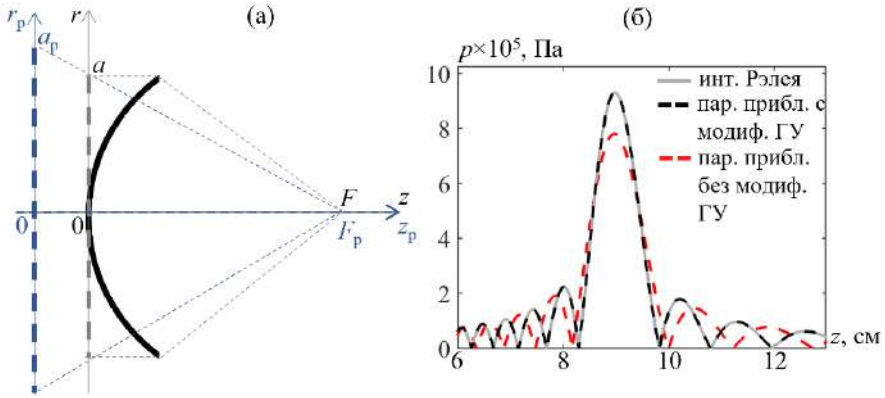


Рис. 1. (а) – схема постановки граничных условий на плоскости для описания в параболическом приближении поля, создаваемого фокусированным излучателем радиуса a и с фокусным расстоянием F (a_p и F_p – эквивалентные граничные условия); (б) – распределения амплитуды давления волны накачки на оси параметрического сферического излучателя, полученные различными методами (эквивалентные граничные условия: a_p = 5.71 см, F_p = 9.83 см и p_{0p} = 22.8 кПа).

Метод расщепления по физическим факторам для расчета поля ВРЧ в системе уравнений (2) выглядит следующим образом [6]:

$$p_{\text{diff}}(r, z+\Delta z) = L_{D,\Delta z/2} L_{N,\Delta z/2} L_{A,\Delta z} L_{N,\Delta z/2} L_{D,\Delta z/2} p_{\text{diff}}(r, z)\,. \tag{5}$$

Здесь операторы дифракции и поглощения рассчитывались аналогично волнам накачки, а нелинейный оператор $L_{N,\Delta z/2}$ рассчитывался прибавкой к амплитуде ВРЧ функции нелинейных источников [6]: $(\beta\omega_{\text{diff}}\, p_1 p_2^* / i2\rho_0 c_0^3)\cdot\Delta z/2$.

На рис. 2 представлены результаты расчета нормированных на максимальные значения $p_{\max}$ амплитуд волн накачки и ВРЧ на оси излучателя (а) и в радиальной плоскости на расстоянии от излучателя $z = F$ (б).

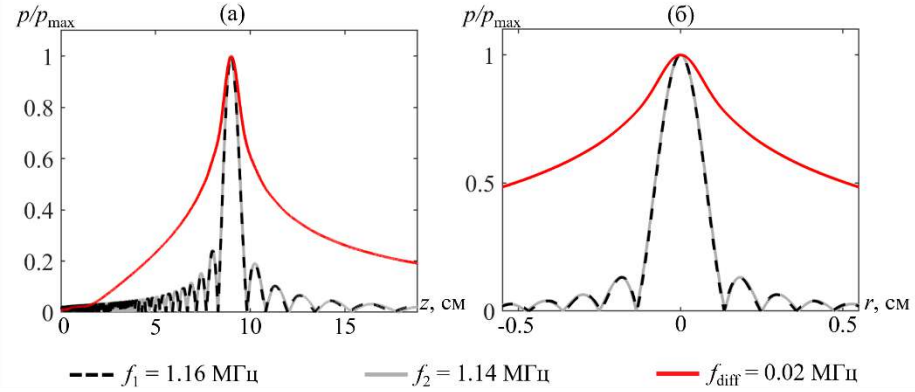


Рис. 2. Нормированные на максимальные значения $p_{\max}$ распределения амплитуд давлений двух волн накачки (серые и черные кривые) и волны разностной частоты (красные кривые) на оси излучателя (а) и вдоль радиальной координаты r в фокальной плоскости $z = F$ (б).

Приведенные результаты согласуются с интегральным решением уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова, полученным в рамках квазилинейной теории для фокусирующего излучателя с бигармонической накачкой [10]. Как видно из рис. 2,

давление волны разностной частоты достигает максимума в фокусе излучателя. Из рисунка 2, (б) видно, что ширина пучка ВРЧ вблизи фокуса по уровню давления 1/2 от максимума составляет около 10 мм, что в несколько раз меньше длины ВРЧ.

Также было проведено сравнение поля ВРЧ в случае фокусированного излучателя (а) и в предельном случае плоского круглого излучателя с теми же параметрами (б). Результаты моделирования представлены на рис. 3. В случае плоского круглого излучателя (рис. 3, (б)) ширина пучка ВРЧ оказывается существенно больше, а максимальная амплитуда давления уменьшается более, чем в 6 раз по сравнению со сферическим излучателем, т.е. фокусировка приводит к более эффективной генерации волны разностной частоты. Таким образом, амплитуда ВРЧ определяется не только накопительными нелинейными эффектами, проявляющимися и в поле несфокусированного параметрического излучателя, но и быстрым более локализованным ростом интенсивности волн накачки в окрестности фокуса.

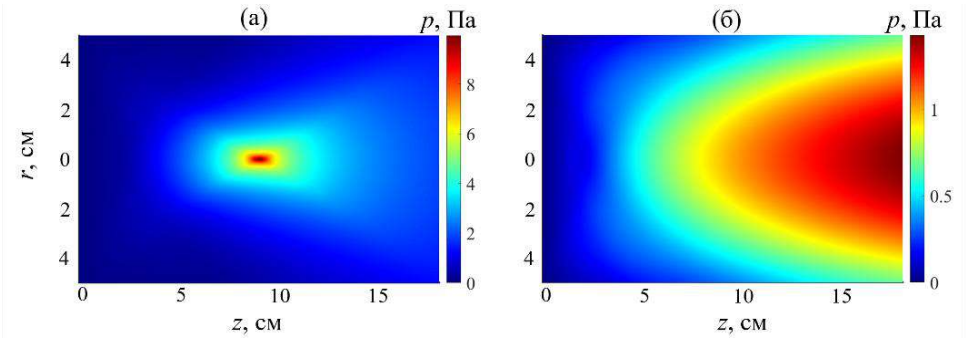


Рис. 3. Распределения амплитуды давления волны разностной частоты для случаев фокусирующего параметрического излучателя (а) и в предельном случае плоского круглого излучателя (б).

Таким образом, в работе развит квазилинейный численный алгоритм решения аксиально-симметричного уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова в спектральном представлении, позволяющий описывать поведение волны разностной частоты в поле сферического фокусирующего медицинского параметрического излучателя. Показано влияние фокусировки излучателя на эффективность генерации волны разностной частоты. Выявление оптимальных параметров излучателя является важным шагом в дальнейших исследованиях влияния температуры нагрева среды на характеристики волны разностной частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Р. Гаврилов “Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине”. М.: Фазис, 2013.

2. N. Richards et al. // Int. J. Hyperthermia. 2024. V. 41. No 1. P. 2301489.

3. S. Johnson et al. // IEEE Trans. Biomed. Eng. 2024. V. 71. No 1. P. 355–366.

4. L. Tian et al. // Appl. Acoust. 2022. V. 41. No. 4, P. 520–526. (in Chinese).

5. Е.А. Заболотская, Р.В. Хохлов // Акуст. журн. 1969. Т. 15. № 1. С. 40.

6. А.В. Тюрина и др. // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 1. С. 22.

7. П.В. Юлдашев, И.С. Мездрохин, В.А. Хохлова // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 3. С. 318–329.

8. П.Б. Росницкийи др. // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 153–162.

9. H.T. O’Neil // J. Acoust. Soc. Am. 1949. V. 21. No 5. P. 516–526.

10. B.G. Lucas, J.N. Tjøtta, T.G. Muir // J. Acoust. Soc. Am. 1983. V. 73. No. 6. P. 1966–1971.

Ударно-волновые процессы в ударной трубе

И.А. Знаменская, Д.И. Татаренкова
Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
tatarenkova.darya@yandex.ru

Ударные трубы на протяжении многих десятилетий остаются незаменимым инструментом для экспериментального изучения задач нестационарных ударно-волновых полей. Эти установки, представленные в различных модификациях, играют важную роль в исследованиях, связанных с нестационарными взаимодействиями ударных волн, высокотемпературными течениями и процессами детонации, а позволяют разрабатывать и улучшать методы диагностики потоков при сверхзвуковых скоростях [1]. Целью данной работы являлось исследование эволюции ударно-волновых процессов в ударной трубе УТРО-3 при различных числах Маха (до M = 5,6) с применением высокоскоростных методов оптической диагностики, включая импульсный объемный разряд. Актуальность исследования связана с необходимостью точного прогнозирования параметров сверхзвуковых потоков в аэрокосмической отрасли.

Экспериментальная установка УТРО-3 (Ударная Труба – Разряд – Оптика) представляет собой однодиафрагменную ударную трубу, состоящую из двух основных камер: камеры высокого давления и камеры низкого давления, соединенных переходной секцией. Камера высокого давления (КВД) имеет круглое сечение (внутренний диаметр 40 мм, длина 54 см) и заполняется гелием (без откачки воздуха), до достижения критического давления, приводящего к разрыву диафрагмы. Камера низкого давления (КНД) представляет собой прямоугольный канал (24 × 48 мм², длина 313 см), соединенный с цилиндрическим гасящим баком (диаметр 36 см, длина 35,5 см), который демпфирует волновые процессы. Перед экспериментом КНД вакуумируется при помощи форвакуумного насоса до давления 20±2 торр, обеспечивая стартовые условия для формирования ударной волны. Переходная секция длиной 9,5 см плавно преобразует круглое сечение КВД в прямоугольное сечение КНД, минимизируя гидродинамические возмущения. После разрыва диафрагмы в канале формируются газодинамические структуры: плоская ударная волна (УВ), контактная поверхность (КП), разделяющая газ из КВД и КНД, и волны разрежения, распространяющиеся в противоположном направлении. Ударная волна формируется на расстоянии около 1 метра от диафрагмы. Ширина фронта УВ составляет порядка длины свободного пробега молекулы газа (см. Рис. 1). Скорость УВ в канале прямоугольного сечения постоянна и измеряется двумя пьезодатчиками давления (Д1 и Д2), расположенными на расстоянии 103 см, по формуле $V = L_{12}/\Delta t$, где L_{12} — расстояние между датчиками, а Δt — время прохождения волны. Числа Маха M, реализуемые в данной ударной трубе, составляют от 1,4 до 5,6. За фронтом УВ возникает спутный поток (воздушная пробка), параметры которого могут быть определены из соотношения Ренкина–Гюгонио.

На расстоянии 210 см от диафрагмы расположена разрядная секция, где может быть инициирован импульсный объемный разряд протяженностью 100 мм с ультрафиолетовой предыонизацией от плазменных электродов. Длительность предыонизации составляет менее 70 нс, а основная фаза объемного разряда длится 150 - 200 нс при максимальном токе 1,2 кА. Оптическая диагностика реализуется через кварцевые окна (17 мм × 15 мм), обеспечивающие доступ в спектральном диапазоне 200 – 2800 нм.

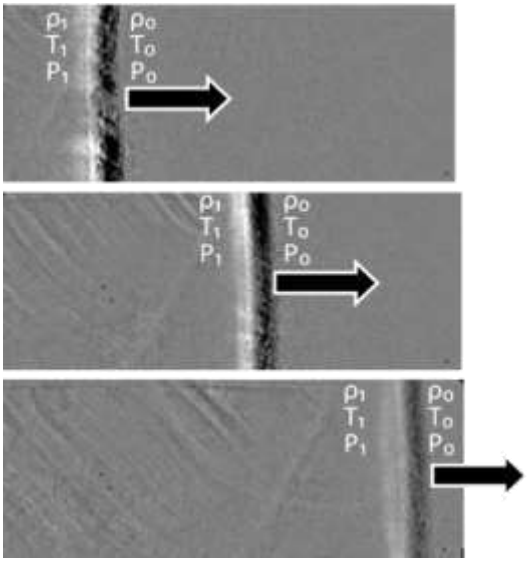


Рис. 1. Последовательные снимки движения ударной волны по неподвижной среде (ρ_o, P_o, T_o), и течения за УВ с параметрами ρ_1, P_1, T_1 (на фронте УВ параметры испытывают разрыв); экспозиция кадра 1 мкс, время между кадрами 5,6 мкс (частота регистрации 150 000 кадров в секунду).

Использование высокоскоростных цифровых камер, обладающих коротким временем экспозиции и высокой частотой регистрации быстропротекающих процессов, позволяет фиксировать процессы на стенде на протяжении всего времени существования потока [2]. Интегральное свечение разряда фиксируется цифровой камерой с временным разрешением 0,2 – 1,5 мкс (этот метод основан на явлении электролюминесценции, при котором ионизированный газ становится источником излучения, интенсивность которого связана с локальными параметрами потока, такими как плотность и температура). Теневой метод (метод основан на отклонении лазерного луча при прохождении через неоднородности в газе) с лазером 532 нм выявляет неоднородности плотности, такие как ударные волны, газодинамические структуры и пограничные слои. Теневое изображение фиксируется высокоскоростной камерой с частотой съёмки до 750000 кадр/с.

Как показала теневая регистрация, длительность течения в ударной трубе составляет десятки миллисекунд, длительность характерных ударно-волновых процессов составляет от микросекунды до сотен микросекунд, импульсные разряды реализуются в наносекундном диапазоне.

Анализ большого числа экспериментальных фильмов, полученных на установке показал, что эволюция течения за ударной волной существенно зависит от числа Маха, а значит от начальных условий, таких как давление в камерах, разделённых диафрагмой. В частности, было установлено, что скорость спутного потока демонстрирует плавное снижение со временем. При числах Маха более M = 3,1, течение за УВ представляет собой сначала стационарный спутный поток, а после прохода контактного слоя (поверхности) наблюдается плавное снижение скорости.

Для детального исследования проводился численный эксперимент. Использовалось двумерное моделирование с применением метода Muscl-Hancock в рамках конечно-объемного подхода с использованием точного решения задачи Римана, что особенно важно для задач с сильными нелинейностями, такими как ударные волны. В результате численного моделирования были построены xt-диаграммы (Рис. 2), отражающие динамику течения в ударной трубе после разрыва диафрагмы (момент времени t = 0). На диаграммах представлено распределение давления, цветовая палитра которого визуализирует изменения в поле давления.

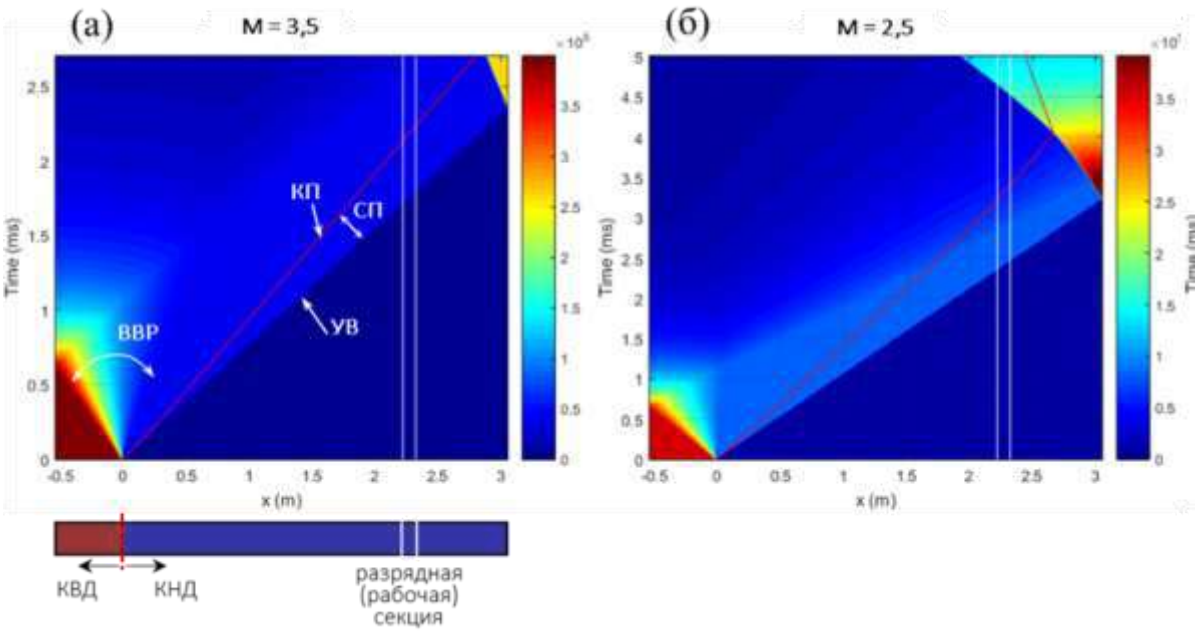


Рис. 2. Моделирование поля давления течения в канале ударной трубы при числах Маха ударной волны M = 3,5 (а), M = 2,5 (б).

Так, например, следует обратить внимание на движение контактной поверхности (красная линия на Рис. 2): при числе Маха M = 3,5 (Рис. 2а) скорости движения КП и спутного потока, постоянные и в рабочей секции, и даже после нее. При уменьшении числа Маха до M = 2,5 (Рис. 2б) путем варьирования начальных параметров, отраженный веер волн разрежения настигает КП и спутный поток в рабочей секции. Ввиду этого их скорости начинают медленно снижаться (красная линия искривляется).

При снижении скорости потока и значительном нарастании пограничного слоя возникает возвратное движение цуга псевдоскачков – области течения вязкого газа в канале, в которой происходит переход сверхзвукового течения в дозвуковое под действием противодавления на выходе из канала [3]. Затем дозвуковой поток продолжает замедляться, и в течение нескольких десятков миллисекунд движение полностью прекращается.

Если на поверхность канала установить плоское препятствие, сделав таким образом канал профилированным, то при сверхзвуковом обтекании формируется характерный набор газодинамических структур, такие как косой скачок уплотнения, веер волн разрежения (известный как веер Прандтля-Мейера), отрыв потока с образованием рециркуляционной зоны в подветренной области, а также скачок присоединения [4].

Импульсный объемный разряд с ультрафиолетовой предыонизацией, создаваемый плазменными листами (ИОР), является эффективным методом визуализации сверхзвуковых газодинамических потоков. Принцип визуализации с помощью электрического разряда основан на явлении электролюминесценции: при ионизации газа он становится источником излучения, интенсивность которого напрямую зависит от локальных параметров потока, таких как плотность, температура и давление. Это позволяет детально исследовать структуру течения и его газодинамические характеристики.

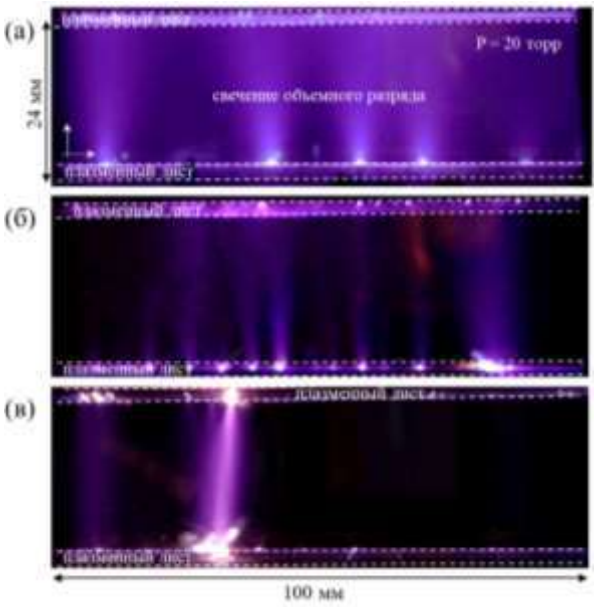


Рис. 3. Свечение импульсного объемного разряда (а) в неподвижном газе, (в) в спутном потоке, (в) в турбулентном потоке после контактного слоя в воздушно-гелиевой смеси

На Рис. 3а представлен кадр свечения импульсного (наносекундного) разряда в неподвижном газе (воздухе) при давлении 20 торр; свечение объемного разряда диффузно (однородно) по всему межэлектродному пространству. Ранее было показано, что по мере увеличения плотности среды импульсный разряд становится преимущественно локализованным, стягиваясь в одиночный плазменный канал.

Визуализация однородного спутного потока (см. Рис. 3б), формирующегося сразу после выхода УВ из разрядного промежутка (рабочей секции), показывает схожую картину свечения, характеризующуюся пространственной однородностью, что указывает на равномерное распределение параметров потока в исследуемой области. Инициирование в неоднородном поле течения газа приводит к возникновению пространственных неоднородностей плазмы импульсного объемного разряда.

Таким образов, установлено, что при M > 3,1 течение сохраняет стационарность до взаимодействия с контактным слоем; снижение числа Маха приводит к замедлению спутного потока из-за взаимодействия с волнами разрежения. Метод импульсного разряда с УФ-предыонизацией, в совокупности с высокоскоростной цифровой регистрацией на протяжении 20-25 мс, обеспечил детальную визуализацию неоднородностей на всем протяжении течения в ударной трубе. Результаты могут быть использованы для оптимизации газодинамических трактов в аэрокосмической технике.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №24-79-00029.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Фомин // Инж-физ. журнал. 2010. V. 183. No. 1058.
2. G. Sakthi Balan et al. // Int J Impact Eng. 2023. V. 172. P. 104406.
3. Г. Эммонс “Основы газовой динамики” Пер. с англ. В. В. Белого [и др.] ; Под ред. Г. И. Баренблатта и Г. Г. Черного. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
4. I. Znamenskaya et al. // Physics of Fluids. 2023. V. 35. P. 076110.

Экспериментальное исследование направленного рассеяния на акустических метаатомах

Ю.А.Тиманкова, М.В.Смагин, М.В.Кузьмин, М.И.Петров
Университет ИТМО
iuliia.timankova@metalab.ifmo.ru

Высокоиндексные диэлектрические частицы стали незаменимыми в областях, связанных с задачами манипулирования микроскопическими объектами, управления волновым фронтом, а также достижения направленного рассеяния. Одним из свойств, сделавших возможным все перечисленные применения, является поддержка такими частицами Ми-резонансов. Благодаря этому, в частности, достигается направленное рассеяние за счёт интерференции магнитного и электрического диполей. Частоты, соответствующие такой интерференции, определяются условиями Керкера, его же имя носит и сам эффект направленного рассеяния.

Акустика зачастую сталкивается с задачами, аналогичными тем, что возникают в оптике. Однако реализацию существующих в оптике решений затрудняет то, что большинство материалов обладают скоростью звука, большей, чем в воздухе, а значит и относительным показателем преломления, меньшим 1, что не позволяет создать аналог диэлектрической частицы для звуковых волн в воздухе. Для преодоления этого ограничения используются лабиринтные структуры, эффективно замедляющие звуковые волны в среде. Одной из реализаций этой идеи является лабиринтный метаатом, поддерживающий Ми-резонансы аналогично диэлектрическим частицам [1, 2]. Было показано теоретически, что на таких частицах в двумерной задаче рассеяния возможно достичь выполнения условий Керкера и эффекта Керкера [3]. Между тем, экспериментально этот эффект исследован не был, а потому нашей задачей стало исследовать экспериментально направленное рассеяние на лабиринтных акустических метаатомах.

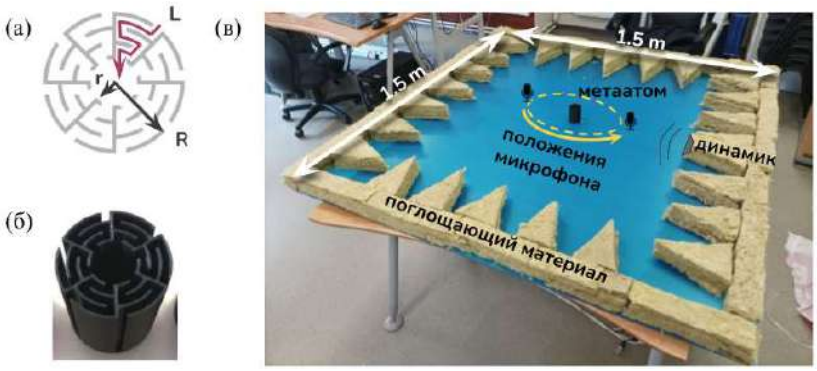


Рис. 1.а) Схематичное изображение лабиринтного метаатома и его геометрических параметров; б) фото экспериментального образца – напечатанный на 3D-принтере метаатом из PLA пластика; в) схема экспериментальной установки.

Лабиринтный метаатом можно описать при помощи ограниченного набора параметров, таких как внутренний и внешний радиусы, количество секций, количество загибов коридора и его ширина. Иллюстрацию этих параметров можно видеть на Рис. 1.а). Далее, применяя приближение эффективной среды и полагая метаатом частицей с анизотропным тензором плотности, бесконечной в азимутальном направлении и эффективном, пересчитывающемся через параметры метаатома, в радиальном направлении, мы получаем аналог диэлектрической Ми-частицы с эффективным показателем преломления:

$$n_r = \frac{L}{R-r}, \quad (1)$$

где L – эффективная длина коридора метаатома, R, r – внешний и внутренний радиусы.

Первым этапом было численное моделирование системы в COMSOL Multiphysics для подбора параметров метаатома. Они должны удовлетворять ограничениям, налагаемым геометрией экспериментальной установки - диапазон частот, доступный для измерений – 500–2500 Гц. Это ограничение возникает из условия, что установка должна работать в одномодовом режиме, то есть поле давления однородно по вертикали. Сама установка изображена на Рис. 1. в) и представляет собой акустический волновод, по периметру которого помещены поглотители из минеральной ваты - двумерную установку свободного поля.

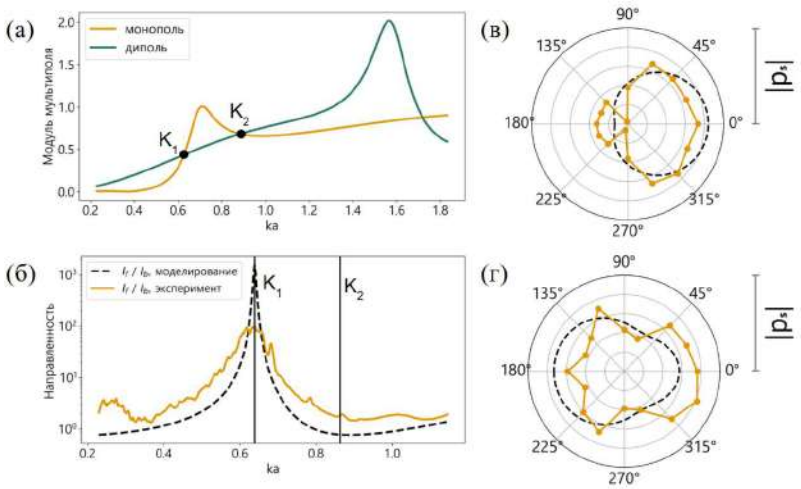


Рис. 2. а) Демонстрация условий Керкера на основе численного моделирования, K_1 – условие Керкера на направленное рассеяние вперед, K_2 – условие Керкера на направленное рассеяние назад; б) сравнение графиков направленности из моделирования и эксперимента с отмеченными частотами, соответствующими условиям Керкера; в)-г) экспериментальные диаграммы рассеяния на частотах, соответствующим условиям Керкера K_1 и K_2 соответственно.

Для начала была исследована направленность рассеяния - отношение интенсивностей рассеянного вперед и назад поля. На частотах условий Керкера (Рис. 2 а)) это отношение должно достигать экстремумов: максимума - при направленном рассеянии вперед, минимума - при максимуме рассеяния назад (вперед и назад определяется относительно направления падающей волны). График направленности рассеяния приведен на Рис. 2 б), а соответствующие диаграммы рассеяния – на Рис. 2 в)-г). Качественное совпадение диаграмм, а также совпадение частот условий Керкера было достигнуто. Для объяснения расхождений эксперимента и моделирования был проведен численный расчет с учетом механических мод метаатома, а также эксперимент для различных конфигураций установки. Результаты показали, что за отличия моделирования и эксперимента отвечают возникающие в волноводе стоячие волны, а также механические моды метаатома.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cheng, Y., et al. // Nat. Mater. 2015. V. 14, P. 1013.
2. Liu, Fengming, et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 12. No 6. P. 064063.
3. Wu, Hong-Wei, et al. // Appl. Phys. Express. 2021. V. 14. No 9. P. 095501.

Численное моделирование схемы геоакустической инверсии по данным о пространственном затухании потока акустической мощности

Д.В. Холодов[1)], П.Ю. Муханов[1)], А.С. Шуруп[1,2,3)]
[1)] *МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва;*
[2)] *Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва;*
[3)] *Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва;*
Тел.: 495 9392969; Факс: 495 9328820
holodovdv@my.msu.ru

В рамках численного моделирования и обработки экспериментальных данных, полученных на гидроакустическом полигоне МГУ, исследуются возможности оценки геоакустических параметров мелководной акватории на основе методов статистического оценивания байесовского типа [1].

При численном моделировании использовалась упрощенная модель волновода в виде изоскоростного водного слоя, лежащего на жидком однородном полупространстве со скоростью звука c_b, меньшей, чем в водном слое c. В случае $c_b \le (0.1 \div 0.4)\, c_0$ выражение для потенциала скорости φ на горизонтальном удалении r между точками излучения и приема, при временной зависимости $\sim \exp(i\, 2\pi f\, t)$, f – частота в Гц, может быть записано в виде [2]:

$$\varphi \simeq -\frac{2\pi i}{H} \sum H_0^{(2)}(x_l\, r) \sin(y_l\, z_s) \sin(y_l\, z_r) \tag{1}$$

где $y_l = \frac{\pi\, l}{H}\left(1 + i \frac{\rho_b\, c_b}{2\pi f\, \rho_0\, H}\right)$, $x_l = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi\, l}{H}\right)^2 + \left(\frac{\rho_b\, c_b\, l}{2\rho_0\, f\, H^2}\right)^2 - i \frac{\pi\, \rho_b\, c_b\, l^2}{\rho\, f\, H^3}}$ – комплексные вертикальная и горизонтальная компоненты волнового вектора для заданного номера моды l, соответственно; суммирование проводится по номерам l распространяющихся мод; H – глубина водного слоя; $H_0^{(2)}(x_l\, r)$ – функция Ханкеля нулевого порядка второго рода; z_s, z_r – глубины погружения излучателя и приемника; ρ_b, c_b – плотность и скорость звука в подстилающей среде; ρ_0, c_0 – плотность и скорость звука в воде; $k_0 = 2\pi\, f / c_0$; i – мнимая единица.

Используются данные с комбинированного приемного модуля, включающего приемник давления и векторный приемник, позволяющий регистрировать три взаимоортогональные компоненты колебательной скорости. В качестве исходных данных для решения обратной задачи используется информация о пространственном затухании вертикального потока акустической мощности [3]: $L(r) = 10 \lg\left[\frac{\langle W_z^2(r, f)\rangle_{\Delta f}}{\langle W_z^2(r_0, f)\rangle_{\Delta f}}\right]$, где $\langle \ldots \rangle_{\Delta f}$ обозначает усреднение по рассматриваемой полосе частот $\Delta f = [900, 1000]$ Гц, $W_z = \frac{1}{4}\left(P V_z^* + P^* V_z\right)$ – вертикальная компонента колебательной скорости потока мощности, вычисленная на основе давления $P = -\rho_0\, \partial\varphi / \partial t$ и проекции колебательной скорости $V_z = \partial\varphi / \partial z$ для заданных значений r и f на основе (1) или рассчитанная по

экспериментальным данным P и V_z, измеренным приемным модулем; r_0 – минимальное из рассматриваемых расстояний между источником и приемником.

Для решения обратной задачи используется байесовский метод оценки параметров, описываемых в вероятностных терминах. Результат решения обратной задачи представляется в виде апостериорного распределения $p(\vec{m}\,|\,L_{\text{obs}})$ параметров модели $\vec{m}=[\rho_b, c_b, H, z_s, z_r]$ на основе экспериментальных данных о потоке акустической мощности L_{obs}.

Для оценки апостериорного распределения используется формула Байеса для условной вероятности:

$$p(\vec{m}\,|\,L_{\text{obs}})=\frac{p(L_{\text{obs}}\,|\,\vec{m})\cdot p(\vec{m})}{\int p(L_{\text{obs}}\,|\,\vec{m})\cdot p(\vec{m})d\vec{m}}, \tag{2}$$

где $p(\vec{m})$ - априорное распределение вероятностей, принимаемое за равномерное из диапазона $c_b\in[50\,,500]$ м/с, $\rho_b\in[1.1,1.8]\cdot 10^3$ кг/м^3, $H\in[7,9]$ м, $z_s\in[0.1,1]$ м, $z_r\in[7,7.9]$ м. $p(L_{\text{obs}}\,|\,\vec{m})$ - функция правдоподобия, которая определяется для фиксированных измерений L_{obs}. Также (2) можно переписать в упрощенном виде: $p(\vec{m}\,|\,L_{\text{obs}})\sim p(L_{\text{obs}}\,|\,\vec{m})\cdot p(\vec{m})$, которая связывает апостериорное распределение с данными наблюдений и априорной информации о модели.

Мерой близости экспериментальных и модельных данных является функционал невязки:

$$\varepsilon(\vec{m})=\|L_{\text{obs}}-L(\vec{m})\|\,/\,\|L_{\text{obs}}\|. \tag{3}$$

Если модельные данные близки к измеренным, то тестовая модель близка к реальной модели, а функционал (3) стремится к минимуму. Принимается, что (3) представляет собой нормально распределенную величину, тогда задача сводится к максимизации функции правдоподобия вида:

$$p(L_{\text{obs}}\,|\,\vec{m})\sim\exp\left(-\frac{\varepsilon(\vec{m})^2}{2\sigma^2}\right), \tag{4}$$

где σ^2 - дисперсия результатов измерений.

Полный перебор параметров модели $\vec{m}$ для построения апостериорного распределения не представляется возможным. В связи с этим для решения этой задачи применяются класс алгоритмов MCMC (Markov chain Monte Carlo) [4], позволяющие получить ансамбль реализаций $\vec{m}=[\rho_b, c_b, H, z_s, z_r]$. В качестве такого алгоритма применялась реализация метода Метрополиса-Гастингса, функционирующая со следующим алгоритмом [5]:

1) На основе стартовой модели $\vec{m}$, предлагается новая модель $\vec{m}'$, выбираемая из распределения $q(\vec{m}'\,|\,\vec{m})$, представляющего из себя гауссовское распределение со средним значением в $\vec{m}$.
2) Для $\vec{m}'$ решается прямая задача, после чего вычисляется функционал невязки (3), функция правдоподобия (4) и апостериорное распределение для $\vec{m}'$.
3) Принимается решение использовать ли $\vec{m}'$ в качестве новой модели или нет. Для этого рассчитывается:

$$\alpha(\vec{m}'|\vec{m}) = \min\left(1, \frac{p\left(\vec{m}'|L_{\text{obs}}\right)}{p\left(\vec{m}|L_{\text{obs}}\right)}\right). \quad (5)$$

Если модель $\vec{m}'$ имеет более высокое значение апостериорной функции распределения, она принимается за текущую модель. Если меньше, то $\vec{m}'$ принимается с вероятностью равной отношению апостериорных распределений.

В качестве примера численной реализации рассмотренного выше подхода, на рис. 1 представлены результаты расчетов гистограмм распределений значений скорости звука в дне и глубины волновода на основе отобранных 70 000 моделей $\vec{m}'$. Эти гистограммы дают оценку апостериорных функций плотностей вероятностей для рассматриваемых параметров. Как видно на рис. 1, гистограммы достаточно хорошо локализованы вблизи значений, соответствующих истинным значениям (красные сплошные линии). Аналогичная ситуация наблюдается и для остальных параметров модели $\vec{m} = [\rho_b, c_b, H, z_s, z_r]$. Полученные результаты указывают на приемлемую разрешающую способность реализованного метода оценки характеристик мелководной акватории и возможность его применения для инверсии экспериментальных данных.

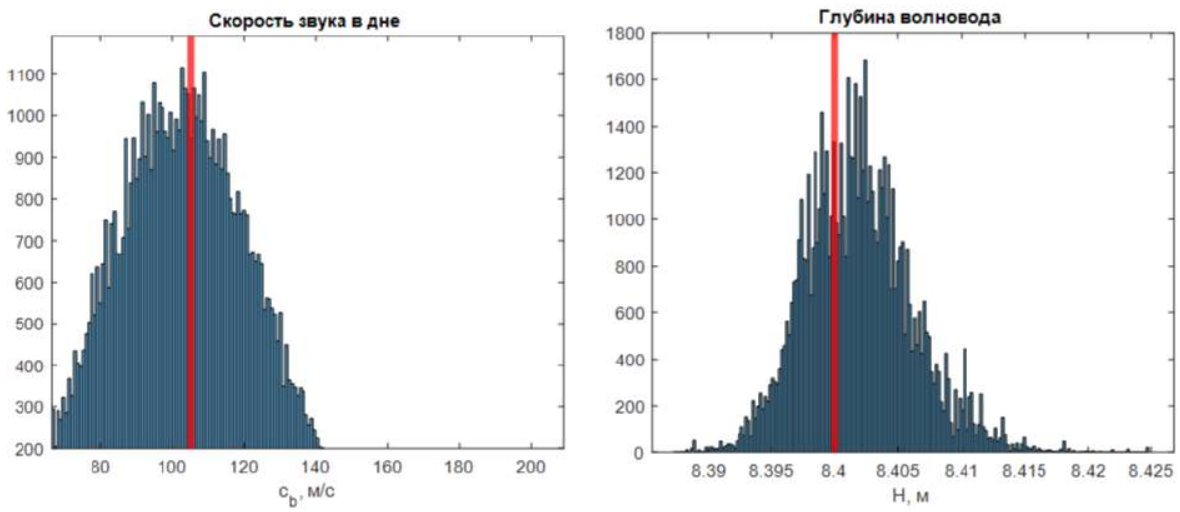


Рис. 1. Гистограммы распределений значений скорости звука в дне и глубины волновода, полученных в ходе численной реализации МСМС метода по данным в виде пространственного затухания вертикальной компоненты потока акустической мощности. Красной сплошной линией обозначено истинное значение.

Работа выполнена в рамках госзаданий МГУ, ИФЗ РАН, ИО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Tarantola “Inverse problem theory and methods for model parameter estimation”. Society for industrial and applied mathematics, 2005.

2. Б.И. Гончаренко, Л.Н. Захаров // Акуст. журн. 1974. Т. 25. № 4. С. 531.

3. М.А.Иванов, П.Ю. Муханов, А.С. Шуруп // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т.88. №1. С. 103.

4. M. Sambridge, K. Mosegaard, et al. // Rev. Geophys. 2002. V. 40. Art No. 1009.

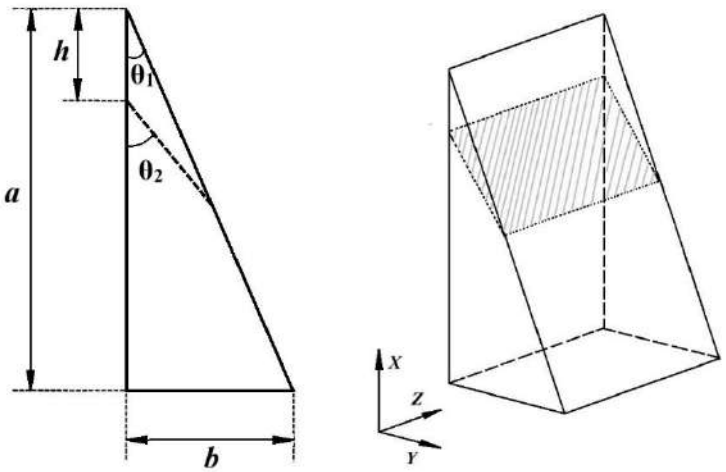
5. Д.А Преснов., А.Л. Собисевич, А.С. Шуруп // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 5. С. 637.

Экспериментальное исследование дисперсии упругих волн в образце билинейного клина

А.А. Агафонов, П.А. Шараев, М.Ю. Изосимова, Н.И. Одина, А.И. Кокшайский, А.И. Коробов
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
sharaevpa@my.msu.ru

Впервые существование клиновых волн было предсказано с помощью численного моделирования в 1972 году, благодаря усилиям двух независимых групп учёных под руководством Лагасса и Марадудина [1, 2]. Оказалось, что существуют волны с антисимметричным относительно срединной плоскости полем смещения, распространяющиеся вдоль ребра клина и характеризующиеся высокой степенью локализации акустической энергии у ребра. Кроме того, выяснилось, что эти волны обладают рядом интересных особенностей: отсутствием внутримодовой дисперсии и дифракционных потерь, зависимостью скорости распространения волны не только от упругих свойств материала клина и от номера моды, но также от угла при его вершине. Все эти свойства обусловили многообещающий потенциал применения данного типа волн в различных прикладных областях, привлекающий внимание учёных даже спустя столько времени после открытия [3-6]. В частности, в качестве средства неразрушающего контроля клинообразных конструкций и дефектоскопии [3, 7].

Первоначально большинство работ по данной теме рассматривали случай идеальных клиньев (без дефектов или особенностей геометрии). Однако в силу того, что практически интересные случаи связаны с более сложной геометрией образцов, появились работы, посвященные изучению клиновых волн в цилиндрических клиньях, спиральных клиньях, клиньях с выемкой [4-6] и билинейных клиньях [7-9]. Под билинейным понимается клин, одна образующая поверхность которого также представляют собой широкоугольный клин (см. рис.1). Билинейный клин характеризуется двумя углами (углом раствора и углом среза), а также имеет размерный параметр – расстояние от ребра клина до линии пересечения исходной боковой плоскости клина и секущей плоскости. Например, лезвия станков и режущих инструментов имеют, как правило, именно билинейную форму.



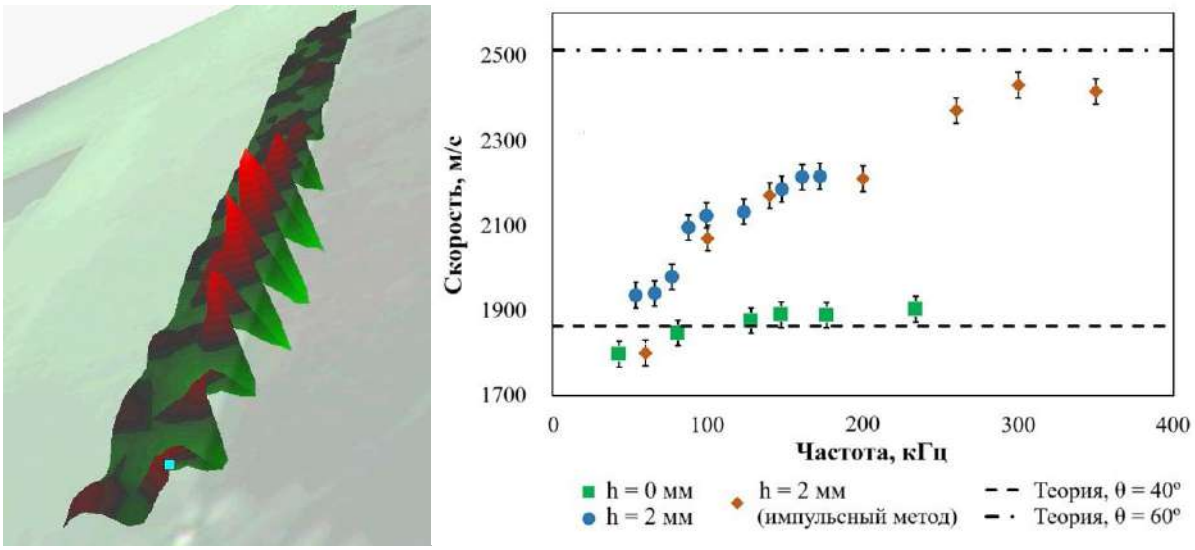
(а) (б)

Рис. 1. (а) Профиль билинейного клина, (б) 3D-модель билинейного клина.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование дисперсии клиновых волн в образце билинейного клина, выполненного из поликристаллического алюминиевого сплава Д16. Сначала был изготовлен простой прямой клин в виде треугольной призмы длиной 100 мм и основанием в виде прямоугольного треугольника с катетами a = 45 мм и b = 35 мм. Первоначальные измерения проведены именно в нем как в контрольном образце. В дальнейшем кромка при остром угле клина, равном 40º, была срезана на расстоянии h = 2 мм от вершины под углом 60º. Таким образом был получен билинейный клин с углом раствора θ_1 = 40º и углом среза θ_2 = 60º (рис.1а), и дальнейшие измерения проводились в нем.

Для проведения экспериментальных исследований была использована установка, разработанная для исследований клиновых волн в прямых клиньях и клиньях с измененной геометрией [4]. Экспериментальные измерения проведены импульсным ультразвуковым методом и методом сканирующей лазерной виброметрии. Электрические сигналы, генерируемые ультразвуковым измерительным комплексом RAM-5000 SNAP SYSTEM (Ritec), работающим в импульсном режиме, поступали на пьезопреобразователь, прикреплённый к поверхности клина непосредственно у ребра. Ультразвуковые импульсы, распространяющиеся в исследуемом образце, регистрировались с помощью лазерного сканирующего виброметра PSV-300 (Polytec), который позволял измерять амплитуду нормальной компоненты колебательной скорости волны в заданных точках поверхности исследуемых образцов.

Методом лазерной сканирующей виброметрии выполнена визуализация распространения импульсов и стоячих волн в билинейном и простом клиньях в полосе частот от 50 до 350 кГц (рис. 2а).



(а) (б)

Рис. 2. (а) Визуализация распространения импульса на частоте 282,8 кГц (б) скорости распространения клиновых волн в билинейном клине и контрольном образце.

Была разработана методика определения скорости распространения клиновых волн двумя методами – импульсным и по длине стоячей волны. По длине стоячей волны в образце определены скорости распространения волн в билинейном клине и контрольном образце (рис. 2б). В образце билинейного клина скорость распространения клиновой волны также была определена по визуализации распространения импульса клиновой волны во времени (рис. 2б). В случае билинейного клина оценки скоростей

распространения клиновых волн, полученных двумя методами, с хорошей точностью укладываются на одну и ту же кривую.

Из рис. 2. видно, что дисперсия выявляется как для простого клина, так и для билинейного. В простом клине с увеличением частоты скорость распространения импульса возрастает примерно на 6%. Наличие дисперсии в простом клине связано с фактическим небольшим усечением ребра клина, всегда присутствующим в реальных клиньях. Для контрольного образца измеренная скорость близка к теоретической для клина с углом раствора в 40º. В билинейном клине с увеличением частоты скорость распространения клиновых волн возрастает значительно больше - примерно на 25%. Значения скорости остаются в пределах, ограниченных теоретическими оценками для простых клиньев с углами раствора в 40º и 60º, что находится в соответствии с работами [8, 9].

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lagasse P.E., Mason I.M., Ash E.A. // IEEE Trans. Son. Ultrason. 1973. Vol. 21. P. 225–236.
2. Maradudin A.A., Wallis R.F., et al. // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. P. 1106–1111.
3. Krylov V. V. // Proc. of the 55th Annual British Conference on Non-Destructive Testing. 2016. P. 1–12.14:08
4. Коробов А.И. и др. // Акустический журнал. 2020. Т. 66. № 3. С. 251–257.
5. Jia J. et al. // Applied Optics. 2017. V. 56. N. 30. P. 8564–8569.
6. Yu T.-H. // Ultrasonics. 2015. V. 62. P. 263–270.
7. M.-F. Huang and C.-H. Yang // Proc. Int. Symp. Experimental Mech., 2002, pp. 154–158.
8. Yang C.-H., Tsen C.-Z. // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2006. V. 53. N. 4. P. 754–760.
9. Yang C.-H., Tsen C.-Z. // Ultrasonics. 2006. V. 44. Supplement. P. e1471–e1474.14:05

Течение вблизи переднего фронта смачивания тонкого слоя на супергидрофобной поверхности

А.И. Агеев, А.Н. Осипцов
Научно-исследовательский институт механики МГУ имени М.В. Ломоносова
ageev@imec.msu.ru, osiptsov@imec.msu.ru

Рассматриваются течения в окрестности границы (фронта смачивания) тонкого слоя вязкой жидкости, движущейся в поле силы тяжести по наклонной, вертикальной и горизонтальной супергидрофобной поверхности (СГП), на которой задано граничное условие проскальзывания Навье для продольной компоненты скорости [1]. В рамках приближения стоксовой пленки (продольный линейный масштаб задачи много больше толщины слоя) с локальным учетом продольного градиента давления и/или поверхностного натяжения для каждой геометрии течения получены асимптотические уравнения типа нелинейной теплопроводности, описывающие эволюцию формы слоя:

$$\frac{\partial h}{\partial t}-\varepsilon\cos\theta\frac{\partial}{\partial x}\left(\left(\frac{h^3}{3}+bh^2\right)\frac{\partial h}{\partial x}\right)+\sin\theta\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{3}+bh^2\right)+\varepsilon^3K\frac{\partial}{\partial x}\left(\left(\frac{h^3}{3}+bh^2\right)\frac{\partial^3 h}{\partial x^3}\right)=0 \qquad (1.1)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\left(\frac{h^3}{3}+bh^2\right)\frac{\partial h}{\partial x}\right)+\varepsilon^2K\frac{\partial}{\partial x}\left(\left(\frac{h^3}{3}+bh^2\right)\frac{\partial^3 h}{\partial x^3}\right)=0 \qquad (1.2)$$

Уравнение (1.1) описывает эволюцию тонкого слоя на наклонной и вертикальной СГП, (1.2) – на горизонтальной поверхности; $h(t, x)$ – толщина слоя, t – время, x – продольная координата, направленная вдоль СГП, b – безразмерная длина скольжения; $K = \sigma^*/\rho^* g^* h_0^{*2}$ – обратное число Бонда. Для обычной поверхности без проскальзывания при $b = 0$ ранее в литературе рассматривался вопрос об определении формы поверхности слоя вблизи движущегося фронта смачивания [2]. В уравнениях малый параметр ε определяет относительный вклад слагаемых, соответствующих влиянию гравитации и поверхностного натяжения вдали (внешнее решение) и в окрестности фронта смачивания (внутреннее решение) на форму поверхности слоя. Для толстых пленок, когда $K << 1$, последним слагаемым в (1.1) и (1.2) также можно пренебречь.

Для уравнений (1.1) и (1.2) исследованы «внешние» решения без учета слагаемых, содержащих малый параметр ε. Для случая наклонной, в том числе вертикальной СГП, методом характеристик построены решения типа кинематических волн со скачком толщины на движущемся фронте смачивания. Для случая горизонтальной СГП найдено аналитическое решение типа бегущего фронта для формы поверхности слоя, удовлетворяющее условию нулевой толщины на фронте смачивания. Численно исследована картина линий тока вблизи фронта смачивания на горизонтальной СГП для разных значений безразмерной длины скольжения b.

Для уравнения (1.1) исследованы автомодельные решения типа бегущего фронта «внутренней» задачи. С этой целью уравнение (1.1) было записано в системе отсчета, связанной с движущимся фронтом: $h(t, x) = H(\eta)$, $\eta = (x - x_f(t))/\varepsilon$, где $x_f(t)$ – закон движения переднего фронта, η – автомодельная переменная. В автомодельных переменных уравнение (1.1) принимает вид:

$$\sin\theta\frac{d}{d\eta}\left(\frac{H^3}{3}+bH^2-DH\right)-\cos\theta\frac{d}{d\eta}\left(\left(\frac{H^3}{3}+bH^2\right)\frac{dH}{d\eta}\right)+K\frac{d}{d\eta}\left(\left(\frac{H^3}{3}+bH^2\right)\frac{d^3H}{d\eta^3}\right)=0 \qquad (2)$$

Здесь $D = dx_f/dt$ – скорость движения переднего фронта, которая определяется из условия нулевого/ненулевого потока жидкости через поверхность слоя вблизи фронта

смачивания в подвижной системе отсчета. При построении решений уравнения (2) использована модель тонкого предвестника (прекурсорного слоя), которая позволяет устранить неинтегрируемую особенность в решении на фронте смачивания [2].

В пренебрежении влиянием поверхностного натяжения (K << 1) найдено аналитическое решение, удовлетворяющее условию заданной толщины слоя вдали от фронта смачивая и условию нулевой толщины на фронте смачивания либо асимптотическому условию заданной толщины предвестника за фронтом смачивания, что соответствует течению жидкости по уже смоченной поверхности:

$$\eta_1 - \eta_{10} = \frac{\delta^3 + b_1\delta^2}{2\delta^2 + (b_1 - 1)\delta - b_1 - 1}\ln(H_1 - \delta) - \frac{1 + b_1}{\delta^2 + (b_1 + 1)\delta - b_1 - 2}\ln(1 - H_1) -$$

$$- \frac{\delta^3 + (2b_1 + 3)\delta^2 + (b_1^2 + 4b_1 + 3)\delta + (1 + b_1)^2}{2\delta^2 + (3b_1 + 5)\delta + b_1^2 + 3b_1 + 2}\ln(1 + H_1 + \delta + b_1) + H_1 + C, \quad \delta < H_1 < 1$$

Здесь $\eta_1 = \eta\, tg\theta/h_{fe}$, $H_1 = H/h_{fe}$, $b_1 = 3b/h_{fe}$, где h_{fe} – толщина слоя перед фронтом (скачок толщины на фронте), δ – отношение заданной толщины предвестника за движущимся фронтом смачивания к h_{fe}. При $\delta = 0$, то есть для случая нулевой толщины слоя на фронте смачивания $H_1(\eta_1 = 0) = 0$, получаем:

$$\eta_1 = \frac{1 + b_1}{2 + b_1}\ln\left(\frac{(1 - H_1)(1 + b_1)}{1 + H_1 + b_1}\right) - H_1, \quad 0 < H_1 < 1$$

С использованием явных выражений для компонент скорости жидкости исследована картина линий тока вблизи фронта смачивания.

С учетом поверхностного натяжения уравнение (2) в описанных автомодельных переменных записывается в виде:

$$\left(H_1^3 + b_1 H_1^2\right)\left(K_1 \frac{d^3 H_1}{d\eta_1^3} - \alpha \frac{dH_1}{d\eta_1} + 1\right) + (1 - H_1)\left[1 + \delta + \delta^2 + b_1(1 + \delta)\right] - b_1 - 1 = 0 \qquad (3)$$

где $\alpha = 1$ и $K_1 = K\sin^2\theta/h^2_{fe}\cos^3\theta$ соответствуют наклонной СГП, $\alpha = 0$ и $K_1 = K$ – вертикальной СГП. Аналитическое решение уравнения (3), удовлетворяющее асимптотическим условиям заданной толщины слоя перед фронтом и за фронтом смачивания, построить не удается. Поэтому с использованием численного алгоритма, основанного на методе конечных разностей, были построены и исследованы численные решения уравнения (3) для некоторых значений безразмерной длины скольжения b на СГП, параметра K_1 и относительной толщины предвестника δ. Исследована картина линий тока вблизи движущегося фронта смачивания.

Рассмотренные в работе задачи, найденные аналитические и численные решения уравнений (1.1-2) для формы поверхности слоя составляют первый этап исследования «пальцевой» неустойчивости фронта смачивания на СГП.

Благодарности и ссылки на грант.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 25-21-00038 «Фронты смачивания и гидравлические прыжки на супергидрофобных поверхностях».

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Агеев, А.Н. Осипцов // Коллоидный журнал. 2022. Т. 84. № 6. С. 380.
2. J.A. Moriarty, L.W. Schwartz, E.O. Tuck // Phys. Fluids A. 1991. V. 3(5). P. 733.

Поверхностно активные вещества на свободной поверхности. Идеи, концепции, аналитические подходы

Д.Ф. Белоножко
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова»
belonozhko@mail.ru

Введение. Количественное изучение влияния поверхностно-активных веществ (ПАВ) на динамику свободной поверхности жидкости началось с пионерских работ Левича [1,2]. Он впервые аналитически описал гасящее влияние ПАВ на капиллярно-волновое движение на поверхности вязкой несжимаемой жидкости. С тех пор эта тема активно развивается в связи с различными техническими, технологическими и экологическими приложениями. Разные авторы используют разные системы обозначений и терминологию, по-разному интерпретируют решения, возникающие помимо капиллярно-гравитационных волн. Эти дополнительные решения специалисты называют «волны Марангони» нисколько не заботясь о привычной «привязке» этого же термина к с совсем другими – термокапиллярными - явлениями. Множество подобного рода разночтений существенно усложняют процесс освоения темы студентами старших курсов, аспирантами и даже состоявшимися учёными, работающими до этого в другой, пусть даже смежной области. Настоящая работа посвящена систематизации аналитических походов, связанных с методами аналитического исследования влияния ПАВ на волновое движение на поверхности вязкой жидкости. Рассмотрение проводится на примере простейшей задачи, в которой волновое движение является двумерным – неизвестные зависят от пространственных переменных, лежащих в вертикальной плоскости, а поверхность, по которой распределено ПАВ и распространяется волна, - горизонтальной. Верхняя среды для простоты отсутствует.

1. Основные уравнения задачи. Пусть в декартовой системе координат $Oxyz$, с осью Oz, направленной против направления действия силы тяжести, вязкая несжимаемая жидкость заполняет полупространство $z<0$. Жидкость имеет плотность ρ и кинематическую вязкость ν. По ее свободной поверхности равномерно распределено ПАВ с поверхностной плотностью Γ_0. Примем, что по свободной поверхности жидкости в положительном направлении оси Ox в начальный момент времени $t=0$ начинает распространяться бегущая периодическая волна. Требуется исследовать движение жидкости при $t > 0$.

В процессе распространения волны будет иметь место перераспределение ПАВ по свободной поверхности, так что поверхностная концентрация ПАВ оказывается функцией времени и горизонтальной координаты $\Gamma=\Gamma(t,x)$. Локальные изменения в концентрации ПАВ вызывают локальные изменения величины коэффициента поверхностного натяжения γ. В качестве модели зависимости $\gamma=\gamma(\Gamma)$ примем допущение о локальном термодинамическом равновесии между поверхностной фазой ПАВ и жидкостью. Это означает, что изменение локального значения концентрации ПАВ мгновенно вызывает изменение локального значения коэффициента поверхностного натяжения в соответствии с изотермой $\gamma=\gamma(\Gamma)$, считающейся известной. Поле скоростей удовлетворяет привычной системе уравнений несжимаемой вязкой жидкости с соответствующими граничными условиями:

$$z<\xi: \quad \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t}+(\mathbf{U}\cdot\nabla)\mathbf{U}=-\frac{1}{\rho}\nabla p+\nu\,\Delta\mathbf{U}+\mathbf{g}; \quad \nabla\cdot\mathbf{U}=0\ ; \qquad \mathbf{U}=\mathrm{u}\,\mathbf{e}_{\mathrm{x}}+\mathrm{v}\,\mathbf{e}_{\mathrm{z}} \tag{1}$$

$$z=\xi: \qquad \frac{\partial\xi}{\partial t}+\mathrm{u}\frac{\partial\xi}{\partial x}=\mathrm{v}; \qquad p-2\rho\nu\left(\mathbf{n}\cdot(\mathbf{n}\cdot\nabla)\mathbf{U}\right)-\gamma\nabla\cdot\mathbf{n}=0; \tag{2}$$

$$-\rho\nu\left[\left(\boldsymbol{\tau}\cdot(\mathbf{n}\cdot\nabla)\mathbf{U}\right)+\left(\mathbf{n}\cdot(\boldsymbol{\tau}\cdot\nabla)\mathbf{U}\right)\right]+\nabla_S\gamma=0; \tag{3}$$

$$z\to-\infty: \quad \mathrm{u}\to 0; \quad \mathrm{u}\to 0 \ \mathrm{v}\to 0. \tag{4}$$

Здесь $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_z$ - орты осей; $\mathbf{n}$ и $\boldsymbol{\tau}$ - орты внешней нормали и касательной к возмущенной волновым движением свободной поверхности жидкости $z=\xi\equiv\xi(t,x,z)$.

2. Уравнение неразрывности для поверхностной концентрации ПАВ. Влияние ПАВ на поверхность жидкости осуществляется посредством создаваемого ПАВ дополнительного касательного напряжения - последнее слагаемое в (3), – равного поверхностному градиенту поля значений поверхностного натяжения $\gamma=\gamma(\Gamma)$. В него неявно входит распределение поверхностной концентрации *Г=Г(t,x).* ПАВ перераспределяется вдоль искажённой волновым движением свободной поверхности, и *Г= Г(t,x)* является новой переменной, для которой следует ввести ещё одно уравнение – условие неразрывности на поверхности плёнки ПАВ [3]:

$$\frac{\partial\Gamma}{\partial t}+\Gamma\cdot\left(\mathbf{U}\cdot\mathbf{n}\right)\cdot\mathrm{div}\left(\mathbf{n}\right)+\mathrm{div}_S\left(\Gamma\cdot\left(\mathbf{U}\cdot\boldsymbol{\tau}\right)\right)=0. \tag{5}$$

Среднее слагаемое $\Gamma\cdot\left(\mathbf{U}\cdot\mathbf{n}\right)\cdot\mathrm{div}\left(\mathbf{n}\right)$ – неочевидно. Например, в классической монографии Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц [4] оно отсутствует. Слагаемое отвечает за изменения поверхностной концентрации ПАВ, связанное с растяжениями и сжатиями материального элемента свободной поверхности. В задачах первого порядка малости по амплитуде волны, возмущающей плоскую поверхность, оно оказывается малым и, как и сделано в [3], отбрасывается. Но в задачах с каплей или струей его учет принципиален! При расчете нелинейных волновых движений на горизонтальной поверхности слагаемое тоже необходимо сохранять.

3. Упругость пленки ПАВ. В качестве основной характеристики плёнки ПАВ принято считать модуль её упругости. Этот коэффициент появляется на этапе решения задачи в первом приближении по амплитуде волнового возмущения, когда длина волны полагается намного превосходящей её амплитуду. Принимая, что поверхность жидкости и сама плёнка ПАВ всё время находятся в состоянии локального термодинамического равновесия: локальные изменения Γ мгновенно сказываются на локальных значениях коэффициента поверхностного натяжения $\gamma=\gamma_0+\gamma_1=\gamma_0+\chi\Gamma_1$ [2]. В приближении волн малой амплитуды, упругие свойства плёнки ПАВ определяются тангенсом угла наклона $\chi=\left(\mathrm{d}\gamma/\mathrm{d}\Gamma\right)_0$ касательной к изотерме $\gamma=\gamma\left(\Gamma\right)$ в точке $\Gamma=\Gamma_0$. В дисперсионное уравнение эта величина входит умноженной на Γ_0 и называется упругостью пленки ПАВ: $\varepsilon=\Gamma_0\left(\mathrm{d}\gamma/\mathrm{d}\Gamma\right)_0$. Его значение определяется экспериментально или вычисляется в результате дифференцирования выражений для модельных изотерм (например, изотермы Ленгмюра). Важно понимать, что для классических ПАВ – уменьшающих поверхностное натяжение – этот параметр отрицательный: $\varepsilon<0$. В литературе используется модуль, и поэтому при сопоставлении разных работ следует аккуратно следить за тем, что авторы понимают под соответствующим параметром, и не потерять нужный знак.

Рассматривая на поверхности материальную площадку *A* с фиксированным числом молекул N_0, несложно связать изменение поверхностного натяжения с увеличением или уменьшением в процессе деформации площади *A:*

$$\varepsilon = \Gamma_0 \left(\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}\Gamma} \right)_0 = \frac{\mathrm{N}_0}{A} \left(\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}\left(\mathrm{N}_0 / A\right)} \right) = -A \left(\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}A} \right) = -\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}\ln\left(A\right)} . \qquad (6)$$

Во многих источниках модуль упругости вводят именно так: $\varepsilon = \mathrm{d}\gamma / \mathrm{d}\left(\ln A\right)$. Видно, что эта величина противоположна по знаку прежде введенному ε. Соответствие разных определений с точностью до знака способствует некоторой путанице в сопоставление результатов различных авторов. В целом, понимание связи (6) вместе условием неразрывности (5) значительно облегчает сопоставление разных литературных источников и знакомство с литературой по теме.

4. Взаимоотношение разных типов волновых движений. Решение линейной по амплитуде волны задачи обнаруживает два режима волновых движений, называемых капиллярно-гравитационные волны и волны Марангони [5]. Капиллярно-гравитационные волны являются объектом экспериментальных и натурных наблюдений. Для них обнаруживается эффект усиления затухания при определенных значениях упругости пленки. При таком значении упругости частоты обоих типов движений совпадают. Несмотря на общеизвестность эффекта, его природа в большинстве случаев описывается некими обтекаемыми фразами с непременной ссылкой на резонанс. Но в линейном приближении разные волновые моды не взаимодействуют. Здесь скорее следует говорить о линейно связанных волновых модах, которые по аналогии с линейно связанными маятниками могут оказаться в режиме демпфирования колебаний. Распространено неверное мнение, что волны Марангони – это сжатия и растяжения плёнки. Имеются расчеты, которые показывают, что сжатия и растяжения плёнки сопровождают и капиллярно-волновое движение, причем со сдвигом по фазе [6]. Таким образом, правильнее говорить не о двух, а о четырех видах волнового движения. То, что названо капиллярно-волновым индуцирует один тип волн сжатий и растяжений на поверхности ПАВ, а волны Марангони – другой. По-видимому, с целью выделения свойств отдельных режимов целесообразно провести исследования этих движений в вибрационных полях [7]. До сих пор мало внимания уделено инактивным веществам, которые не уменьшают, а увеличивают поверхностное натяжение. Они могут существовать только в растворенном состоянии, и для них особенно важно дополнить уравнения неразрывности (5) слагаемыми, отвечающими за объёмную и поверхностную диффузию.

5. Заключение. Аналитические исследования влияния ПАВ на динамику волнового движения на поверхности жидкости являются достаточно разнородными по терминологии, языку используемых переменных и интерпретации различных фактов. Для её успешного освоения необходимо работать с оригинальными источниками и обратить внимание на положения, изложенные в настоящем сообщении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левич В.Г. //ЖЭТФ. 1940. Т.10. №11. С.1296-1304.
2. Левич В.Г. //ЖЭТФ. 1941. Т.11. №2-3. С.340-345.
3. Белоножко Д. Ф., Григорьев А.И. //ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 11. С.23-28
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. 733 с.
5. Ролдугин В. И. Физикохимия поверхности: Учебник-монография. 2011 Долгопрудный. Изд. Дом «Интелект». – 568 с.
6. Belonozhko D., Ochirov A. // Journal of Physics: Conference Series. 2022. Vol. 2231, no. 1. P. 012013. DOI: 10.1088/1742-6596/2231/1/012013
7. Белоножко Д.Ф., Апарнева А.В.// Динамические системы, 2018, Т. 8(36), №1, С.51–61.

Тепловые волны (термики) в модели процесса Чохральского

Н.А. Верезуб, А.И. Простомолотов
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
aprosto@inbox.ru

Образование полосчатых микродефектов в кристаллах, выращиваемых методом Чохральского, связано с неустойчивостью течения расплава, которая является причинной нестабильности во времени фронта кристаллизации (ФК) и пульсирующего потока легирующей примеси из расплава в кристалл. Ранее эта проблема неустойчивости течения рассматривалась с использованием некристаллизующейся модельной жидкости – этанола [1]. Проведенные исследования позволили установить порог и характер перехода от режима стационарного течения и теплопереноса к неустойчивым режимам с возникновением и развитием пульсаций температуры, включая визуализацию процесса образования, развития и отрыва «холодных термиков» от диска (имитатора кристалла). В эксперименте и расчете был получен взаимно согласующийся дискретный спектр температурных пульсаций, соответствующий режиму ламинарно-турбулентного перехода. В данном исследовании численно исследовано течение кристаллизующегося при комнатной температуре расплава гептадекана T_M = 295 K. Изучены структуры неустойчивых течений расплава гептадекана и показано их влияние на форму фронта кристаллизации.

Математическая модель показана на Рис. 1: расплавленное состояние материала *(1)* обеспечивается нагревом боковой стенки тигля (*4*) до температуры $T_W > T_M$. Дно тигля (*5*) и свободная поверхность расплава (*7*) предполагаются теплоизолированными. На всей поверхности охлаждаемого диска (*6*) поддерживается температура $T_S < T_M$. Диск, на который кристаллизуется гептадекан может вращаться со скоростью Ω_S, на расплав действует сила тяжести $\boldsymbol{g}$. Охлаждение диска приводит к кристаллизации расплавленного материала с образованием затвердевшей области (*2*).

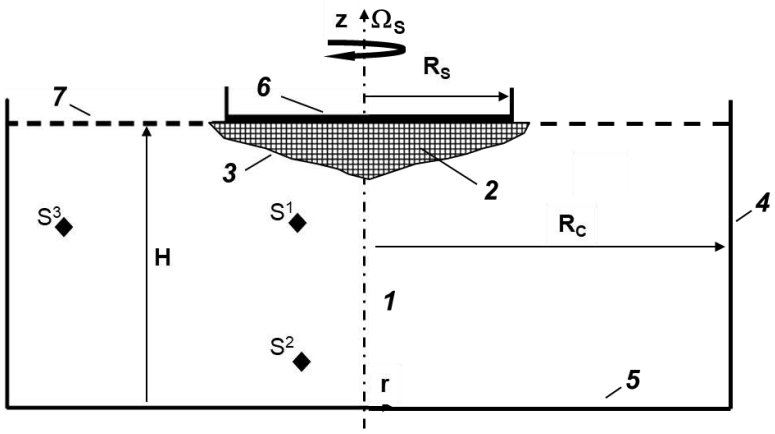


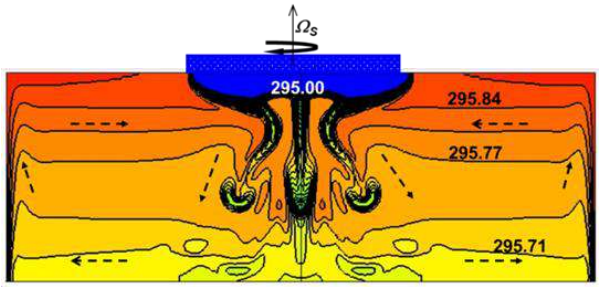
Рис. 1. Схема математической модели процесса Чохральского.

Рассмотрен режим тепловой конвекции в гептадекане при следующих задаваемых температурах: на диске – T_S = 292.53 K, на боковой стенке – T_W = 295.9 K. Нагрев боковой стенки тигля вызывает в гравитационном поле $\boldsymbol{g}$ тепловую конвекцию, при которой нагреваемый расплав движется вверх вдоль этой стенки и далее к охлаждаемому диску. Вблизи диска происходит кристаллизация расплава с образованием твердой фракции (*2*)

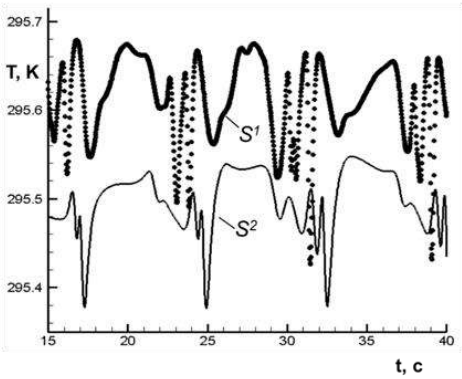
(см. Рис. 1), объем и форма которой зависит от режима тепловой конвекции и скорости вращения диска.

Вдоль поверхности расплава неустойчивость течения проявляется в виде тепловой волны от стенки тигля к кристаллу, которая обрушается в виде термика под поверхностью кристалла. В подкристальной области это проявляется в неоднородности температурного поля, возникающей от стекающего вниз расплава, охлажденного под ФК. На вогнутость центральной части ФК заметное влияние оказывает вращение диска со скоростью $\Omega_S = 1$ рад/с, создающее встречное подъемное течение в центре тигля.

Фрагмент волнового течения иллюстрируется картиной изотерм в расплаве, показанной на Рис. 2а, на которой можно видеть момент отрыва термиков от ФК на фоне устойчивой вертикальной температурной стратификации вне подкристальной области (см. изменение температуры по вертикали от 295.71 до 295.84 K). Такое течение способствует изменению формы ФК на вогнутую в центре ФК. Графики флуктуаций температуры, зарегистрированные для двух датчиков S^1 и S^2, приведены на Рис. 2б. Можно видеть, что вблизи ФК датчик S^1 зафиксировал наибольшие колебания температуры. Лабораторный эксперимент [2] подтверждает результаты расчетов.



(а)



(б)

Рис. 2. Моментальная картина изотерм в гептадекане (а) и колебания температуры на датчиках S^1 и S^2 (б).

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124013000674-0).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.S. Berdnikov et al. // J. of Crystal Growth. 2014. V. 401. P. 106.
2. В.С. Бердников и др. // Вест. ННГУ. 2011. Т. 4. № 3. С. 641.

Применение теории возмущений при моделировании комплексного следа от цилиндров

Г.В. Гембаржевский, А.К. Леднев
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
gvgemb@ipmnet.ru, lednev@ipmnet.ru

Следовые течения представляют интерес, поскольку широко распространены как в природе, так и в промышленности, гражданском строительстве. В технике соответствующие задачи встречаются, например, при конструировании теплообменников, реакторов, камер сгорания. Как правило, при этом наибольший интерес представляют осредненные интенсивности и характерные частоты силового взаимодействия тело-поток, коэффициенты турбулентного переноса массы и тепла в следе. Для получения соответствующей информации об осредненных величинах помимо экспериментов и наблюдений, а также численных расчетов задач для системы уравнений Навье-Стокса, естественно применение упрощенных – физических моделей следовых течений. Здесь достаточно упомянуть классическую модель Кармана для структуры ближнего следа от поперечно-обтекаемого цилиндра в форме шахматной дорожки из точечных вихрей в идеальной жидкости.

Видимо, самой простой моделью ближнего следа от одиночного цилиндра может считаться известная модель Ландау-Стюарта, например [1]. Это одномерная модель, описывающая медленную (в масштабах периода базовых пульсаций) динамику упомянутой крупномасштабной структуры ближнего следа, то есть изменение амплитуды и частоты низкочастотных пульсаций в вихревой дорожке Кармана от цилиндра в процессе установления «стационарного» состояния. Точнее, при превышении критического значения числа Рейнольдса $Re_{cr} = 46$ стационарный след теряет устойчивость и формируется двойная шахматная дорожка двумерных вихрей. Установившиеся частота и амплитуда пульсаций в следе зависят от числа Рейнольдса течения, и вначале растут, а затем насыщаются с ростом числа Рейнольдса. Модель Ландау-Стюарта для двумерного ламинарного режима течения можно получить с помощью разложения по малому параметру $\varepsilon_{L-S} = (1/Re_{cr}) - (1/Re)$ решения соответствующей краевой задачи для системы уравнений Навье-Стокса [1]. Опыт показывает, что дорожка Кармана структурно устойчива, а модель Ландау-Стюарта оказывается применимой в весьма широком диапазоне чисел Рейнольдса течения Re<100 000. И для условий турбулентного трехмерного следового течения, основные черты двумерной структуры дорожки Кармана продолжают наблюдаться вблизи цилиндра, в частности: шахматный порядок схода знакопеременных вихрей, консервативность числа Струхаля Sh ~ 0,2. Соответственно, и характер силового воздействия на цилиндр сохраняется для турбулентных режимов следа.

В инженерной практике часто, если, ни как правило, встречается случай следа от группы цилиндров. Такое течение, вообще говоря, нельзя рассматривать как простое наложение независимых следов от «уединенных» цилиндров. Очевидно, что для случая достаточно близко расположенных цилиндров необходимо учитывать взаимодействие «парциальных» следов между собой. При этом, если ограничиться случаем не слишком близко расположенных цилиндров, то при построении физической модели комплексного следа от группы цилиндров можно надеяться на успешное применение теории возмущений, взяв в качестве базового решения модель Ландау-Стюарта для следа от уединенного цилиндра. При этом расположение цилиндров в группе может быть разнообразным (и оно играет существенную роль в формировании свойств комплексного следа), но начинать рассмотрение задачи следует с простого случая. Это

вариант симметричного расположения пары цилиндров, установленных в плоскости перпендикулярной вектору невозмущенного потока жидкости. Ранее нами была предложена подобная модель комплексного следа [2]. Система ОДУ модели типа Ландау-Стюарта следующая (для случая ламинарного режима течения):

$$\frac{d\rho}{d\tau} = \left(\frac{\rho}{2}\right)\left[1 + \Lambda - \rho^2 - \Lambda r^4 - l\rho r\cos(\varphi - \psi)\right] \tag{1}$$

$$\frac{dr}{d\tau} = \left(\frac{r}{2}\right)\left[1 + \Lambda - r^2 - \Lambda \rho^4 - l\rho r\cos(\varphi - \psi)\right] \tag{2}$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = k\left[(1-l)\rho^2 - 1\right] - \frac{l}{2}\rho r\sin(\varphi - \psi) \tag{3}$$

$$\frac{d\psi}{d\tau} = k\left[(1-l)r^2 - 1\right] + \frac{l}{2}\rho r\sin(\varphi - \psi) \tag{4}$$

Здесь уравнения (1) и (3) характеризуют динамику амплитуды ρ и фазы φ управляющего параметра одной парциальной дорожки Кармана (от первого цилиндра), а уравнения (2), (4) определяют динамику амплитуды r и фазы ψ управляющего параметра другой парциальной дорожки (соответственно, от второго цилиндра). Это система двух осцилляторов Ландау-Стюарта, связанных между собой ввиду отличия от нуля параметров модели Λ и l, характеризующих взаимодействие парциальных следов, а точнее, взаимодействие областей формирования парциальных дорожек. Управляющие параметры определяют пульсации скорости течения в соответствующих парциальных следах согласно формулам

$$u_1 \sim \rho\cos(\tau + \varphi); \qquad u_2 \sim r\cos(\tau + \psi) \tag{5}$$

Как следует из уравнений (5) время τ в модели обезразмерено так, чтобы угловая частота пульсаций в установившейся дорожке Кармана от уединенного цилиндра была единичной (при данном числе Рейнольдса течения).

Система уравнений (1-4) имеет несколько устойчивых точек покоя. Каждой такой точке соответствует своя глобальная мода ламинарного следа или квазиламинарная мода турбулентного следа (имеется в виду осреднение по вероятности или по ансамблю реализаций). В области слабого взаимодействия – сравнительно широко разнесенных цилиндров, когда параметр взаимодействия принимает сравнительно малые значения 0,5, реализуются две моды симметричного следа, причем для обеих мод базовые частоты осцилляций мало отличаются от единицы. Первая глобальная мода это две одинаковые синфазно-синхронизованные дорожки Кармана (для этой моды разность фаз осцилляций $P = \varphi - \psi = 0$). Вторая мода представляет собой две противофазно-синхронизованные дорожки, соответственно с При существенном сближении цилиндров (до расстояния между их осями $L/_D$ 5), что соответствует увеличению параметра взаимодействия до значений 0,5($\sqrt{5}$-1), возникает третья мода. Эта мода является двоякопериодическим решением, для которого все параметры двух парциальных дорожек Кармана различаются, формируя пространственно асимметричное течение. При еще большем усилении взаимодействия $\Lambda > 0{,}5(\sqrt{5}\text{-}1)$ в рамках модели возникает четвертая мода, при которой осцилляции сохраняются только в одном из двух осцилляторов Ландау-Стюарта (в

одной дорожке Кармана), но полностью подавляются в другом осцилляторе. Такая смена режимов следа при усилении взаимодействия в рамках модели соответствует общим принципам теории динамических систем [3]. Согласно этой теории, при слабом взаимодействии автогенераторов наблюдается только синхронизация автоколебаний (захват фазы колебаний при сохранении их амплитуды), а с усилением взаимодействия варьируют и амплитуды колебаний, причем возможно полное подавление колебаний в одном из осцилляторов. Следует отметить, что картина течения, визуализируемая в экспериментах со следами от цилиндров, соответствует первым трем отмеченным выше модам следа, например [4], но четвертая мода не наблюдается.

Уравнения модели просты, соответственно не трудно аналитически получить конфигурацию следа по первым двум симметричным модам – точкам покоя, а затем исследовать их на линейную устойчивость. Несколько сложнее исследование третьей моды – квазипериодического решения. В публикации [2] было использовано численное решение системы (1-4) для определения области ее устойчивости в пространстве параметров модели. Однако, благодаря сравнительной простоте и симметричности автономной системы уравнений (1-4), можно с помощью теории возмущений по малому параметру $|l|$<1 построить решение и для третьей моды. Для этого вначале строятся зависимости $\rho = \rho(P)$ и $r = r(P)$ для решения системы уравнений (1-4) по третьей моде:

$$[1 \quad s(P \quad \alpha) \quad O(l^2) \quad]; \qquad [1 \quad s(P \quad \beta) \quad O(l^2) \quad] \qquad (6)$$

Приемлемая погрешность полученной аппроксимации проиллюстрирована на Рис. 1 для случая $\Lambda = 054;\ l = -0{,}5;\ k = 1{,}5.$

Далее по известным зависимостям амплитуд от относительной фазы осцилляций восстанавливается полное решение (по уравнениям (3), (4)) и, в частности, частоты базовых осцилляций в комплексном следе. Отметим, что для моды асимметричного следа, в отличие от мод симметричного следа, уже для ламинарного установившегося режима течения пара базовых частот имеет конечные, хотя и сравнительно узкие, спектральные распределения. Здесь следует отметить, что распределение базовых частот осцилляций представляет первостепенный интерес при моделировании аэро-упругого взаимодействия конструкций с потоком, а выбор моды следа влияет на степень однородности поля коэффициентов переноса. Именно этими параметрами оперирует предлагаемая простая модель комплексного следа цилиндров.

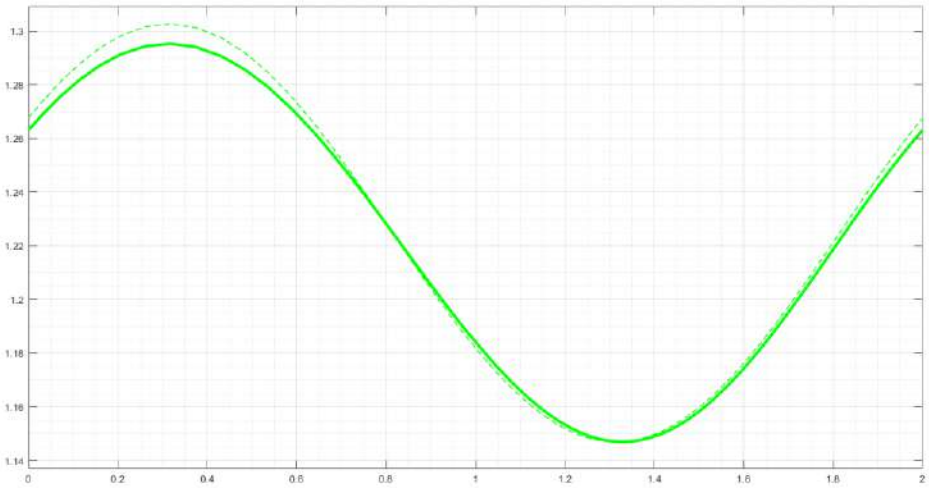


Рис. 1А. Зависимость установившейся амплитуды осцилляций ρ в высокочастотной парциальной дорожке Кармана от разности фаз осцилляций $P/\pi = (\varphi - \psi)/\pi$. Сплошные линии – согласно численному расчету системы уравнений (1-4); пунктир – по аппроксимации (6).

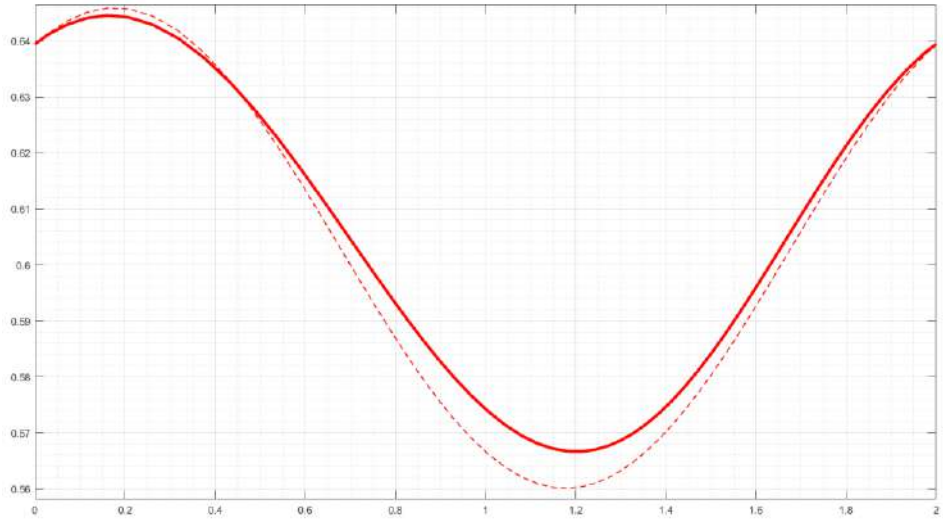


Рис. 1Б. Зависимость установившейся амплитуды осцилляций r в низкочастотной парциальной дорожке Кармана от разности фаз осцилляций $P/\pi = (\varphi - \psi)/\pi$. Сплошные линии – согласно численному расчету системы уравнений (1-4); пунктир – по аппроксимации (6).

Работа выполнена в рамках госзадания № 124012500440-9.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Sipp, A. Lebedev // J. Fluid Mech. 2007. V. 593. P. 333-358.
2. Г.В. Гембаржевский, К.Ю. Осипенко // Изв. РАН. МЖГ. 2023. № 6. С. 32-37.
3. А. Пиковский, М. Розенблюм, Ю. Куртс “Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление” М.: Техносфера. 2003.
4. Md.M. Alam, M. Moriya, H. Sakamoto // J. Fluids Struct. 2003. V. 18. P. 325-346.

Кипрские топографические вихри в меандрирующем восточном потоке

В.М. Егорова
Институт водных проблем Российской академии наук, Москва, Россия
Vikchik96@yandex.ru

Неоднородности рельефа морского дна могут приводить к формированию топографически-захваченных вихрей – топографических вихрей (антициклонов над подводными возвышенностями, циклонов над глубоководными впадинами) [1-5]. В приближении однородного океана такие вихри имеют форму вертикальных цилиндров (столбов Тейлора) [6-7]. Стратификация существенно меняет вертикальную структуру вихрей: вихри Тейлора в стратифицированном океане сужаются к поверхности [8-9], превращаясь в (усеченные) конусы Тейлора-Хогга [2].

В работе решается задача генерации топографических вихрей при обтекании неосесимметричного подводного препятствия $h(x,y)$ (включающего как подводную возвышенность, так и глубоководную впадину) восточным меандрирующим потоком в стратифицированном океане. Ось OY направлена на север по меридиану, ось OX – на восток вдоль круга широты, а ось OZ – вертикально вниз.

В качестве предмета исследования выбран Кипрский вихрь, формирующийся в восточной части Средиземного моря южнее острова Кипр над обширной окрестностью подводной горы Эратосфена. Вихрь разделен с островом меандрирующим восточным средиземноморским течением MMJ (eastward flowing Mid-Mediterranean Jet) [10]. Гора расположена в юго-восточной части глубокой впадины. Модель подводного препятствия $h(x,y)$, аппроксимируемого в работе параболоидами вращения, будем называть системой «впадина-гора». Геоморфологическое описание системы дано в [11-12].

В работах [10, 13] говорится о периодическом появлении циклона северо-западнее Кипрского вихря в окрестности подводной впадины. В работах [14-15] дается теоретическое обоснование природы формирования и сосуществования Кипрского вихря и циклона как топографической квазидипольной вихревой структуры, состоящей из антициклона над горой Эратосфена, и циклона над крупной впадиной. Обоснование основывается на применении теории топографических вихрей, адаптированной для решения задач обтекания подводных препятствий неосесимметричной формы.

В основу теории топографического вихреобразования положен закон сохранения потенциального вихря. В стационарном случае для стратифицированного океана в приближении β-плоскости закон запишется в обезразмеренном виде через якобиан [2]:

$$J\left(P(x,y,z),\ \Delta_{x,y}P(x,y,z)+B^{-2}\frac{\partial}{\partial z}\left(N^{-2}(z)\frac{\partial P(x,y,z)}{\partial z}\right)+by\right)=0,$$

$$P(x,y,z)=-Uy+A\sin\left(\sqrt{\frac{b}{U}}(x+\alpha)\right)+\tilde{\sigma}_1\Psi_1(x,y,z)+\tilde{\sigma}_2\Psi_2(x,y,z),$$

где $P(x,y,z)$ – функция гидродинамического давления (функция тока), записанная в виде компонент давления, описывающих потенциальное течение жидкости, и компонент возмущения давления, возникших из-за влияния топографии (подводного препятствия); B^2 – число Бургера, $N(z)$ – профиль частоты Вяйсяля-Брента, аппроксимируемый ниже слоя пикноклина гиперболической функцией $N(z)=C\left(z+h_p\right)^{-1}$ [16-17], $C=0.8687$ – коэффициент аппроксимации, полученный по результатам обработки CTD-данных двух океанографических рейсов CYBO-18 и CYBO-20, h_p – глубина залегания слоя пикноклина, b – планетарный параметр, входящий в приближение β-плоскости, U – скорость фонового восточного потока, A – амплитуда стационарной волны Россби,

задающей меандрирование фонового восточного потока, α – произвольный фазовый сдвиг, $\tilde{\sigma}_{1,2}$ – топографический параметр (для горы – 1 и для впадины – 2), $\Psi_{1,2}(x,y,z)$ – функция возмущения давления , получаемая в результате решения линейного уравнения Гельмгольца с граничными условиями на поверхности и на дне:

$$\Delta\Psi(x,y,z) + B^{-2}\frac{\partial}{\partial z}\left(N^{-2}(z)\frac{\partial\Psi(x,y,z)}{\partial z}\right) + \frac{b}{U}\Psi(x,y,z) = 0$$

$$\begin{cases} \dfrac{\partial\Psi(x,y,z)}{\partial z} = 0, \text{при } z = 0 \text{ (поверхность)} \\ \dfrac{\partial\Psi(x,y,z)}{\partial z} = -B^2N^2(H)\cdot h(x,y), \text{при } z = H \text{ (дно).} \end{cases}$$

На рисунке 1 представлены изолинии функции тока $P(x,y,z)$ (в терминах вертикальных распределений функции тока на глубине $h_p = 23$ м (*верхний ряд*) и на глубине 923 м (*нижний ряд*)) для значений входящих параметров $B^2 = 0.15$, $b = 4$, $U = 3$, $\tilde{\sigma}_1 = 33.6$, $\tilde{\sigma}_2 = 22.4$.

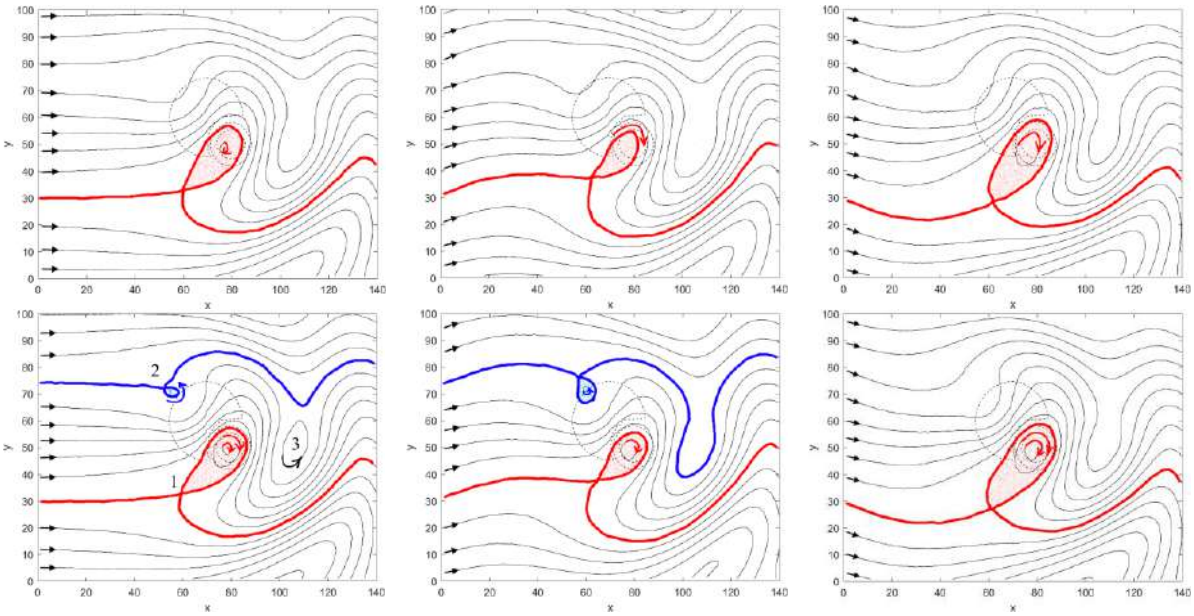


Рис. 1. Вихревая структура течений на глубине 23 м (верхний ряд) и на глубине 923 м (нижний ряд) над системой «впадина-гора» (отмечена штриховой линией) в восточном меандрирующем потоке (стрелки указывают направление движения) при сдвигах фазы волны меандрирования (*слева* $A = 0$ без меандрирования, *в центре* $A = 1.5, \alpha = 0$, *справа* $A = 1.5, \alpha = \pi$). Внутренние части петель сепаратрис ассоциируются с захваченными топографическими вихрями: антициклон (Кипрский вихрь) (красная область – 1) и циклон (голубая область – 2). Россбиевский волновой след за системой «впадина-гора» приводит к появлению вихря-сателлита (3). Единичный шаг по осям – 5 км.

Разные сдвиги фазы приводят как к усилению квазидипольной системы топографических вихрей «антициклон-циклон», так и к её ослаблению. Стратификация сужает вихри к поверхности вплоть до их полного вырождения (в случае циклона).

Фаза меандрирования, при которой поток набегает на открытый край впадины (т.е. движется на юго-восток в окрестности впадины), инициализирует циклоническую завихренность и приводит к усилению циклона (голубой) и вихря-сателлита (рис. 1, *в центре*). Кипрский вихрь (красный антициклон) уменьшается в размере (его сепаратриса сужается по сравнению со случаем без меандрирования, *слева*).

При обратной ситуации (сдвиг фазы $\alpha = \pi$, *справа*) наблюдается усиление Кипрского вихря и антициклонической завихренности во всех слоях. Циклон полностью вырождается, вихрь-сателлит менее выражен.

Решения хорошо согласуются с результатами ранних работ [14-15] и объясняют периодическое (редкое) появление топографического циклона на поверхности моря. Полученные картины вихревых течений соотносятся с данными по общей циркуляции Восточного Средиземноморья [18-19], представляющей собой сложную динамическую систему, включающую ряд крупномасштабных вихрей (например, круговорот Родоса и вихрь Шикмона, расположенный к востоку от Кипрского вихря) и меандрирующих течений (например, MMJ). Вихрь Шикмона связывают [20] с волной Россби; в нашем решении под вихрем-сателлитом, возникшем в результате захвата топографией россбиевского волновой следа, мы также понимаем вихрь Шикмона.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н. Зырянов “Теория установившихся океанических течений” Л.: Гидрометеоиздат, 1985.
2. В.Н. Зырянов “Топографические вихри в динамике морских течений” М.: ИВП РАН,1995.
3. В.Ф. Козлов “Модели топографических вихрей в океане” М.: Наука, 1983.
4. M.A. Sokolovskiy and J. Verron “Dynamics of Vortex Structures in a Stratified Rotating Fluid” Swidzerland.: Springer, Atmos and Oceanogr Sci Lib, 2014.
5. V.N. Zyryanov // Reg Chaot Dyn. 2006. V. 11. No 4. P. 491–521.
6. G.I. Taylor // Proc Roy Soc Lond Ser A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. 1921. V. 100. No 703. P. 114–121.
7. G.I. Taylor // Proc Roy Soc Lond Ser A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. 1923. V. 104. No 725. P. 213–218.
8. P.A. Davies // J. Fluid Mech. 1972. V. 54. P. 691–718.
9. N.G. Hogg // J. Fluid Mech. 1973. V. 58. No. 3. P. 517–537.
10. G. Zodiatis et al. // Deep Sea Res. 2005. V. 52. No 2. P. 2897–2910.
11. G. Coletti et al. // Palaeogeogr, Palaeoclimatol, Palaeoecol. 2019. V. 530. P. 217–235.
12. E. Kokinou and C. Panagiotakis // Geo-Marine Letters. 2018. V. 38. P. 527–540.
13. S. Brenner // J Geophys Res. 1989. V. 94. No C9. P. 12.593–12.602.
14. V.M. Egorova et al. // Ocean Dynamics. 2022. V. 72. No 1. P.1–20.
15. V.M. Egorova et al. // Ocean Dynamics. 2024. V. 74. No 1. P.19–36.
16. В.Ф. Козлов // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4. № 6. С. 622–632.
17. А.С. Монин и др. // Доклады АН СССР. 1970. Т. 191. № 6. С. 1277–1279.
18. E. Mauri et al. // Water. 2019. V. 11. No 9. P.1741.
19. N. Pinardi et al. // The Sea. 2006. V. 14. P.1245–1331.
20. A. Pirro et al. // Scientific Reports. 2024. V. 14. No 1. P. 29598.

Внутренние и инерционные волны в гео- и астрофизических приложениях

Е.В. Ерманюк
Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, г. Новосибирск
ermanyuk@hydro.nsc.ru

Исследование роли внутренних и инерционных волн в каскаде энергии во вращающейся и стратифицированной жидкости представляет большой интерес в широком круге задач гео- и астрофизической гидродинамики [1]. Внутренние и инерционные волны удовлетворяют специфическим дисперсионным соотношениям, в которое входит частота возмущающего воздействия и направление распространения волн, но не входит масштаб длины, что вызывает ряд трудностей при решении задачи в замкнутых областях [2, 3]. Диссипация в замкнутых областях при изменении глобальной волновой картины может изменяться на несколько порядков, что представляет большой интерес при исследовании приливных взаимодействий в системах спутник - центральное тело [4]. При этом, в зависимости от строения и параметров движения спутника и центрального тела ключевыми процессами могуть быть как диссипация, сопровождающаяся генерацией внутренних волн в центральной устойчиво стратифицированной области небесного тела [5] (эволюция системы гигантская планета – солнцеподобная звезда), так и диссипация в тонкой жидкой оболочке (океане), с совместным влиянием генерации внутренних волн и трения о дно [6, 7] (эволюция системы Луна – Земля).

В докладе представлено современное состояние исследований волновых аттракторов и нормальных мод в линейном и нелинейном режимах движения [8, 10]. В частности, большое внимание уделено анализу численной и экспериментальной оценки мощности, затрачиваемой на поддержание волнового движения в системе, допускающей существование аттракторов внутренних волн. Выполнено сопоставление различных способов оценки потока энергии в системе, проведено сравнение экспериментальных результатов с результатами прямого численного моделирования [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. P.A. Davidson “Turbulence in Rotating, Stratified and Electrically Conducting Fluids” Cambridge: Cambridge University Press, 2013.
2. L.R.M. Maas et al. // Nature. 1997. V. 388. P. 557-561.
3. M. Rieutord, B. Georgeot, L. Valdettaro // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 4277.
4. G. Ogilvie // Annual Rev. Astronomy & Astrophysics. 2014. V. 52. P. 171-210.
5. Z. Guo, G.I. Ogilvie, A.J. Barker // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2023. V. 521. P. 1353–1373
6. M. Farhat et al. // Astronomy & Astrophysics. 2022. V. 665. L1.
7. R. Musgrave et al “The lifecycle of topographically-generated internal waves” Ch. 6. in “Ocean mixing.Drivers, Mechanisms and Impacts” (eds. M. Meredith and A.N. Garabato) Amsterdam: Elsevier, 2022.
8. Y. Bekki, R.H. Cameron, L. Gizon // Astronomy & Astrophysics. 2022. V. 662. A16.
9. S. Subbotin et al. // Phys. Fluids. 2022. V. 34. P. 064103.
10. S. Subbotin et al. // Phys. Fluids. 2023. V. 35. P. 074110.
11. N. Shmakova et al. // Phys. Fluids. 2025. V. 37. P. 016607.

Затухание уединенной ионизирующей волны электрического поля

А.И. Шишпанов, В.В. Залетов
Санкт-Петербургский Государственный университет
vlad.zaletov@mail.ru

Волны ионизации(ВИ) представляют собой уникальный класс динамических процессов, возникающих в газах под воздействием сильно неоднородного электрического поля. Это короткие, непериодические структуры, которые могут распространяться в пространстве по одиночке. ВИ действуют как механизм пробоя, переводящий газ в плазменное состояние посредством ионизации на фронте волны, где поддерживается высокая напряженность поля во время ее движения. Они характеризуются высокой скоростью распространения, достигающей значений от 10^5 до 10^{10} см/с [1, 2]. Процессы формирования и распространения ВИ приводят к резкому изменению свойств среды и создают условия для возникновения плазмы с различными характеристиками.

Исследования ВИ имеют широкий спектр практических приложений, включая технологии плазменной обработки материалов, создание новых источников света и развитие методов контроля за процессами в газоразрядных системах [3]. Понимание механизмов изменения скорости одиночных ВИ является важным шагом к оптимизации данных процессов. В данной работе внимание сфокусировано на кинематических характеристиках волн.

Одним из ключевых факторов, способствующих образованию ВИ, является наличие неоднородного электрического поля. Его величина должна быть достаточна для первичной ионизации газа и развития электронных лавин в некоторой области вблизи высоковольтного электрода. Это приводит к локальному запуску ионизации, и формированию ВИ. Кроме того, важным условием является достаточная длина разрядного промежутка, которая позволяет волне распространяться и поддерживать свои характеристики.

ВИ могут возникать как при высоких давлениях (~атм.), так и при низких. При атмосферном давлении волны часто называются стримерами или лидерами. Они обычно распространяются в открытом пространстве, где их границы определяются процессами самоорганизации в плазме. Обычно это сопровождается значительным расходом электрической энергии на нагревание газа [4].

Данное исследование проведено в области давлений 0,5-50 Торр. В этом случае нагрев газа отсутствует, что делает ВИ эффективным механизмом для накачки электроэнергии во внутренние степени свободы газа. В эксперименте волны при низких давлениях обычно распространяются внутри длинных стеклянных трубок (10-100 см), которые задают границы плазмы и влияют на динамику и характеристики процессов ионизации. Это создает уникальные условия для изучения ВИ и их взаимодействия с окружающей средой [5].

В данной работе волны возникали в цилиндрических стеклянных разрядных трубках с внутренним диаметром 1,5-1,6 см и длиной от 40 до 80 см, помещенных в цилиндрический медный экран, заземленный через сопротивление 50 Ом. Во время распространения ВИ ток проводимости за фронтом замыкается током смещения на фронте, уходящим на ближайшие заземленные объекты, роль которых в данной работе выполнял экран. Это позволило измерять ток пробоя непосредственно в экране, который измерялся шунтом с цепи заземления экрана. ВИ возбуждались высоковольтными прямоугольными импульсами обеих полярностей с амплитудами от 1 до 5 кВ, которые подавались на электрод трубки с частотой 0,2-1 Гц. Благодаря

достаточной крутизне фронта импульса напряжения и статистическому запаздыванию ВИ, они возникали при фиксированном постоянном напряжении, что существенно отличает условия этого эксперимента от большинства других работ, где волны формируются и развиваются на фронтах импульсов. Диагностика волн проводилась с помощью пары емкостных датчиков, расположенных на расстоянии 1,3 см друг от друга и свободно перемещающихся вдоль трубки в небольшой прорези в экране. Из их сигналов определялись времена прохождения волны под датчиками, что позволяло измерять мгновенную скорость волны. Более подробную информацию о схеме эксперимента можно найти в работах [6,7]. Измерения проводились в гелии, неоне, аргоне, криптоне и ксеноне при давлении 1 Торр, а также в неоне при давлениях 0,5-50 Торр.

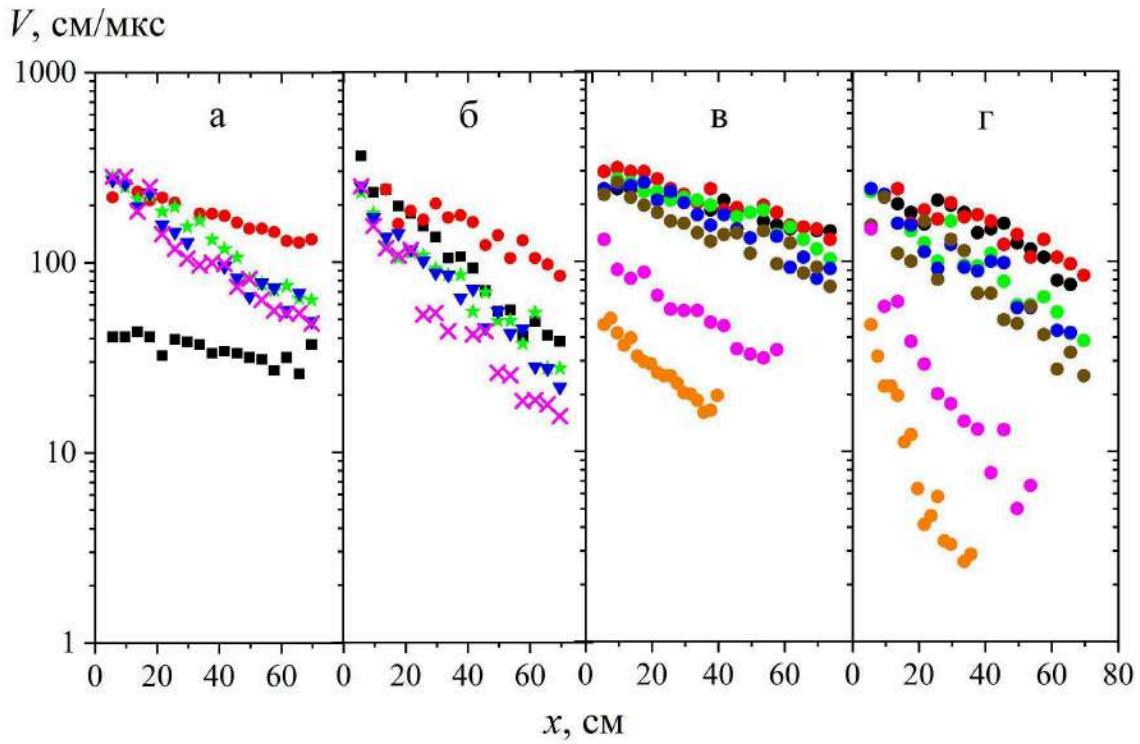


Рис. 1. Зависимости мгновенной скорости волны ионизации от расстояния. Напряжение пробоя а,в- U= 3 кВ, б,г- U= -3 кВ. а,б- зависимости для различных инертных газов при давлении 1 Торр: ●-неон, ★-аргон, ▼- криптон, ✖-ксенон, ■-гелий. в,г- зависимости для неона при различных давлениях: ●- 0.5 Торр, ●- 1 Торр, ●- 2 Торр, ●- 3 Торр, ●- 5 Торр, ●- 20 Торр, ●- 50 Торр.

В наших условиях была обнаружена экспоненциальная зависимость скорости ВИ от расстояния между высоковольтным электродом и убегающим от него фронтом волны [7].

$$v(x) = v_0 e^{-\lambda x}. \quad (1)$$

На рис. 1 представлены результаты измерения этой зависимости для разных газов (а, б) и всего диапазона давлений (в, г) при фиксированном напряжении пробоя $U = \pm 3$ кВ. В полулогарифмическом масштабе кривые близки к прямым линиям, что указывает на экспоненциальный характер затухания. Это согласуется с известным фактом о том, что потенциал за фронтом волны также затухает экспоненциально относительно расстояния до электрода [1]. Следует отметить, что средние скорости ВИ при положительных полярностях импульсов оказываются выше по сравнению с

отрицательными. Это может указывать на различную интенсивность процессов ионизации, действующих при разных полярностях.

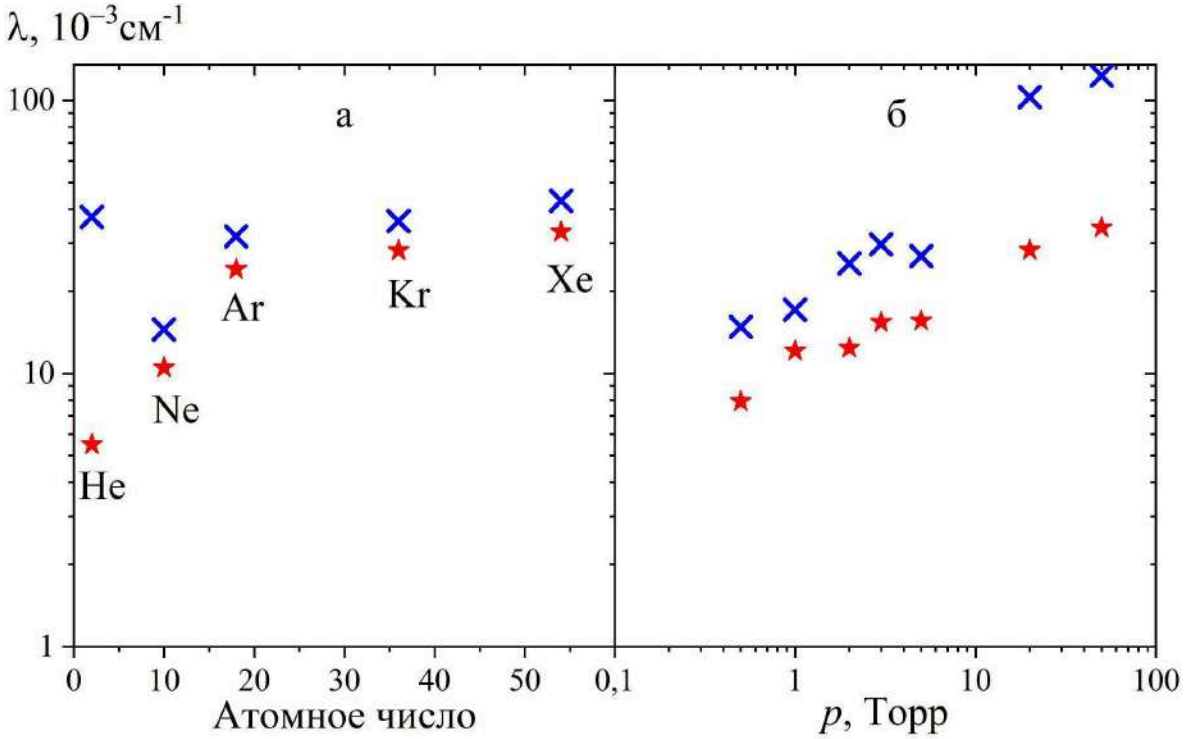


Рис. 2. Пространственные коэффициенты торможения волны ионизации. а- зависимость от сорта газа, б- зависимость от давления. ★- *U*= 3 кВ, ✖- *U*= -3 кВ.

На рис.2 изображены графики зависимости пространственных коэффициентов затухания λ от сорта газа (а) и давления(б). Коэффициенты затухания для скорости оказываются значительно больше (примерно в 2 раза) по сравнению с коэффициентами затухания для потенциалов [7]. Это говорит о том, что динамика волны ионизации и связанные с ней процессы зависят от множества факторов.

Если снижение скорости ВИ вдоль трубки подчиняется экспоненциальному закону, то ее временная зависимость должна описываться гиперболической функцией:

$$\frac{dx}{dt} = v_0 e^{-\lambda x(t)} \Rightarrow v(t) = \frac{1}{\lambda(t-T_0)}. \quad (2)$$

На рис. 3 представлены результаты измерений после приведения зависимостей к безразмерному виду со сдвигом по времени во всем диапазоне исследуемых условий. Синими пунктирными линиями на графиках изображены гиперболы. Отметим, что экспериментальные точки ложатся близко к аналитической зависимости, что подтверждает вывод о близком к экспоненциальному закону торможения ВИ вдоль трубки.

Было установлено, что торможение волны ионизации усиливается с увеличением давления и массы атома рабочего газа. Это может быть связано с изменениями в динамике столкновений между частицами газа и заряженными частицами.

Несмотря на наличие теоретических моделей, предполагающих постоянство скорости волны, исследования зависимости мгновенной скорости от различных факторов остаются недостаточно изученными. Настоящее исследование частично заполняет этот пробел, предоставляя экспериментальные данные, которые могут способствовать более глубокому пониманию механизмов, управляющих процессом ионизации. Результаты данного исследования могут также стимулировать дальнейшие

теоретические разработки в области физики плазмы и газовой динамики, так как до сих пор отсутствует четкая и всеобъемлющая теория, объясняющая явление ВИ. Исследования подобного рода могут привести к созданию более точных моделей, учитывающих вариативность скорости волны ионизации в зависимости от внешних условий.

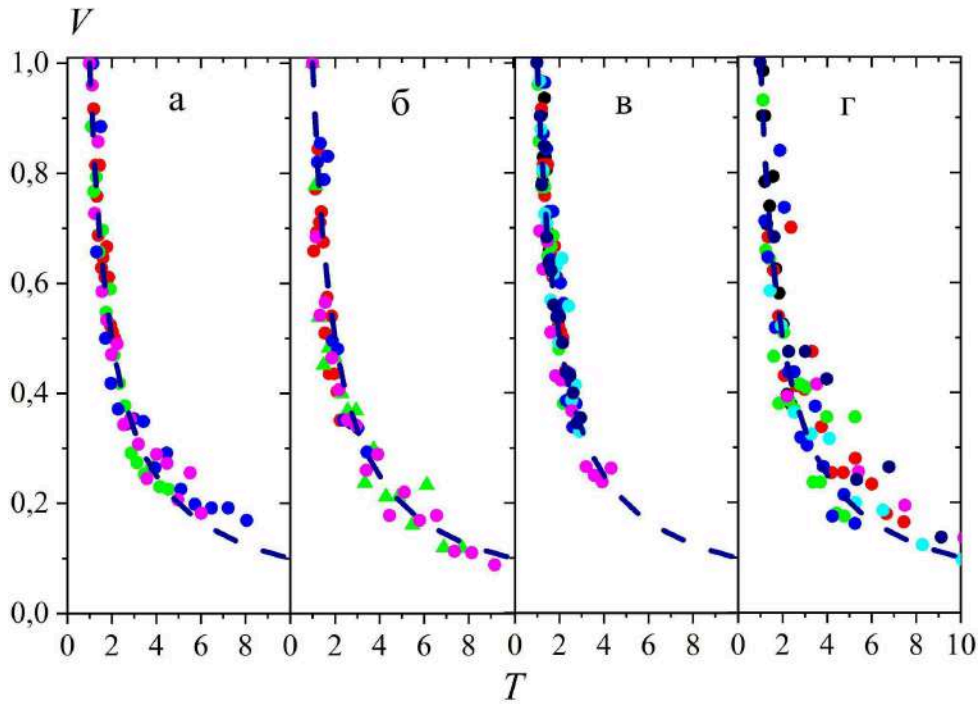


Рис. 3. Зависимости скорости волны ионизации от времени. Напряжение пробоя а,в- *U*= 3 кВ, б,г- *U*= -3 кВ. а,б- зависимости для различных инертных газов при давлении 1 Торр. в,г- зависимости для неона при различных давлениях. Пунктирные линии- аналитическая зависимость *V*=1/*T*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.М. Василяк и др. // УФН. 1994. Т.164. №.3. С.263-286.

2. Ю.З. Ионих // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 1015-1044.

3. Н.А. Ашурбеков и др. // ТВТ. 2000. Т. 38. С. 823-839

4. Э. М. Базелян, Ю. П. Райзер “Физика молнии и молниезащиты” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001.

5. A. V. Klochko et al. // Journal of Physics D: Applied Physics, 2014. V.47. No 36. P.365202

6. В.В. Залетов, А.И. Шишпанов //Физическая электроника : Материалы XIII Всероссийской конференции по физической электронике, 2024. – С. 65-69.

7. A.I. Shishpanov, V.V. Zaletov, P.S. Bazhin //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2024. V.51. P.256-261

Эволюция и динамика вихрей в глубокой жидкости, образованных погружением капель в режиме интрузии

А.Ю. Ильиных
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук (ИПМех РАН), Россия, Москва, 119526, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1
ilynykh@ipmnet.ru

Совокупность гидродинамических и акустических процессов, сопровождающих слияние свободно падающей капли с принимающей жидкостью представляет интерес как в рамках фундаментальной задачи, так и в прикладных задачах переноса энергии и перемешивания (разделения) веществ. Слияние свободно падающей капли с принимающей жидкостью является многопараметрической задачей с широким набором компонентов течений, чувствительным к изменению условий. При сохранении базового набора структурных компонентов и механизмов переноса энергии и вещества картина течения различна. Одним из базовых компонентов, сопровождающих слияние капли, является кольцевой вихрь, описанный еще в работе [1]. Первые работы включали описания устойчиво воспроизводимых структурных компонентов – каверны, венца, брызг, отдельных вихрей и каскадов вихревых колец. Механизм формирования вихревого кольца и его динамика зависят среди прочего от режима слияния (задается отношением кинетической и поверхностной потенциальной энергии в момент контакта капли с принимающей жидкостью [2]) и отношением плотностей взаимодействующих сред [3].

Для изучения вихревых колец в большинстве опытов жидкость капли подкрашивается, ее плотность превосходит плотность принимающей жидкости. В таких условиях инерция жидкости, проталкиваемой растущей каверной, совпадает с действием плавучести. Для интузивного режима, при котором кинетическая энергия меньше поверхностной потенциальной $E_k < E_\sigma$ (высота падения сравнима с диаметром капли), характерно плавное втекание жидкости капли в толщу принимающей жидкости с образованием чечевицеобразной интрузии, а также запаздывание формирования каверны, трансформация интрузии в погружающийся кольцевой вихрь [2, 4]. Картина вихревых течений при слиянии капли жидкости меньшей плотности, чем принимающей среды, когда эффеты плавучести будут действовать в противоположном направлении, ранее не изучалась.

В данной работе методом высокоскоростной видеорегистрации проведена визуализация эволюции структуры течения при слиянии капли 95% водного раствора этанола (подкрашенного бриллиантовым зеленым) с частично дегазированной водопроводной водой в интрузивном режиме, когда кинетическая энергия капли меньше ее доступной потенциальной поверхностной энергии. прослежена картина течения при слиянии свободно падающей капли этанола с водой (при плотностном отношении $R_\rho = 0.01 > 0$) в интрузивном режиме. Для сравнения также прослежено слияние капли разбавленного раствора перманганата калия большей плотности, чем плотность воды, $R_\rho = -0.001 < 0$. Картины столкновения летящих капель этанола и воды визуализированы в [5]. Опыты проведены на модифицированном Стенде для изучения тонкой структуры быстропротекающих процессов (ТБП), входящем в состав Уникальной исследовательской установки УИУ «ГФК ИПМех РАН».

Выбор размерных параметров задачи проведен на основе анализа свойств системы фундаментальных уравнений механики жидкостей – дифференциальных законов переноса плотности, импульса и энергии. Для характеристики состояния вещества

применяется дифференциал потенциала Гиббса $dG = -s_e dT + VdP + S_b d\sigma + \mu_i dS_i$ [6]. Производные потенциала Гиббса G определяют термодинамические величины – плотность ρ и удельный объем $V = 1/\rho$, энтропию s_e, давление P, температуру T, концентрацию растворенных веществ и взвешенных частиц S_i, химический потенциал $i-$го компонента μ_i, коэффициент поверхностного натяжения σ.

В число основных размерных параметров изучаемых течений входят потенциалы Гиббса капли G_d, воздушной среды G_a и принимающей жидкости G_t, плотности $\rho_{d,a,t}$, кинематическая $\nu_{d,a,t}$ и динамическая $\mu_{d,a,t}$ вязкости; полные σ_d^a, σ_t^a и нормированные на плотность жидкости коэффициенты поверхностного натяжения контактирующих сред $\gamma_d^a = \sigma_d^a / \rho_d$, $\gamma_t^a = \sigma_t^a / \rho_t$ см^3/с^2; коэффициент диффузии окрашивающей каплю примеси в принимающей жидкости κ_d; эквивалентный диаметр D, площадь поверхности S_d, объем V, масса M, высота свободного падения H и скорость капли U в момент первичного контакта; доступная потенциальная поверхностная энергия (ДППЭ) $E_\sigma = \sigma S_d$, заключенная в приповерхностном шаровом слое толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см, кинетическая энергия $E_k = MU^2/2$, потенциальная энергия в гравитационном поле с ускорением свободного падения g. Быстрые процессы преобразования ДППЭ в другие формы играют определяющую роль в установлении режима слияния течения [5].

Полная энергия падающей сферической капли $E_d = E_p + E_k + E_\sigma$ складывается из потенциальной энергии E_p, экстенсивной кинетической энергии с дифференциалом $dE_k = 0.5\rho U^2 dV$, а также ДППЭ, заключенной в приповерхностном шаровом слое толщиной порядка размера молекулярного ассоциата $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см объемом $V_\sigma = \delta_\sigma S_d$ и массой $M_\sigma = \rho V_\sigma$. Время передачи кинетической энергии E_k и импульса $\mathbf{P}_d = M\mathbf{v}$ капли $\Delta t = D/U$ составляет несколько миллисекунд и на несколько порядков превышает время конверсии ДППЭ $\Delta\tau = \delta_\sigma / U \sim 10^{-8}$ с при уничтожении приповерхностного слоя сливающихся жидкостей толщиной $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см. Быстрые процессы преобразования ДППЭ в другие формы на кольцевой границе области слияния жидкостей играют определяющую роль в установлении режима слияния течения.

Отношения физических величин образуют наборы собственных временных и пространственных масштабов, определяющих требования к методике измерений в части выбора размера области наблюдения течений, пространственного и временного разрешения инструментов, а также безразмерных отношений, характеризующих капельные течения. Набор традиционных безразмерных параметров включает числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_d = UD/\nu_d$, Фруда $\mathrm{Fr}_d = U^2/gD$, Вебера $\mathrm{We}_d = U^2 D/\gamma_d$, Бонда $\mathrm{Bo} = gD^2/\gamma_d^a$, Онезорге $\mathrm{Oh}_d = \nu_d / \sqrt{\gamma_d^a D}$, Шмидта $\mathrm{Sc} = \nu_t/\kappa_d$. В силу двойственности природы параметров описания свободной поверхности, число Вебера также является мерой отношения кинетической и поверхностной энергии капли. Различия физических свойств контактирующих сред характеризуются безразмерными отношениями: относительной разностью плотностей – $\mathrm{R}_\rho = (\rho_t - \rho_d)/(\rho_t + \rho_d)$, коэффициентов поверхностного натяжения R_σ и динамических вязкостей R_μ.

При слиянии капли раствора $KMnO_4$ (более плотной капли) с водой на начальном этапе капля растекается по поверхности жидкости и плавно втекает в ее толщу, образуя чечевицеобразную интрузию. Механизм слияния капли с жидкостью в интрузивном режиме приведен в [2]. Когда масса капли практически полностью втекает в толщу жидкости, распределение пигмента визуализирует тороидальный вихрь, сформировавшийся в верхней части области интрузии. Ядро интрузии окрашено более плотно, чем ее внешняя часть. Вихревая структура течения становится более выраженной при $t = 12$ мс (рис. 1), ядра вихря разделены светлыми полосами конической кольцевой струи. Форма каверны меняется по мере ее углубления и при $t = 20$ мс заметно увеличивается диаметр ее уплощенной нижней границы. Достигнув максимальных размеров, каверна начинает быстро схлопываться, втекающая жидкость отделяет интрузию от ее дна и от свободной поверхности. Далее окрашенный объем вихревого кольца линейно погружается в принимающую жидкость, постепенно теряя сплошность и вовлекая объемы принимающей жидкости.

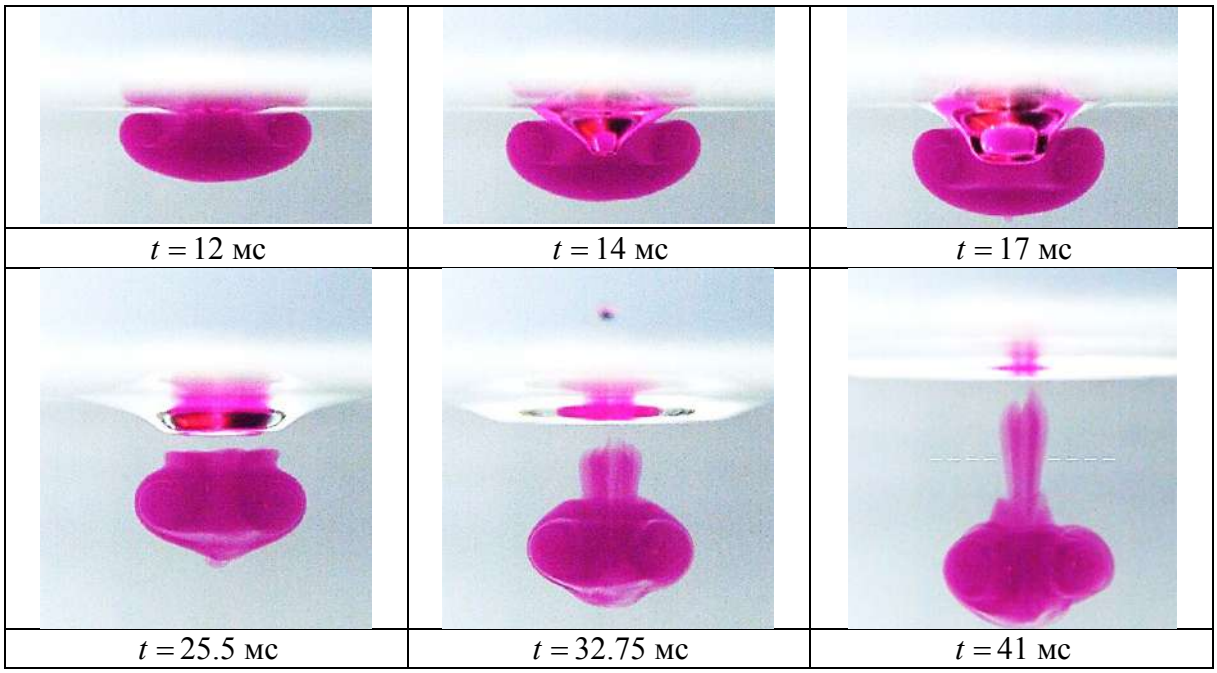


Рис. 1. Картина течения в вертикальной плоскости при слиянии капли раствора $KMnO_4$ с дегазированной водопроводной водой (разбавление 1:500, $D = 4$ mm, $U = 0.3$ м/с, $E_\sigma = 3.7$ мкДж, $E_k =$ 1.5мкДж, $R_E = 0.41$, $R_W = 15 \cdot 10^{-6}$, $R_\rho = -0.001$, $R_\sigma = 0$

В картине слияния капли смешивающейся более легкой жидкости (95% водного раствора этанола) с водой $R_\rho = 0.01 > 0$ наблюдается кольцевой вихрь нового типа. В фазе максимального заглубления конической каверны с заострения ее дна в толщу жидкости выталкивается компактный объем жидкости, содержащий раствор этанола. Погружающийся объем трансформируется в тороидальный вихрь практически неизменного диаметра, который, достигнув горизонта нейтральной плавучести, останавливается и образует компактную вторичную интрузию цилиндрической формы.

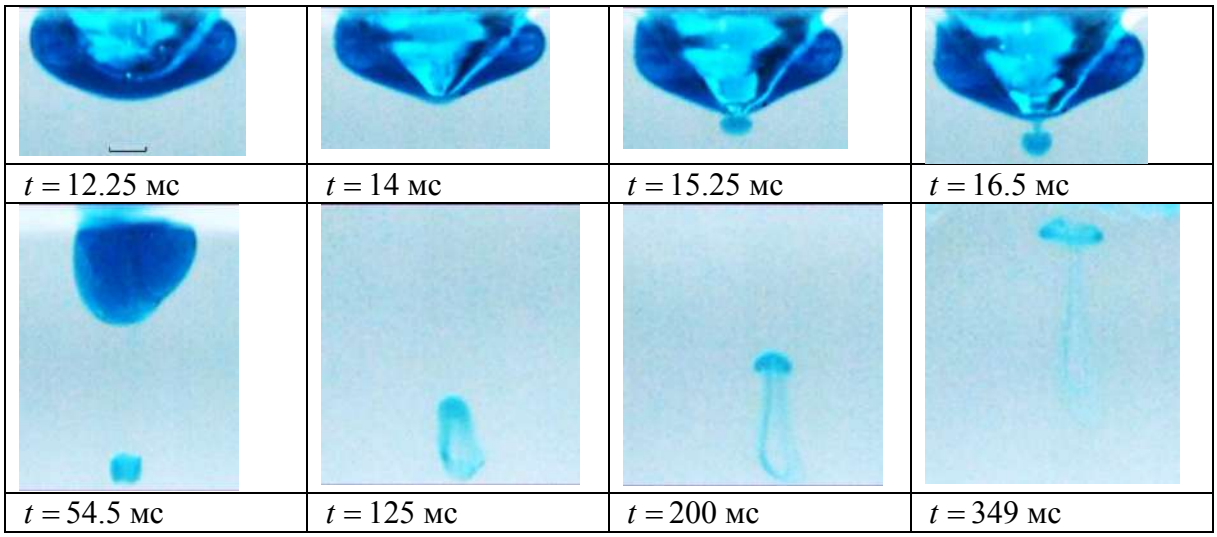


Рис. 2. Эволюция картины течения на начальном этапе слияния капли окрашенной капли 95% этанола ($D = 3.5$ мм, $U = 0.3$ м/с, $E_\sigma = 0.87$мкДж, $E_k = 0.82$ мкДж) с водой в интрузивном режиме и эволюция всплывающего вихря.

Интрузия, содержащая обе жидкости, начинает всплывать и постепенно трансформируется в новый кольцевой вихрь. Всплывающий вихрь оставляет в принимающей жидкости цилиндрический след, оболочка которого окрашивается пигментом капли. Диаметр вихря постепенно увеличивается.

Заключение. На начальном этапе формирования интрузии и каверны картины течения структурно близки. В стадии максимального углубления с заострения дна каверны в толщу жидкости выбрасывается погружающийся сферический вихорек, содержащий этанол, плотность которого меньше, чем у воды. Достигнув точки поворота, вихорек останавливается и формирует всплывающий объем жидкости. Всплывающая жидкость постепенно трансформируется в кольцевой вихрь, размеры которого постепенно увеличиваются. Прослежена эволюция геометрии основных структурных элементов. Формирование всплывающего вихря при слиянии свободно падающей капли этанола с водой в интрузивном режиме наблюдалось впервые.

Благодарности: Работа выполнена в Лаборатории механики жидкостей ИПМех РАН при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания, номер госрегистрации: 124012500442-3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rogers W.B. On the formation of rotating rings by air and liquids under certain conditions of discharge // Amer. J. Sci., Second Ser. 1858. V. 26. pp. 246–258
2. Chashechkin Yu.D., Ilinykh A. Y. Intrusive and impact modes of a falling drop coalescence with a target fluid at rest // Axioms. 2023. V. 12(4). pp. 374. doi:10.3390/axioms12040374
3. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю., Джудар Б. Формирование всплывающего вихря при слиянии капли этанола с водой в интрузивном режиме //Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2024. Т.25, вып. 2.
4. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Распределение вещества капли в принимающей жидкости в интрузивном режиме слияния // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2022. Т. 23(6). с.1–18. http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-6/articles/1023
5. Rodriguez F., Mesler R. The penetration of drop-formed vortex rings into pools of liquid // J. Colloid Interface Sci. 1988. V. 121(1). pp. 121–129. doi:10.1016/0021-9797(88)90414-6
6. Chashechkin Y.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // Axioms. 2021. V. 10(4). pp. 286. https://doi.org/10.3390/axioms10040286

Технология, применение и перспективы развития измерительных приборов на основе электрохимических преобразователей

В.Г. Криштоп
Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка
krishtop@iptm.ru

Электрохимические преобразователи (ЭХП) позволяют преобразовывать параметры движения в электрический сигнал за счет изменения скорости протекания электрохимических процессов в электролите под воздействием внешних механических сигналов [1-3]. Основное их преимущество — это высокая чувствительность и низкий уровень собственного шума в инфразвуковой и субгерцовой части спектра (вплоть до 0.001 Гц). В обзорном докладе обсуждаются принципы работы ЭХП, технологии производства ЭХП, области применения приборов на основе ЭХП, и перспективы развития.

Основные принципы работы электрохимического преобразователя рассказаны на примере сеточного электродного узла, приведены схема сеточного электродного узла и параметры одной из реализаций сеточного электродного узла [4-6]. Рассмотрены типы датчиков: датчики горизонтального, вертикального и углового ускорения. Обсуждена математическая модель конвективного переноса ионов в ЭХП, основанная на последовательном решении линеаризованного уравнения Навье-Стокса с пренебрежением квадратичным по скорости слагаемым и уравнения конвективной диффузии с подавленной электромиграцией основных ионов из-за избытка фонового электролита [7].

Приведены примеры теоретических работ по расчету параметров электрохимических электродных узлов с геометриями, допускающими аналитические решения электрохимической задачи [8-14]. Показаны результаты матмоделирования процессов в ЭХП на примере сеточного электродного узла [15-18].

Приведены примеры изготовления электродных узлов для ЭХП по различным технологиям, реализованные в зарубежных публикациях [19-26]. Подробно обсуждалась кремниевая планарная технология производства электрохимических преобразователей, реализованная с помощью НИИ МЭ и АО Микрон (Зеленоград) [27-29].

Показаны изготовленные прототипы приборов на основе ЭХП: геофоны, акселерометры, гидрофоны, сейсмометры, модуль IMU (Inertial Measurement Unit), и приведены их основные характеристики [30]. Приведено сравнение диапазонов работы МЭМС и ЭХП, в том числе сравнение шумовых характеристик [31-33].

Показаны примеры реального применения различных преобразователей на основе ЭХП:

— инженерный мониторинг на примере исследования колебаний небоскребов, включая измерения колебаний ГЗ МГУ [34, 35];

— сейсмология и сейсмоакустика [36], в т.ч. пассивная сейсмическая томография вулканов Камчатки [37, 38], а также активная сейсморазведка полезных ископаемых [39, 40], включая морскую сейсморазведку [41-43];

— инерциальный прибор для определения направления на геометрический север (инерциальный компас) [44,45].

Приборы на основе ЭХП могут применяться в следующих областях (по мере уменьшения проработанности технических решений на текущий момент): Сейсмология и сейсморазведка; Промышленные акселерометры, вращательные акселерометры и гироскопы; Гидрофоны для водной и донной сейсморазведки, для векторной акустики, сонары и др.; системы технологической безопасности, системы технического мониторинга, системы охраны; Датчики для инерциальной навигации / IMU / 3D-4D-6D-8D; автомобильные датчики, (акселерометры и датчики вращения); бытовая электроника (смартфоны, персональный IMU, игровые сенсоры).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Криштоп [и др.] // Наноиндустрия, 2020, №S96-2, сс. 450-455. doi: 10.22184/1993-8578.2020.13.3s.450.455

2. V.G. Krishtop et al. // Advanced Materials Proceedings, 2019, vol. 4, No. 1, pp. 3-9. doi: 10.5185/amp.2019.1449

3. В.М. Агафонов, В.Г. Криштоп, М.В. Сафонов, // Нано- и микросистемная техника, 2010, № 6 (119), сс. 47-53.

4. P.V. Dudkin et al. // Journal of Electroanalytical Chemistry, vol. 868, 2020, 114132, https://doi.org/10.1016/j.jelechem.2020.114132

5. Д.А. Жевненко [и др.] // Наноиндустрия, 2019, №S(89), сс. 599-603. doi: 10.22184/NanoRus.2019.12.89.599.603

6. Е.В. Горина, П.В. Дудкин, В.Г. Криштоп // Российский форум "Микроэлектроника 2024". 10-я Научная конференция "ЭКБ и микроэлектронные модули". Сборник тезисов. Москва: Техносфера, 2024. сс. 533-534.

7. D.A. Zhevnenko et al. // Proceedings of SPIE, 11022, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2018, 1102211 (2019). https://doi.org/10.1117/12.2521976

8. В.М. Агафонов, В.Г. Криштоп, // Микросистемная техника, 2004, № 9, сс. 40-45.

9. V.M. Agafonov, V.G. Krishtop // Russian Journal of Electrochemistry, vol. 40, issue 5, pp. 537–541 (2004). https://doi.org/10.1023/B:RUEL.0000027625.71991.5e

10. V.A. Kozlov, D.A. Terent'ev // Russian Journal of Electrochemistry, vol. 39, issue 4, 401–406 (2003). https://doi.org/10.1023/A:1023366123837

11. V.A. Kozlov, D.A. Terent'ev // Russian Journal of Electrochemistry, vol. 38, issue 9, 992–999 (2002). https://doi.org/10.1023/A:1020293028679

12. А.В. Бабанин, В.А. Козлов, Н.В. Петькин // Электрохимия, 1990, т.26, №5, сс. 601-606.

13. В.А. Козлов, А.С. Коршак, Н.В. Петькин // Электрохимия. 1991. Т. 27. №1. сс. 20-25.

14. I.S. Zakharov // Russian Journal of Electrochemistry, vol. 40, No. 6, 626–632 (2004). https://doi.org/10.1023/B:RUEL.0000032012.32829.a4

15. Д.А. Жевненко [и др.] // Наноиндустрия, 2020, Т. 13, №S4(99), СС. 511-512. doi: 10.22184/1993-8578.2020.13.4s.511.512

16. Д.А. Жевненко [и др.] // Электронная техника. Серия 3: Микроэлектроника. 2016, № 4(164), сс. 31-37.

17. D.A. Zhevnenko et al. // Proceedings of SPIE 10224, ICMNE-2016, 102241I. https://doi.org/10.1117/12.2267082

18. D.A. Zhevnenko et al. // Advanced Materials Proceedings, 2019, vol. 4, №1, pp. 26-29. doi: 10.5185/amp.2019.1442

19. D. Chen et al. // Sensors and Actuators A: Physical, 2013, vol. 202, pp. 85-89.

20. T. Deng et al. // IEEE Sensors J., 2016, vol. 16, no. 3, pp. 650-653.

21. Z. Sun et al. // IEEE Transactions on Electron Devices, 2017, vol.64, №9.

22. T. Deng et al. // Journal of Micromechanics and Microengineering, V.27, No 2, 025004.

23. Q. Zhou et al. // Sensors, 2016, vol. 16, № 5, p. 657.

24. M. Fu et al. // Sensors and Actuators A: Physical, 2017, vol. 257, p. 145-153.

25. S. Cheng et al. // Sensors, 2017, vol. 17, № 2, p. 416.

26. S. Cheng et al. // IEEE Sensors Journal, 2017, vol. 17, № 2, pp. 267-273.

27. В.М. Агафонов, В.Г. Криштоп, М.В. Сафонов // Нано- и микросистемная техника, 2010, №6(119), сс. 47-53.

28. A.V. Novikov et al. // Proceedings of SPIE 10224, ICMNE-2016, 102241J. https://doi.org/10.1117/12.2267095

29. В.Г. Криштоп [и др.] // Наноиндустрия, 2020, Т. 13, № S5-2(102), сс. 552-555. doi: 10.22184/1993-8578.2020.13.5s.552.555

30. П.В. Дудкин, В.Г. Криштоп // Наноиндустрия, 2024, Т. 17, №S10-2(128), сс. 450-457. doi: 10.22184/1993-8578.2024.17.10s.450.457

31. V. Kozlov, M. Safonov // Technical Physics, 2003, vol. 48, No 12, pp. 1579-1582. https://doi.org/10.1134/1.1634680

32. A. Neeshpapa, A. Antonov, V. Agafonov // Sensors 2015, vol. 15(1), pp. 365–381. https://doi.org/10.3390/s150100365

33. V. Agafonov et al. // Sensors and Actuators A: Physical, 2019, vol. 293, pp. 259-268. doi: 10.1016/j.sna.2019.04.030

34. Н.К. Капустян [и др.] // Сейсмологические наблюдения на территории Москвы и Московской Области. Материалы научной конференции, посвященной 100-летию со дня рождения члена-корреспондента АН СССР Е.Ф. Саваренского и 75-летию открытия сейсмической станции «Москва». Обнинск: ГСРАН, 2012.

35. N. Kapustian et al. // In: O. Lavan, M. de Stefano (eds), Seismic Behaviour and Design of Irregular and Complex Civil Structures. Geotechnical, Geological and Earthquake Engineering, vol 24, 2013. Springer, Dordrecht. https://doi.org/10.1007/978-94-007-5377-8_24

36. A.S. Shabalina, V.G. Krishtop // Proceedings of SPIE 10224, ICMNE-2016, 102241K (2016). doi: 10.1117/12.2267099

37. И.Ю. Кулаков // Наука из первых рук, 2014, №1(55), сс. 85-101. https://scfh.ru/files/iblock/6d2/6d2a177703d92e654affe1d3c52b5a98.pdf

38. И.Ю. Кулаков // Наука из первых рук, 2018, № 5-6(80), сс. 54-73. https://scfh.ru/files/iblock/ae3/ae335b921b9d3c1f622355ffda2d79f4.pdf

39. В.М. Агафонов, В.Г. Криштоп, И.В. Егоров // Приборы и системы разведочной геофизики, 2013, Т. 43, № 1, сс. 39-49.

40. А.С. Бугаев [и др.] // Нефтегазопромысловый инжиниринг, 2013, № 3, сс. 46-52.

41. Т.В. Криштоп [и др.] // Наноиндустрия, 2019, №S(89), сс. 582-585. doi: 10.22184/NanoRus.2019.12.89.582.585

42. T.V. Krishtop et al. // Proceedings of SPIE 11022, ICMNE-2018, 1102210 (2019). doi: 10.1117/12.2522033

43. В.Г. Криштоп, С.А. Попов, О.В. Ралдугин // Сборник статей I Всероссийской научно-технической конференции "Состояние и перспективы развития современной науки по направлению "Гидроакустические системы обнаружения объектов", ФГАУ ВИТ ЭРА, Анапа, 2021, сс. 16-22.

44. D. Zaitsev, A. Antonov, V. Krishtop // Proceedings of SPIE, 2016, ICMNE-2016, vol. 10224, 102241H. https://doi.org/10.1117/12.2267073

45. D.L. Zaitsev et al. // Journal of Sensors, 2016, 6148019. https://doi.org/10.1155/2016/6148019

Механизм образования сгустков твердого при трубопроводном транспортировании суспензии с околокритической скоростью

В.М.Овсянников

Российский Университет Транспорта, Академия водного транспорта

OvsyannikovVM@yandex.ru

При транспортировании по трубопроводу суспензий, обладающих недостаточной устойчивостью к седиментации, возникает неравномерное распределение плотности по вертикали. Выводится волновое уравнение, описывающее генерацию волн за счет неравномерности концентрации твердого по вертикальной координате. Колебания давления уплотняют имеющиеся в суспензии сгустки с повышенной концентрацией за счет легкости фильтрации из них жидкости и трудности обратного ее возврата.

Введение.

В начале 1990-х годов был допущен к опытно-промышленной эксплуатации магистральный углепровод Белово – Новосибирск диаметром 530 мм длиной 262 км, транспортирующий тонкодисперсную водоугольную суспензию на ТЭЦ-5 г. Новосибирска. Концентрация угля составляла 50 %. Такая высококонцентрированная суспензия направлялась в котел для сжигания без обезвоживания. Критическая скорость транспортирования суспензии оценивалась около 0,5 м/с. Расчеты для проектирования гидротранспортной системы проводились согласно имевшимся материалам [1], [2], [3], [4].

Через год – полтора опытной эксплуатации возникли трудности обеспечения углепровода углем правильного качества. Увеличилась эффективная вязкость суспензии и скорость транспортирования понизилась до значений ниже критической. Углепровод имел три линейных участка с промежуточными насосными станциями. После длительной эксплуатации на первую промежуточную станцию, находившуюся в 90 км от головной станции, стали приходить пробки из спрессованного угля, перекрывающего полностью поперечное сечения трубы, и промежутки, заполненные грязной водой.

Математическую модель образования твердых пробок удалось построить только через 35 лет, принимая во внимание возникшую за этот интервал времени модель генерации волн плотности и давления [5] в течениях жидкости при учете квадратичного и кубичного инвариантов тензора скоростей деформаций [6] (с. 75). Высокая твердость создавшихся пробок обусловлена также полимодальным составом помолотого угля, при

котором поры между крупными угольными частицами могут быть заполнены мелкими частицами.

Генерация волн в трубопроводе неустойчивой суспензией, меняющей плотность по вертикальной координате.

Выпишем систему уравнений неразрывности и движения для плоского горизонтального течения двухфазной смеси, состоящей из тонкодисперсной твердой фазы и воды. Уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \qquad (1)$$

Уравнение движения по горизонтальной оси x

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} \qquad (2)$$

Уравнение движения по вертикальной оси y

$$u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} \qquad (3)$$

Здесь u, v - компоненты скоростей вдоль осей x, y ; p - давление; t - время. На этапе вывода волнового уравнения вязкость и двухфазность сплошной среды не будем учитывать. Вывод волнового уравнения проведем методом акустической аналогии Лайтхилла, взяв от уравнения неразрывности производную по времени t,

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial^2(\rho u)}{\partial t\,\partial x} + \frac{\partial^2(\rho v)}{\partial t\,\partial y} = 0, \qquad (4)$$

а от уравнений движения – производные по координатам x и y соответственно

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + u\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y} + v\frac{\partial^2 u}{\partial x\,\partial y} = \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \qquad (5)$$

$$u\frac{\partial^2 v}{\partial x\,\partial y} + v\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y} + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 = \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \qquad (6)$$

Перепишем уравнения (5) и (6), умножив каждое слагаемое на плотность ρ

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \rho u\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \rho\frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y} + \rho v\frac{\partial^2 u}{\partial x\,\partial y} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \qquad (7)$$

$$\rho u\frac{\partial^2 v}{\partial x\,\partial y} + \rho v\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \rho\frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y} + \rho\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \qquad (8)$$

Первые два слагаемых уравнения (8) малы, так как содержат производные от малой вертикальной скорости v. Используя приближенную форму уравнения неразрывности $\partial u/\partial x + \partial v/\partial y \approx 0$, остальные два слагаемых левой части уравнения (8) можно преобразовать в якобиан второго порядка, умноженный на плотность со знаком минус

$$\rho \frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y} + \rho\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 = \rho \frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y} + \rho\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)\left(-\frac{\partial u}{\partial x}\right) = -\rho \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{vmatrix} = -\rho \frac{\partial(u,v)}{\partial(x,y)}$$

Уравнение (8) будет выглядеть так

$$-\rho \frac{\partial(u,v)}{\partial(x,y)} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \qquad (9)$$

Аналогично, в уравнении (7) слагаемые

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \rho \frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y}$$

преобразуются в якобиан второго порядка, умноженный на плотность со знаком минус

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \rho \frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y} = \rho\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)\left(-\frac{\partial v}{\partial y}\right) + \rho \frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y} = -\rho \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{vmatrix} = -\rho \frac{\partial(u,v)}{\partial(x,y)}$$

Члены с производными второго порядка $\rho u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ и $\rho v \frac{\partial^2 u}{\partial x\, \partial y}$ в уравнении (7) будем считать малыми. Уравнение (7) примет вид

$$-\rho \frac{\partial(u,v)}{\partial(x,y)} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \qquad (10)$$

Согласно методу Лайтхилла, вычтя из суммы уравнений (9) и (10) уравнение (4) построим волновой оператор Даламбера в левой части получаемого равенства

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial y} + 2\rho \frac{\partial(u,v)}{\partial(x,y)} \qquad (11)$$

Второй член правой части волнового уравнения $\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial y}$ для недостаточно устойчивой суспензии может иметь большое значение. Предполагая распределение гидростатического давления p по вертикальной координате y поперечного сечения

$$p = p_0 - \rho g y,$$

получаем $\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho g$. Таким образом, обсуждаемый член становиться равным

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial y}\rho g = -g\frac{\partial \rho}{\partial y}$$

Для монодисперсной суспензии можно было бы связать производную от плотности с производной от массовой концентрации c твердого $\frac{\partial c}{\partial y}$. Поэтому, волновому уравнению (11) для горизонтального трубопровода можно придать такой вид

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} - c_0^2\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -g\frac{\partial \rho}{\partial y} \qquad (12)$$

Первый член источниковой правой части волнового уравнения $\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial x}$ опущен, хотя он мог бы служить описанием источника волнообразования на вертикальном участке трубопровода для суспензии с недостаточной степенью устойчивости. Член с якобианом проявляется только на поворотах трубы и опущен. В левой части волнового уравнения производная второго порядка по времени от плотности заменена производной от волнового давления p с использованием скорости распространения звука c_0.

При приготовлении суспензии помол твердого вещества в мельнице создает гранулометрический состав твердых частиц далекий от мономодального. Для каждого размера частиц существует своя критическая скорость. Поэтому в потоке оказываются хорошо взвешенными мелкие частицы твердого, имея примерно одинаковую концентрацию по вертикальной координате y. Концентрация крупных частиц имеет неравномерность в распределении, имея большее значение в нижней половине потока. Эта несимметричность и является причиной генерации волн в пульпопроводе согласно члену $-g\frac{\partial \rho}{\partial y}$ в правой неоднородной части волнового уравнения (12).

Образование сгустков твердого под воздействием колебаний давления

Периодически возрастающее волновое давление вытесняет воду и мелкие твердые частицы из образовавшихся сгустков твердого материала по закону фильтрации Дарси

$$u = KJ, \qquad J = \frac{H}{h}, \qquad H = \frac{p_2 - p_1}{\rho g}$$

Здесь u - скорость фильтрации воды через каркас твердой компоненты суспензии, K - коэффициент фильтрации, J - гидравлический уклон для движения воды по каналам между твердыми частицами. Гидравлический уклон можно выразить через перепад звуковых давлений $p_{max} - p_{min}$ в волновом колебательном процессе

$$J = \frac{H}{h}, \qquad H = \frac{p_{max} - p_{min}}{\rho g}$$

Через p_{max} обозначено верхнее значение волнового давления, а через p_{min} - нижнее значение. Под h можно понимать расстояние перепада давления. Если уплотнение суспензии в трубе имеет протяженность L, то h можно положить равным половине этой протяженности $h = L/2$.

Вычислим объемный расход Q жидкости, вытекающей из уплотнения за полупериод колебаний, когда на середину уплотнения приходится максимальное волновое давление

$$Q=uF=KFJ$$

Через F обозначена единичная площадь поперечного сечения сгустка суспензии, по которой происходит фильтрация.

Пусть в сгустке суспензии массовая концентрация твердого в первый момент времени $t = t_1$ равна c_1. При плотности суспензии ρ масса твердого в единице объема равна ρc_1, а масса воды в единице объема $\rho(1 - c_1)$. При цикле повышенного давления в сгустке массовый поток фильтрующейся воды, вытекающей из нее, составит

$$\rho Q = F\frac{K}{g}\frac{\Delta p}{L/2}, \quad \Delta p = p_{max} - p_{min}$$

За интервал времени $T/2$ с повышенным звуковым давлением масса воды в сгустке уменьшится на величину

$$\rho Q\, T/2 = F\frac{K}{g}\frac{\Delta p}{L/2}\ T/2$$

В полидисперсной суспензии, содержащей крупные и мелкие твердые частицы, фильтрационным потоком воды будут выноситься и мелкие твердые частицы, каркас будет состоять из крупных частиц. Но в строящейся модели на это не будем обращать внимание.

Возврат или частичный возврат воды и мелких частиц на цикле понижения волнового давления вынужден происходить уже при уменьшенном значении коэффициента фильтрации, соответствующем уменьшенным диаметрам пор между крупными частицами суспензии. Это создает необратимость процесса перетекания воды и мелких частиц и возникновения пробок концентрированной суспензии, перекрывающих полностью поперечное сечение трубопровода. Для зависимости коэффициента фильтрации от концентрации твердого в сгустке суспензии примем такую зависимость $K = A(1/c - 1)$. Увеличение масс твердого в сгустке за один полный цикл колебаний звукового давления станет равным

$$\rho Q\, T/2 = F\frac{A}{g}\left(\frac{1}{c_2} - \frac{1}{c_1}\right) \qquad \frac{\Delta p}{L/2}\ T/2$$

Здесь через c_1 обозначена концентрация твердого в начальный момент цикла колебаний звукового давления, а через c_2 в конце. Многократное воздействие колебаний давления в суспензии, возникающего из-за неравномерности плотности ввиду недостаточной скорости продвижения суспензии и начала процесса седиментации, приводит к процессу разделения суспензии на фазы с опасным для трубопровода образованием пробок твердого, способных перекрыть полностью поперечное сечение горизонтального трубопровода.

Заключение

Показан механизм генерации волн давления в горизонтальном трубопроводе, транспортирующем недостаточно устойчивые суспензии, в которых проявляется осаждение твердой фракции и возникает изменение плотности по вертикальной координате.

При наличии седиментации описан механизм возникновения уплотнений твердого в гидросмеси в виде пробок, перекрывающих все поперечное сечение трубы и

возрастания в них концентрации твердого за каждый период колебаний звукового давления.

Литература

1. Трайнис В.В. Параметры и режимы гидравлического транспортирования угля по трубопроводам / АН СССР. М-во угольной пром-сти СССР. Ин-т горного дела им. А.А. Скочинского. - Москва : Наука, 1970. - 192 с.
2. Смолдырев А.Е. , Сафонов Ю.К. Трубопроводный транспорт концентрированных гидросмесей. М.: Машиностроение. 1973. – 208 с.
3. Нигматулин Р.И., Основы механики гетерогенных сред, Москва: Наука, 1978. 336 с.
4. Кондратьев А.С., Овсянников В.М., Олофинский Е.П. и др. Транспортирование водоугольных суспензий -М: Недра, 1988 - 213 с.
5. Овсянников В. М. Уравнение неразрывности Эйлера с членами высокого порядка малости по времени течения // Итоги науки и техн. Сер. Соврем. мат. и ее прил. Темат. обз., Т.182. 2020. С. 95-100.
6. Седов Л. И. Механика сплошной среды. Т.1. М.: Наука, 1973. 536 с.

Лигаменты и волны в различных моделях периодических течений

А.А. Очиров
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
otchirov@mail.ru

Периодические течения повсеместно наблюдаются в жидкостях и газах. Исторически сложилось, что объектом исследования по отдельности становятся акустические волны в однородных и гетерогенных средах, обусловленные сжимаемостью среды, внутренние гравитационные, возникающие из-за действия силы тяжести в стратифицированных жидкостях и газах, инерциальные, обуславливающиеся вращением Земли и поверхностные гравитационные, капиллярные и капиллярно-гравитационные волновые движения, вызванные действием гравитационных и лапласовских сил на свободную поверхность или на поверхность раздела двух сплошных сред. Однако, помимо описания отдельных типов волновых движений, значительный интерес представляют гибридные волны, которые возникают при совместном действии нескольких факторов. В моделях, учитывающих вязкость и стратификацию помимо крупномасштабных волновых регулярных возникают тонкоструктурные лигаментные сингулярные решения. Лигаменты возникают в задачах, связанных с распространением периодических течений вместе со всеми известными типами волн. Настоящая работа посвящена исследованию динамики и тонкой структуры различных периодических течений в двумерной постановке в различных модельных задачах.

Математическая формулировка задачи основывается на фундаментальной системе уравнений гидродинамики, включающей в себя уравнения неразрывности, переноса импульса, температуры, солености и уравнения состояния, для термодинамического потенциала Гиббса и связывающего плотность с термодинамическими параметрами задачи. При пренебрежении термодиффузионными эффектами Людвига-Соре и Дюфура фундаментальная система уравнений запишется следующим образом [1, 2]:

$$G = G\left(P,T,S_i\right), \rho = \rho\left(P,T,S_i\right), \partial_t \rho + \nabla_j\left(p^j\right) = Q_\rho, \partial_t\left(\rho T\right) + \nabla_j\left(p^j T\right) = \Delta\left(\varkappa_T \rho T\right) + Q_T,$$
$$\partial_t\left(p^i\right) + \nabla_j \Pi^{ij} = \rho g^i + 2\varepsilon^{ijk} p_j \Omega_k + Q^i,\ \partial_t\left(\rho S_i\right) + \nabla_j\left(p^j S_i\right) = \Delta\left(\varkappa_{Si}\rho S_i\right) + Q_{S,i}, \qquad (1)$$
$$\Pi^{ij} = \rho u^i u^j + P\delta^{ij} - \sigma^{ij},\ \sigma^{ij} = \mu\left(\frac{\partial u^i}{\partial x^j} + \frac{\partial u^j}{\partial x^i} - \frac{2}{3}\delta^{ij}\frac{\partial u^k}{\partial x^k}\right) + \zeta\delta^{ij}\frac{\partial u^k}{\partial x^k}$$

Здесь P, T, S_i – термодинамические величины, обозначающие давление, температуру и концентрацию *i*-ой примеси – производные термодинамических потенциалов, p^i – компоненты импульса, $Q_\rho, Q^i, Q_T, Q_{S_n}$ – источники массы, импульса, тепла и растворенного вещества, соответственно, Π^{ij} – компоненты тензора плотности потока импульса, μ, ζ – динамическая и вторая вязкость соответственно, ε^{ijk} – символ Леви-Чивиты, Ω_k – угловая скорость глобального вращения, $\varkappa_T, \varkappa_{Si}$ – коэффициенты температуропроводности и диффузии *i*-ой примеси соответственно.

Фундаментальная система (1) должна дополняться граничными и начальными условиями, которые определяют характер периодических движений и их дисперсионные характеристики. Полные решения системы (1) совместно с физически обоснованными начальными и граничными условиями определяют волновые и лигаментные компоненты периодических акустических, гравитационных, инерциальных и капиллярных возмущений. Однако, решение системы (1) затрудняется из-за большого ранга и

громоздкости вычислений. Прибегая к различного рода упрощениям возможно получение аналитических асимптотических решений [3 – 5].

Рассмотрим задачу в двумерной постановке в декартовой системе координат, в которой вертикальная ось направлена против действия поля сил тяжести $\vec{g}=(0,-g)$. В модели сжимаемой неограниченной вязкой жидкости в пренебрежении второй вязкостью с линеаризованным уравнением состояния жидкости, без примесей и без учета изменений вариаций солености математическая формулировка задачи редуцируется и записывается следующим образом:

$$\rho=\rho(P,T)=\rho_0(z)\left[1+\alpha_P\left(P(x,z,t)-P_0(z)\right)-\alpha_T\left(T(x,z,t)-T_0(z)\right)\right]$$

$$\rho\left(\partial_t\vec{u}+(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u}\right)=-\nabla P+\nu\rho\Delta\vec{u}+\frac{\nu\rho}{3}\nabla\cdot\operatorname{div}\vec{u}+\rho\vec{g}, \tag{2}$$

$$\partial_t\rho+\vec{u}\cdot\nabla\rho+\rho\operatorname{div}\vec{u}=0,\quad \partial_t T+\vec{u}\cdot\nabla T-\varkappa_T\Delta T=0$$

$$\alpha_P=\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial P}\right)_S=\frac{1}{\rho c_S^2},\qquad \alpha_T=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial T},\ \vec{u}=(u,w)=u\vec{e}_x+w\vec{e}_z$$

$$P(x,z,t)=P_0(z)+\tilde{P}(x,z,t),\ T(x,z,t)=T_0(z)+\tilde{T}(x,z,t)$$

Здесь $\rho_0(z)$, $P_0(z)$, $T_0(z)$ – равновесное распределение плотности, давления и температуры соответственно, α_P – коэффициент сжимаемости (в адиабатической атмосфере), c_S – адиабатическая скорость звука, α_T – коэффициент температурного расширения, малые вариации давления и температуры обозначены соответственно $\tilde{P}(x,z,t)$, $\tilde{T}(x,z,t)$, ν – кинематическая вязкость, а $\vec{u}$ – вектор скорости жидкости.

Производя стандартные процедуры линеаризации из условия совместности можно получить для задачи (2) дисперсионное соотношение:

$$\frac{T_{00}g\alpha_T}{\Lambda_T}\left(gk_x^2-k_z\omega\left(\nu k^2-i\omega\right)\right)+\left(\varkappa_T k^2-i\omega\right)\times$$

$$\times\left[\left(\nu k^2-i\omega\right)\left(gk^2+ik_zN_c^2-\frac{i\omega g}{c_S^2}\left(\nu k^2-i\omega+\frac{1}{3}\nu k^2\right)\right)+\left(\frac{g^2}{c_S^2\Lambda}\left(\nu k^2-i\omega+\frac{1}{3}\nu k_x^2\right)\right)\right]=0 \tag{3}$$

$$N_c^2=N_{if}^2-g^2/c_S^2,\qquad N_{if}^2=g/\Lambda$$

Здесь N_c^2, N_{if}^2 – квадраты частот плавучести в сжимаемой и несжимаемой жидкостях соответственно, а Λ,Λ_T – масштабы стратификации плотности и температуры соответственно. Решение уравнения (3) можно провести асимптотическими аналитическими методами с использованием теории сингулярных разложений [6]. В процессе решения частота периодических течений полагается действительной и положительно определенной $\omega>0$, а компоненты волнового вектора комплексно определены и определяют пространственные периодические возмущения и пространственные затухания. При этом регулярные решения описывают крупномасштабные волновые компоненты движения, а сингулярные решения – тонкоструктурные лигаментные компоненты. Здесь решения не приводятся в силу своей громоздкости и сложной процедуры вычисления корней уравнения. При выполнении предельных переходов решения равномерно сходятся к известным классическим выражениям для волн и лигаментов в акустических и внутренних периодических течениях.

Если жидкость занимает не все пространство, а ограничена свободной поверхностью $\zeta(x,t)$, то вдоль этой поверхности могут распространяться периодические капиллярно-гравитационные течения. В модели несжимаемой стратифицированной среды без указания природы стратификации, уравнение состояния заменяется на равновесное распределение плотности, а уравнение неразрывности существенно упрощается. При этом математическая формулировка задачи помимо основных уравнений содержит граничные условия на свободной поверхности жидкости и записывается следующим образом:

$$
\begin{gathered}
z<\zeta:\begin{cases}\rho\left(\partial_t\vec{u}+\left(\vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{u}\right)=\rho\nu\Delta\vec{u}-\nabla P+\rho\vec{g}\\ \partial_t\rho+\vec{u}\cdot\nabla\rho+\rho\,\mathrm{div}\,\vec{u}=0\end{cases}\\
z=\zeta:\begin{cases}\partial_t\left(z-\zeta\right)+\vec{u}\cdot\nabla\left(z-\zeta\right)=0\\ \vec{\tau}\cdot\left((\vec{n}\cdot\nabla)\vec{u}\right)+\vec{n}\cdot\left((\vec{\tau}\cdot\nabla)\vec{u}\right)=0\\ P-P_0-\sigma\,\mathrm{div}\,\vec{n}-2\rho_{00}\left(\exp\left(-z/\Lambda\right)+\tilde{\rho}\right)\nu\vec{n}\left((\vec{n}\cdot\nabla)\vec{u}\right)=0\end{cases}\\
P=P_0+\int_z^{\zeta}\rho\left(x,\xi,t\right)gd\xi+\tilde{P}\left(x,z,t\right),\ \rho=\rho_{00}\left(\exp\left(-z/\Lambda\right)+\tilde{\rho}\left(x,z,t\right)\right)\\
\vec{n}=\frac{\nabla\left(z-\zeta\right)}{\left|\nabla\left(z-\zeta\right)\right|}=\frac{-\partial_x\zeta\vec{e}_x+\vec{e}_z}{\sqrt{1+\left(\partial_x\zeta\right)^2}},\vec{\tau}=\frac{\vec{e}_x+\partial_x\zeta\vec{e}_z}{\sqrt{1+\left(\partial_x\zeta\right)^2}}
\end{gathered}
\tag{4}
$$

Здесь $\vec{\tau},\vec{n}$ – векторы касательной и внешней нормали к свободной поврехности соответственно, а σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Задача (4) линеаризуется, граничные условия сносятся на равновесную поверхность $z=0$ используя известные методы, и может рассматриваться в различных приближениях. В частности, может быть использовано приближение Буссинеска [4, 5]. В этом случае дисперсионные соотношения записываются следующим образом:

$$
\omega\left(k_x^2-k_z^2\right)\left(i\nu k_x^2-i\nu k_z^2+\omega\right)-N_{if}^2k_x^2\exp\left(-z/\Lambda\right)=0 \tag{5}
$$

$$
\begin{gathered}
\left(k_x^2+k_z^2\right)\left(k_l\omega^2-gk_x^2-\gamma k_x^4+i\omega\nu k_l\left(3k_x^2-k_l^2\right)\right)-\\
-\left(k_x^2+k_l^2\right)\left(k_z\omega^2-gk_x^2-\gamma k_x^4+i\omega\nu k_z\left(3k_x^2-k_z^2\right)\right)=0
\end{gathered}
\tag{6}
$$

$$
\begin{gathered}
k_l=\pm\sqrt{k_x^2-\frac{i\left(\omega^2+\left(1+i\right)\tilde{R}\left(k_x,z\right)\right)}{2\nu\omega}},\ k_z=\pm\sqrt{k_x^2-\frac{i\left(\omega^2-\left(1+i\right)\tilde{R}\left(k_x,z\right)\right)}{2\nu\omega}}\\
\tilde{R}\left(k_x,z\right)=\sqrt{\frac{4\nu\omega N_{if}^2k_x^2\exp\left(-z/\Lambda\right)-i\omega^4}{2}},\quad\gamma=\frac{\sigma}{\rho_{00}}
\end{gathered}
\tag{7}
$$

Здесь k_z,k_l в выражениях (7) – это решения уравнения (5), которые соответствуют волновому регулярному (k_z) и лигаментному сингулярному (k_l) компонентам периодических течений. Соотношение (6) естественным образом возникает при совместном решении основных уравнений и граничных условий на свободной поверхности. Решения уравнения (6) с учетом (7) могут быть получены аналитическими асимптотическими методами или с использованием систем численного счета, и не приводятся здесь в силу своей громоздкости.

На решения накладываются дополнительные ограничения, связанные с затуханием поверхностных периодических движений с глубиной и с удалением от начала координат.

В приближении Буссинеска плотность считается константой у малых слагаемых уравнений и переменной у больших слагаемых – это слагаемые с ускорением свободного падения в уравнении Навье-Стокса и в градиенте плотности в уравнении неразрывности. Если не использовать приближении Буссинкеска, то дисперсионные соотношения (5) усложняются и записываются следующим образом:

$$\omega\left(i\nu k_x^2 - i\nu k_z^2 + \omega\right)\left(k_x^2 - k_z^2 + \frac{\omega}{\Lambda}k_z\right) - N_{if}^2 k_x^2 = 0 \qquad (8)$$

Выражение (8) допускает точное аналитическое решение, по аналогии с выражениями (7) для поверхностных периодических течений в приближении Буссинеска, однако эти выражения очень объемны и не приводятся в настоящей работе. Анализ этих выражений показывает, что характер решений аналогичен полученным ранее в более простой модели и решения уравнения (8) также содержат регулярные волновые и сингулярные лигаментные компоненты.

Стоит отметить, что в этой модели учет физически обоснованных граничных условий и их совместное решение с основными уравнениями приводит к дисперсионным соотношениям, аналогичным выражению (6). Однако в качестве решений k_z, k_l необходимо записывать решения выражения (8).

Рассмотренные модели показывают общий характер периодических течений – они состоят из неотъемлимых компонентов, которые формируют крупномасштабные волны и тонкоструктурные лигаменты. Показано, что в моделях однородной жидкости, не учитывающих стратификацию плотности вне зависимости от ее физической природы решения качественно отличаются от решений, полученных в моделях гетерогенных сред. В моделях идеальной жидкости присутствуют только регулярные компоненты решения дисперсионных уравнений, определяющие крупномасштабную волновую динамику периодических течений. Учет коэффициентов вязкости при постановке задачи приводит не только к диссипации волновых компонентов течений, но и к появлению качественно новых лигаментных решений, описывающих тонкую структуру течений. Лигаменты возникают во всех рассмотренных типах периодических движений и описываются сингулярными компонентами решения дисперсионных уравнений.

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500442-3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц Курс теорет. физ. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
2. Y.D. Chashechkin // Axioms. 2021. V. 10. P. 286.
3. Yu.D. Chashechkin, A.A. Ochirov // Mathematics. 2023.V. 11. No. 21. P. 4443.
4. А.А. Очиров, Ю.Д. Чашечкин // Изв.РАН ФАО. 2024.Т. 60. №. 1. С. 1-14.
5. А.А. Очиров, Ю.Д. Чашечкин // ПММ. 2024.Т. 88. №. 5. С. 679-691.
6. А.Х. Найфэ Введение в методы возмущений М.: Мир, 1984. 535 с.

Волны от вращения миксера при выращивании KDP-кристаллов

А.И. Простомолотов, Н.А. Верезуб
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
aprosto@inbox.ru

В [1] приведены данные по влиянию скорости вращения кристалла на параметры, определяющие морфологическую устойчивость ростовой поверхности и образование включений: перенасыщение раствора вблизи поверхности и «ступенчатый изгиб». Актуально развитие адекватных численных моделей для исследования течения и массопереноса в реальных кристаллизаторах. Такие исследования проведены в [2], где исследовались трехмерные, зависящие от времени течения при росте кристаллов дигидрофосфата калия (KDP) и было показано их существенное влияние на рост кристаллов.

Течение и солевое насыщение раствора, определяющее скорость роста кристалла, зависят не только от конструкций кристаллизаторов, но и от условий перемешивания раствора. Общепринятым способом интенсификации перемешивания является применение различного вида миксеров, вызывающих волновые изменения течения и солевого насыщения раствора. Обычно эти миксеры вращаются ускоренно-замедленно, иногда с кратковременным остановом. В данной работе гидродинамические исследования были проведены в сопряжении с массообменом на поверхности кристаллизации. Для исследования разработана трехмерная математическая модель действующего кристаллизатора, показанная на Рис. 1.

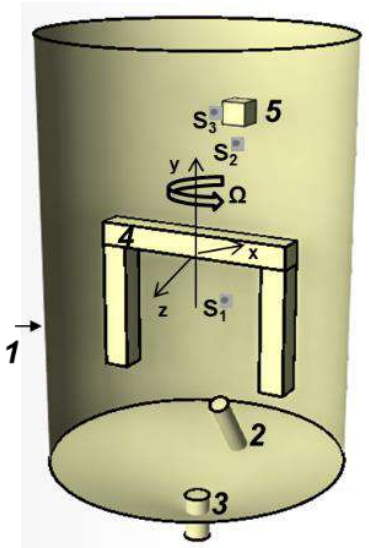


Рис. 1. Математическая модель KDP-кристаллизатора.

Раствор полностью заполняет контейнер (1), гидродинамические потоки в котором вызваны втеканием раствора из трубки (2) и его вытеканием через трубку (3), а также действием вращающегося миксера (4). На структуру потоков также оказывает влияние форма и расположение модели кристалла (5). Размеры рабочей зоны: R = 6 см – радиус, H = 18.5 см – высота цилиндрического кристаллизатора. Для анализа временных изменений течения в область раствора помещены датчики скорости: S_1, S_2 и S_3.

В случае действия только насоса через трубку (2) закачивается раствор с высокой концентрацией соли C_{in} и через трубку (3) он вытекает с уменьшенной концентрацией

соли C_{out}. Втекание раствора происходит со скоростью V_{in} = 62.5 см/с. Миксер вращается ускоренно-замедленно: ускорение от покоя по часовой стрелке (+) до 9 рад/с, останов на 2 с, ускорение в другую сторону (-) до 9 рад/с. Численное моделирование выполнено на основе решения трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса и уравнения переноса соли методом контрольных объемов на неструктурированных сетках по программе Gradle®SC/Tetra [3]. Из анализа вихревой структуры и данных датчиков S_1 и S_2 для этого варианта следует, что в центральной части контейнера раствор вовлечен в интенсивное вращательное движение, которое в основном способствует его хорошему перемешиванию вблизи вращающегося миксера. Однако вдали от миксера существуют только вторичные потоки. Их влияние слабее на массоперенос соли вблизи кристалла. На Рис. 2 приведены временные колебания модуля скорости и концентрации соли, нормированной на разность концентраций на входе и выходе на датчике S_3 вблизи кристалла.

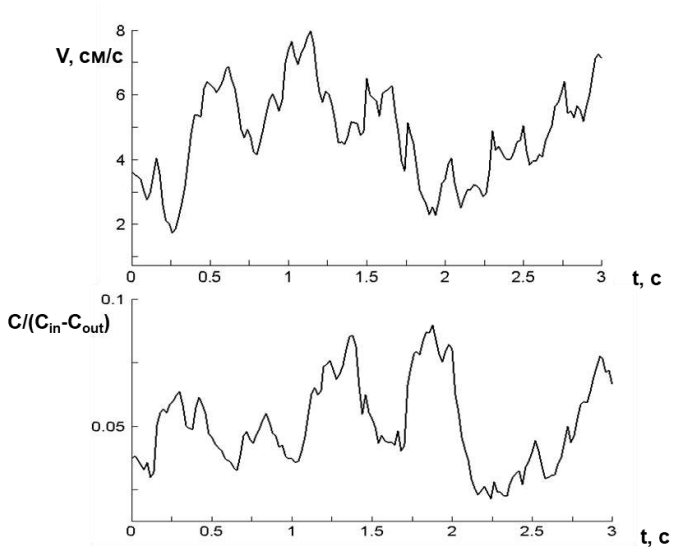


Рис. 2. Временные колебания модуля скорости и концентрации соли на датчике S_3 при ускоренно-замедленном вращении миксера.

Суммируя результаты, можно сказать, что в рассмотренном кристаллизаторе возникают волновые процессы за счет ускоренно-замедленного вращения миксера. В растворе возникают колебания скорости течения, которые способствуют более интенсивному перемешиванию раствора. Наиболее значительные изменения течения происходят вблизи миксера, вызывая существенные колебания концентрации соли. Хотя при удалении от миксера к кристаллу амплитуда этих колебаний уменьшается, но вблизи кристалла сохраняются достаточные волновые изменения вихревой структуры, способствующие требуемому солевому перемешиванию раствора.

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124013000674-0).

ЛИТЕРАТУРА

1. S.R. Coriell et al. // Advances in Space Research. 1998. V. 22, No 8. P. 1553.
2. *Zhou C. et al.* // J. of Crystal Growth. 2016. V. 450. P. 103.
3. Программное обеспечение *Gradle®SC/Tetra* на сайте: www.gradle-cfd.com.

Спектры нелинейных волн на воде

А.В. Слюняев

Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Хорошо известно, что спектральное представление («спектр Фурье») позволяет эффективно анализировать картину движений линейных волн, даже когда она выглядит очень запутанной. Точное решение линейной начальной задачи записывается через интегралы Фурье. Насколько спектр Фурье эффективен в случае нелинейных волн, какие нелинейные эффекты можно наблюдать в рамках этого линейного подхода? В рассказе на примере гравитационных волн на водной поверхности будут продемонстрированы некоторые такие эффекты, наблюдаемые по результатам прямого численного моделирования: от очевидных до не очень.

Исследования поддержаны проектом РНФ 24-47-02007.

Доклад подготовлен на основе публикаций:

[1] A.V. Slunyaev, Group-wave resonances in nonlinear dispersive media: The case of gravity water waves. *Phys. Rev. E* 97, 010202(R) (2018).

[2] A.V. Slunyaev, Effects of coherent dynamics of stochastic deep-water waves. *Phys. Rev. E* 101, 062214 (2020).

[3] А.В. Слюняев, Портреты нелинейных морских волн в пространстве Фурье. *Труды Научной школы «Нелинейные волны-2018»* (Н. Новгород, 26 февраля – 4 марта 2018) Н. Новгород: ИПФ РАН, 142-165 (2019).

Крупномасштабная динамика и тонкая структура поверхностных цилиндрических периодических течений

У.О. Трифонова, В.В. Головкин
Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова
ulya-trifonova02@yandex.ru

На протяжении многих веков исследователи уделяют внимание изучению волн, возникающих на поверхности жидкости. Исследование периодических процессов приобретает особую значимость при рассмотрении полных решений, охватывающих не только классические волновые компоненты, но и тонкие структуры течения – лигаменты [1, 2]. Использование аналитических и экспериментальных методов в сочетании с современными подходами к моделированию позволяет достичь более глубокого понимания структуры и динамики периодических процессов [3]. В настоящей задаче строятся полные решения в цилиндрической системе координат для поверхностного течения в стратифицированной жидкости. Математическая модель описывается фундаментальной системой уравнений механики жидкостей [4, 5] в приближении несжимаемой жидкости в отсутствии источников массы и тепла, пренебрегая зависимостью кинетических коэффициентов от температуры.

Рассматриваются цилиндрические поверхностные волны в неограниченной вязкой неоднородной несжимаемой жидкости, возникающие в результате возмущений, создаваемых бесконечно длинным цилиндром. Коэффициент поверхностного натяжения считается постоянным σ и не зависящим от внешних параметров. Задача формулируется в цилиндрической системе координат, обладающая осевой симметрией, что позволяет исключить зависимость от азимутального угла. Вертикальная ось направлена против действия силы тяжести $\vec{g}$, поверхностное возмущение $\zeta(r,t)$ распространяется радиально от оси Oz. С учетом условия несжимаемости поле скорости $\vec{u}$ задается двумя скалярными функциями Φ и Ψ (тороидально – полоидальная декомпозиция):

$$\vec{u} = \left(\partial_{rr}\Phi, -\partial_r\Psi, -\frac{1}{r}\partial_r\Phi - \partial_{rr}\Phi \right)$$

Вместо уравнения состояния, которое связывает плотность с термодинамическими параметрами среды, выберем вид функции, определяющую стратификацию. Пусть стратификация считается равномерной и имеет экспоненциальный профиль, тогда равновесное распределение записывается в виде $\rho_0(z) = \rho_{00}\exp(-z/\Lambda) = \rho_{00}\exp(-z_\Lambda)$, где ρ_{00} – постоянное равновесное значение плотности на невозмущенной поверхности жидкости, Λ – масштаб стратификации, связанный с частотой плавучести соотношением $N^2 = g/\Lambda$:

$$\rho = \rho_0(z)\left(1 + \tilde{\rho}(r,z,t)\right)$$

Давление в жидкости состоит из равновесного давления $P_0(z)$ и давления, вызванного периодическим возмущением $\tilde{P}(r,z,t)$:

$$P = P_0(z) + \tilde{P}(r,z,t)$$

Математическая формулировка задачи дополняется обоснованными граничными условиями на свободной поверхности при $z=0$. В сделанных упрощениях задача принимает такой вид:

$$\begin{cases} \rho\left(\partial_t\vec{u}+\left(\vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{u}\right)=\rho\nu\Delta\vec{u}-\nabla P+\rho\vec{g} \\ \partial_t\rho+\vec{u}\cdot\nabla\rho=0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \partial_t\left(z-\varsigma\right)+\vec{u}\cdot\nabla\left(z-\varsigma\right)=0 \\ P-2\rho\nu\vec{n}\left(\left(\vec{n}\cdot\nabla\right)\vec{u}\right)-\sigma\mathrm{div}\vec{n}=0 \\ \rho\nu\vec{\tau}\left(\left(\vec{n}\cdot\nabla\right)\vec{u}\right)+\vec{n}\left(\left(\vec{\tau}\cdot\nabla\right)\vec{u}\right)=0 \end{cases}$$

Полагая возмущения малыми, задача линеаризуется и в линейной постановке записывается следующим образом:

$$\begin{cases} \partial_r\tilde{P}+\dfrac{\nu\rho_{00}}{r^2}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rz}\Phi+\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rzt}\Phi-\nu\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rzzz}\Phi^{(1,3,0)}-\dfrac{\nu\rho_{00}}{r}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rrz}\Phi-\nu\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rrrz}\Phi=0 \\ -\dfrac{\nu\rho_{00}}{r^2}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_r\Psi-\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rt}\Psi+\nu\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rzz}\Psi+\dfrac{\nu\rho_{00}}{r}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rr}\Psi+\nu\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rrr}\Psi=0 \\ g\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\tilde{\rho}+\partial_z\tilde{P}+\dfrac{\nu\rho_{00}}{r^3}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_r\Phi-\dfrac{\rho_{00}}{r}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rt}\Phi+\dfrac{\nu\rho_{00}}{r}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rzz}\Phi-\dfrac{\nu\rho_{00}}{r^2}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rr}\Phi- \\ -\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rrt}\Phi+\nu\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rrzz}\Phi+\dfrac{2\nu\rho_{00}}{r}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rrr}\Phi+\nu\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rrrr}\Phi=0 \\ \rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_t\tilde{\rho}+\dfrac{\rho_{00}}{r\Lambda}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_r\Phi+\dfrac{\rho_{00}}{\Lambda}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rr}\Phi=0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \partial_z\zeta+\dfrac{1}{r}\partial_r\Phi+\partial_{rr}\Phi=0 \\ \tilde{P}-g\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\zeta+\dfrac{\sigma}{r}\partial_r\zeta+\sigma\partial_{rr}\zeta+\dfrac{2\nu\rho_{00}}{r}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rz}\Phi+2\nu\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rrz}\Phi=0 \\ \dfrac{1}{r^2}\partial_r\Phi-\dfrac{1}{r}\partial_{rr}\Phi-\partial_{rrr}\Phi+\nu\rho_{00}\mathrm{e}^{-z_\wedge}\partial_{rzz}\Phi=0 \end{cases}$$

Решение задачи ищется в виде произведения гармонической функции и специальной функции Ханкеля первого рода, отвечающей за радиальную зависимость. Предполагается, что частота ω является действительной положительно определённой величиной, а волновой вектор $\vec{k}=\left(k_r,k_z\right)$ может принимать комплексные значения, где мнимая часть отвечает за пространственное затухание периодического течения:

$$f\left(r,z,t\right)\sim A_m H_0^1\left(k_r r\right)\mathrm{e}^{ik_z z-i\omega t}$$

Подставляя решения такого вида в исходную линеаризованную систему с учётом условия совместности можно получить дисперсионное соотношения, связывающее компоненты волнового вектора $\vec{k}=\left(k_r,k_z\right)$ с частотой периодического движения ω:

$$kr^6\nu^2\omega+\omega\left(kz^3\nu-\mathrm{i}kz\omega\right)^2+kr^4\nu\left(\mathrm{i}\mathrm{N}^2+\left(3kz^2\nu-2\mathrm{i}\omega\right)\omega\right)+$$
$$+kr^2\left(3kz^4\nu^2\omega+\mathrm{i}kz^2\nu\left(\mathrm{N}^2-4\omega^2\right)+\omega\left(\mathrm{N}^2-\omega^2\right)\right)=0$$

Поскольку среда стратифицирована вдоль оси Oz, компонента волнового вектора k_z становится особой, поэтому решение целесообразно искать в виде функции $k_z = (k_r, \omega)$. Решая дисперсионное уравнение относительно волнового вектора k_z, получим три пары решений:

$$k_z = \pm\sqrt{-kr^2 + \frac{\mathrm{i}\omega}{\nu}}$$

$$k_z = \pm\sqrt{-kr^2 + \frac{\mathrm{i}\omega}{2\nu} + \frac{(1-\mathrm{i})\sqrt{4\nu \mathrm{N}^2 kr^2 - \mathrm{i}\omega^3}}{2\sqrt{2}\nu\sqrt{\omega}}},\ k_z = \pm\sqrt{-kr^2 + \frac{\mathrm{i}\omega}{2\nu} - \frac{(1-\mathrm{i})\sqrt{4\nu \mathrm{N}^2 kr^2 - \mathrm{i}\omega^3}}{2\sqrt{2}\nu\sqrt{\omega}}}$$

Для анализа полученных решений проводится процедура обезразмеривания дисперсионного соотношения на собственные масштабы среды обратную частоту плавучести $\tau_N = N^{-1}$ и вязкий волновой масштаб $\delta_N^{g\nu} = \sqrt[3]{g\nu} / N$. При таком выборе обезразмеривания естественным образом возникает малый параметр $\varepsilon = \delta_g^{\nu} / \delta_N^{g\nu} = \nu^{1/3} N / g^{2/3}$, задаваемый отношением собственных масштабов среды. Индексом «*» обозначены соответствующие безразмерные величины:

$$k_{*r}^6 \omega_* \varepsilon^2 + \left(\varepsilon k_{*z}^3 - \mathrm{i}\omega_* \mathrm{k}_{*z}\right)^2 \omega_* + k_{*r}^4 \varepsilon \left(\mathrm{i} + 3\omega_* \varepsilon k_{*z}^2 - 2\mathrm{i}\omega_*^2\right) +$$
$$+ k_{*r}^2 \left(\omega_* + 3\omega_* \varepsilon^2 k_{*z}^4 - \omega_*^3 + \mathrm{i}\varepsilon k_{*z}^2 \left(1 - 4\omega_*^2\right)\right) = 0$$

$$k_{*z} = \pm\sqrt{-k_{*r}^2 + \frac{\mathrm{i}\omega_*}{\varepsilon}}$$

$$k_{*l} = \pm\sqrt{k_{*r}^2 + \frac{i\omega_*}{2\varepsilon} + \frac{(1-\mathrm{i})\sqrt{4k_{*r}^2 \varepsilon - \mathrm{i}\omega_*^3}}{2\sqrt{2}\varepsilon\sqrt{\omega_*}}},\ k_{*l} = \pm\sqrt{k_{*r}^2 + \frac{i\omega_*}{2\varepsilon} - \frac{(1-\mathrm{i})\sqrt{4k_{*r}^2 \varepsilon - \mathrm{i}\omega_*^3}}{2\sqrt{2}\varepsilon\sqrt{\omega_*}}}$$

Исследование дисперсионного уравнения с позиции теории возмущений показывает, что при регулярном разложении возникает первая пара корней, а при сингулярном разложении получаются оставшиеся две пары решений. Регулярные решения определяют крупномасштабные волновые компоненты, а сингулярные решения задают тонкую структуру течения, определяются лигаментными компонентами.

Было проведено аналитическое асимптотическое решение задачи о распространении цилиндрических периодических течений вдоль свободной поверхности жидкости. Получены полные решения дисперсионных соотношений редуцированной задачи, включающая в себя крупномасштабные волновые компоненты, описывающиеся регулярными решениями и тонкоструктурными компонентами, описывающиеся сингулярными решениями. Сравнение полученных выражений с экспериментальными данными показывает удовлетворительное сходство.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.D. Chashechkin, A.A. Ochirov // Mathematics. 2023.V. 11. No. 21. P. 44-43.

2. Ochirov A. A., Chashechkin Y. D. // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2024.V. 60. No. 1. P. 1-14.

3. Хайирбеков Ш. Х., Чашечкин Ю. Д. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2025. Т.26, вып. 1.

4. Chashechkin Y.D. // Axioms. 2021. V. 10. P. 286.

5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц Курс теорет. физ. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.

Волновые квазипериодические конвективные течения жидкостей в замкнутой области подогреваемой сбоку

А.И. Федюшкин
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
fai@ipmnet.ru

В данной работе представлены результаты численного анализа ламинарно-турбулентного перехода для тепловой конвекции в замкнутой квадратной полости, заполненной несжимаемой жидкостью и подогреваемой сбоку для разных чисел Прандтля (Pr). Схема расчётной области и граничные условия показаны на рис. 1а. В рассматриваемом случае, когда вектор силы тяжести перпендикулярен подводимому горизонтальному потоку тепла, конвективное течение возникает при сколь угодно малом числе Грасгофа Gr (Рэлея Ra=Gr Pr). При малых числах Грасгофа $Gr<10^3$ нелинейные эффекты слабо проявляются и стационарное конвективное течение представляет медленное одновихревое ползущее течение слабо изменяющее температурное поле, которое возможно описать аналитически [1], при $Gr>10^3$ формируются замкнутые пограничными слои (динамический и тепловой) [1, 2], и приблизительно до чисел Грасгофа 10^6 ламинарное течение остаётся стационарным [3], но аналитические решения для этих параметров не всегда бывают корректными, например, как гипотеза о конвективном течении в замкнутой области в виде изотермического ядра, вращающегося с постоянной завихренностью [4]. При увеличении числа Грасгофа $Gr>10^6$ течение на твёрдых стенках теряет устойчивость (неустойчивость Толлмина–Шлихтинга) в связи с чем появляются движущиеся вторичные вихри и волны в поле температуры и ламинарное течение становится периодически-колебательным (рис.1), а при дальнейшем увеличении числа Грасгофа происходит переход к течению с развитой турбулентностью при $Gr>10^{10}$.

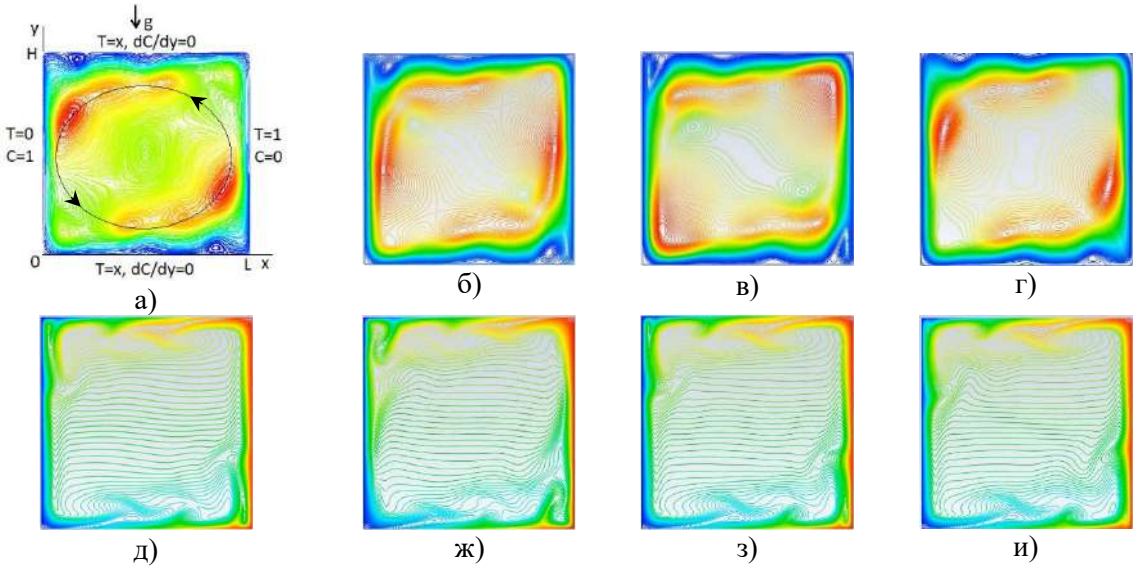


Рис. 1. Схема расчётной области и граничные условия (а). Колебательная тепловая конвекция при $Gr=10^7$, $Pr=0.7$, $L/H=1$: значения изолиний функции тока (а-г) и изотермы (д-и) через одинаковые промежутки времени на одном периоде колебаний.

Переходные режимы конвективного течения в большинстве случаев детально изучены для жидкостей с числами Прандтля равными приблизительно Pr=1, когда масштабы динамического и теплового времён одинаковы, но критические числа Грасгофа перехода конвективного течения к колебательному режиму нелинейно зависят от свойств жидкости, в частности, от числа Прандтля. Характер конвективных течений

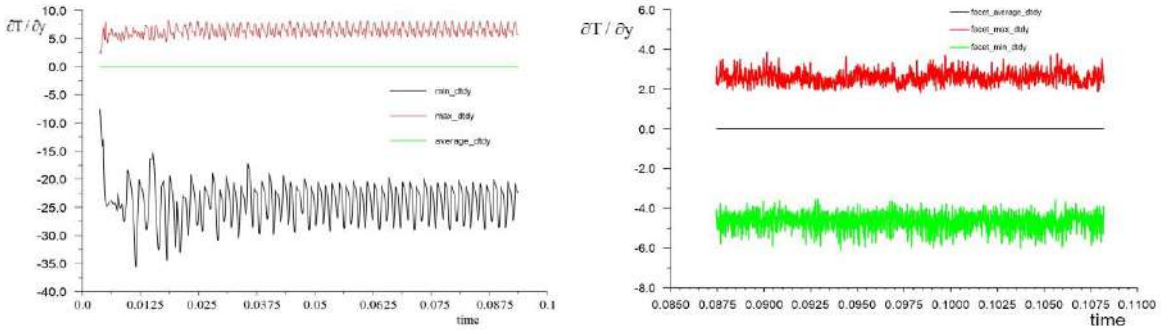
и переходных режимов для жидкостей с большими разницами в характерных динамических и тепловых временах (при числах Прандтля Pr<<1 и Pr>>1) может качественно отличаться от течений жидкостей с Pr=1. Следует отметить, что при больших числах Грасгофа для жидкостей с малыми числами Прандтля (Pr<<1), приближение бесконечной температуропроводности (Pr=0) не всегда корректно [5-6]. В данной работе проведены параметрические расчёты для следующих диапазонов безразмерных параметров: $0<\mathrm{Gr}<10^8$, $10^{-2}<\mathrm{Pr}<10^2$, соответствующих ламинарной стационарной и колебательной конвекции. Показано влияние тепловой конвекции на характер распределения пассивных примесей с числами Шмидта $10^{-2}<\mathrm{Sc}<10^2$ для концентраций легкой компоненты с граничными условиями, представленными на рис. 1а.

Математическая модель основана на численном решении нестационарных двумерных уравнений Навье-Стокса для несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска [7-8]. Граничные условия, следующие: для скорости - условиями прилипания на всех стенках, для температуры задаются условия первого рода на всех стенках (0 и 1- на вертикальных стенках и линейные профили - на горизонтальных), условия для концентрации (рассматриваются бинарные смеси с концентрацией лёгкой компоненты): второго рода (условия непротекания) - на горизонтальных стенках и первого рода на вертикальных (рис. 1а).

Численное решение осуществлялось методом контрольных объёмов в естественных переменных и конечно-разносным методом в переменных вихрь-функция тока [7-10]. Валидация численных методов решения проводилась на сравнении результатов с экспериментальными данными [11] ($\mathrm{Ra}=10^7$-10^8), с численными результатами, полученными по другим методикам (методом конечных элементов, методом контрольных объёмов, а также сравнением на тестовых задачах с результатами других авторов [11-13]. Результаты сравнения показали, что на сетках с безразмерными шагами 1/64 (при $\mathrm{Ra}=10^6$) и 1/140 (при $\mathrm{Ra}=10^8$) точность по локальным значениям скорости была не менее 3-5% от эксперимента и от так называемого «эталонного» решения [13]. В данных расчётах были использованы разностные схемы второго порядка, разностные сетки выбирались с шагами 1/64, 1/199, 1/251, 1/511 таким образом, чтобы в пограничных слоях было не менее пяти точек и разностное число Рейнольдса было менее единицы. Влияние шага расчётной сетки на критическое число Грасгофа возникновения колебательной тепловой конвекции было показано и исследовано в работе [3]. В данной работе для анализа изменения конвективного течения во времени были выбраны следующие характеристики: максимальные, минимальные и осредненные по пространству значения скорости, функции тока, значения модуля градиента температуры (и его компонент $\partial T/\partial x$ и $\partial T/\partial y$). В работах [14, 15] было показано, что $\partial T/\partial y$ вычисленная в центре квадратной области нелинейно зависит от числа Грасгофа. В качестве оценки изменения конвективного течения во времени проанализированы средние по времени поля основных функций (Mean (f)) и их среднеквадратичные отклонения от средних (RMSE (f)), а также на основе быстрого преобразования Фурье рассчитаны мощности спектральных плотностей (power spectral density PSD (f)) скорости и градиентов температуры, позволяющие определить доминирующие частоты колебаний основных функций течения для разных чисел Прандтля и Грасгофа.

На рис.1 представлена структура установившегося периодического конвективного течения в виде изолиний функции тока и изотерм для разных моментов времени на одном периоде при $\mathrm{Gr}=10^7$, $\mathrm{Pr}=0.7$. На рис.1 показано, что конвективное течение становится периодически-колебательным, это происходит вследствие того, что на стенках происходит срыв пограничного слоя, и на твёрдых стенках образуются

вторичные вихри, которые увлекаются основным течением (двигаясь против часовой стрелки) вдоль всего замкнутого пограничного слоя образуя волны Толлмина–Шлихтинга. Изменение во времени максимальных, минимальных и средних значений производной от температуры $(\partial T/\partial y)$ показано на рис. 2 для $Gr=10^7$, $Pr=0.7$ (рис.2а) и для $Gr=10^8$, $Pr=0.01$ (рис.2б).



а) б)

Рис. 2. Временные зависимости производной от температуры по вертикальной координате dT/dy (максимальных, минимальных и средних значений по пространству в сечении x=0.5) в центре расчётной области при колебательной тепловой конвекции (а) - $Gr=10^7$, $Pr=0.7$, б) - $Gr=10^8$, $Pr=0.01$).

При $Gr=10^8$, $Pr=0.01$, $(Ra=10^6)$ течение является периодически-колебательным более хаотичным, с большей на два порядка максимальной скоростью и большей частотой колебаний полей скорости и температуры, чем при $Gr=10^7$, $Pr=0.7$, $(Ra=7\cdot10^6)$. На рис. 3 для двух случаев: а) - $Gr=10^8$, $Pr=0.01$, б) - $Gr=10^5$, $Pr=100$ представлены изолинии следующих функций: $|V|$ - модуля скорости, MEAN $|V|$ - модуля скорости, осреднённого по времени, RMSE $|V|$ - среднеквадратичного отклонения модуля скорости от среднего, T – температуры, MEAN T – температуры, осреднённой по времени, RMSE T - среднеквадратичного отклонения температуры от среднего значения. Из результатов представленных на рис. 3 видно сильное проявление нелинейной зависимости характеристик течения от числа Прандтля, что величина числа Прандтля качественно влияет на мгновенные и средние характеристики течения.

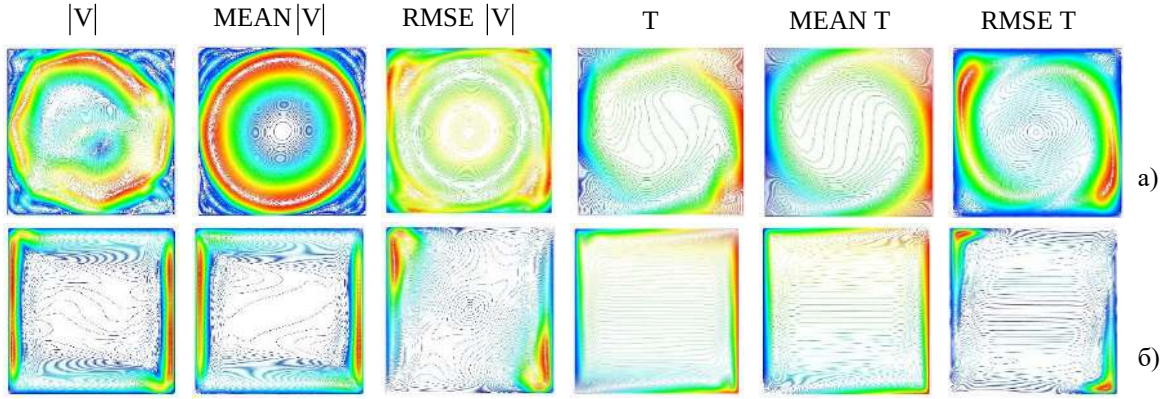


Рис. 3. Изолинии следующих функций: $|V|$ - модуля скорости, MEAN $|V|$ - модуля скорости, осреднённого по времени, RMSE $|V|$ - среднеквадратичного отклонения модуля скорости от среднего, T – температуры, MEAN T – температуры, осреднённой по времени, RMSE T - среднеквадратичного отклонения температуры от среднего значения для двух случаев: а) - $Gr=10^8$, $Pr=0.01$, б) - $Gr=10^5$, $Pr=100$

Рассчитанные функции мощности спектральных плотностей (power spectral density PSD) для скорости и градиентов температуры показали преобладающие частоты для разных чисел Грасгофа и показали, что при числах Прандтля отличных от единицы частоты колебаний скорости и температуры отличаются в C/Pr раз, где C - константа,

Результаты параметрических расчётов показали характер и динамику формирования колебательных конвективных течений в квадратной области при различных числах Грасгофа и Прандтля. Показано сильное нелинейное влияние числа Прандтля на интенсивность и характер конвективного течения, что является следствием проявления свойств жидкости в виде разницы характерных временных масштабов протекания динамических и тепловых процессов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-29-00101.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1972 г., 392 с.
2. Гершуни, Г.З., Жуховицкий, Е.М., Тарунин, Е.Л. Численное исследование конвективного движения в замкнутой полости. Изв. АН СССР Механика жидкостей и газа. №5, 1966. С. 56–62.
3. Тарунин Е. Л., Шайдуров В. Г., Шарифулин А. Н. Экспериментальное и численное исследование устойчивости замкнутого конвективного пограничного слоя. Конвективные течения и гидродинамическая устойчивость. Сб. статей. Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР). С. 3-16.
4. Batchelor G. K. (1999) An introduction to fluid dynamics. Cambridge, U.K.; New York, NY: Cambridge University Press. 615p.
5. Fedyushkin A. I. Natural convection in horizontal layers with lateral heating at various Rayleigh and Prandtl numbers // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2020. Vol. 927. 012054. [
6. Федюшкин А. И. Влияние чисел Рэлея, Прандтля и граничных условий на конвективные течения жидкости в горизонтальных слоях // Математическое моделирование и численные методы. 2020. № 1. С. 28–44.
7. Полежаев В.И., Бунэ А.В., Верезуб Н.А. и др. Математическое моделирование конвективного тепломассообмена на основе уравнений Навье-Стокса. М: Наука, 1987. 272 с.
8. Полежаев В.И., Белло М.С., Верезуб Н.А., и др. Конвективные процессы в невесомости. -М., Наука, 1991. 240 с.
9. Федюшкин А. И., Иванов К. А., Пунтус А. А. Эффективный многосеточный метод решения задач высокочастотной вибрационной конвекции // Сибирский журнал индустриальной математики. 2023. Т. 26, № 2. С. 171–187.
10. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
11. Кирдяшкин А.Г., Полежаев В.И. Федюшкин А.И. Тепловая конвекция в горизонтальном слое при боковом подводе тепла. // ПМТФ, 1983, № 6. С. 122–128.
12. Онянов В. А,, Тарунин Е.Л. Численные эксперименты по использованию разностных схем для задач свободной конвекции в замкнутой области. Учёные записки Перм. гос. ун-та «Гидродинамика», вып. 6, № 327. Пермь. 1985. С. 156-181.
13. Davis G de Vahl (1983) Natural convection of air in a square cavity a benchmark numerical solution Int. journal for numerical methods in fluids, vol.3, C. 249-264.
14. Fedyushkin A. I. Stratification and segregation under laminar convection // Advanced Hydrodynamics Problems in Earth Sciences (eds. Chaplina T.). Springer: Switzerland, 2023. P. 153–169. https://doi.org/10.1007/978-3-031-23050-9_14.
15. Fedyushkin A. Convection and stratification of temperature and concentration // Fluid Dynamics and Materials Processing. 2024. Vol. 20, no. 6. P. 1351–1364.

Осцилляции капель в процессе их коалесценции

А.И. Федюшкин, А.Н. Рожков
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
fai@ipmnet.ru, rozhkov@ipmnet.ru

Аннотация. В работе исследуется динамика слияния двух капель одинаковой жидкости. С помощью численного моделирования для двухфазной системы «жидкость – воздух» показано осциллирующее изменение форм капель во времени для разных свойств жидкостей. Приводятся аппроксимации огибающих для определения времени затухания колебаний формы капель. Данные численного моделирования сравниваются с экспериментальными данными.

Введение. Исследование процесса коалесценции капель имеет большое научное значение, как для изучения фундаментальных закономерностей многофазной гидродинамики, так и для широкого диапазона приложений с физическими процессами слияния, фрагментации и взаимодействия капель (струйная печать, орошение, пожаротушение, медицина, машиностроение, получение материалов и т.д). В процессах коалесценции капель доминирующую роль играют силы поверхностного натяжения, начало изучения которых можно отнести к появлению пионерской работе [1], в которой проведен анализ времён слияния и спекания капель металла. За последние годы появилось большое количества численных и экспериментальных работ по исследованию коалесценции капель при различных условиях, например, [2-13]. В работах [2,3] приводятся результаты исследования коалесценции капель неньютоновских жидкостей в сравнении с ньютоновскими жидкостями. Для начальных моментов слияния капель воды в работах [4-5] проведено сопоставление численных и экспериментальных данных изменения ширины жидкого мостика. Влияния вязкости окружающей жидкости при коалесценции капель, приводятся результаты исследования формирования мениска и образования тороидального мостика показано в работе [6]. Работа [7] посвящения исследованию формирования мениска на начальной стадии слияния капель, приводятся корреляционные зависимости для случаев вязких и невязких жидкостей. В [8] исследуется коалесценция капель идеальной жидкости без влияния окружающей среды. В работе [9] дан обзор теоретических и экспериментальных работ по коалесценции, дается анализ масштабных факторов, вязкости, силы тяжести и аппроксимационных выражений для времени слияния капель и приводится сравнение с экспериментом. В работах [4, 5, 10-12] указывается на существование осциллирующих режимов при коалесценции капель. В [4, 5] на основе численного моделирования для разных жидкостей показаны изменение форм капель на начальных этапах коалесценции. В [10] указывается на то, что при амплитудах колебания капли с основной модой, превышающих 10% радиуса капли нельзя пренебрегать нелинейными эффектами. В работе [11] представлены экспериментальные результаты, показывающие периодические изменения форм капель при коалесценции двух капель дибутилфталата, левитирующих в растворе поваренной соли. Авторами [12] и [13] независимо показаны нелинейные (немонотонные) изменения поверхности раздела от времени и скорости вращения двух несмешивающихся жидкостей, приводятся пороговые частоты вращения, когда нелинейности эффекты вязкости и поверхностного натяжения становится заметными.

Целью данной работы является изучение динамики слиянии двух капель, изменения форм капель во времени и оценка максимального времени осцилляций капель.

Постановка задачи. Предполагается, что две капли жидкости находятся в покое, соприкасаются в воздухе в условиях невесомости (**g**=0) и в начальный момент времени между каплями существует минимальный мостик, как показано на рис.1. В начальный

момент для капель диаметром d=1мм радиус мостика равен r_m(t=0) =5 10^{-4} мм, а их максимальный радиус равен R_m(t=0) = d =1мм и (рис. 1).

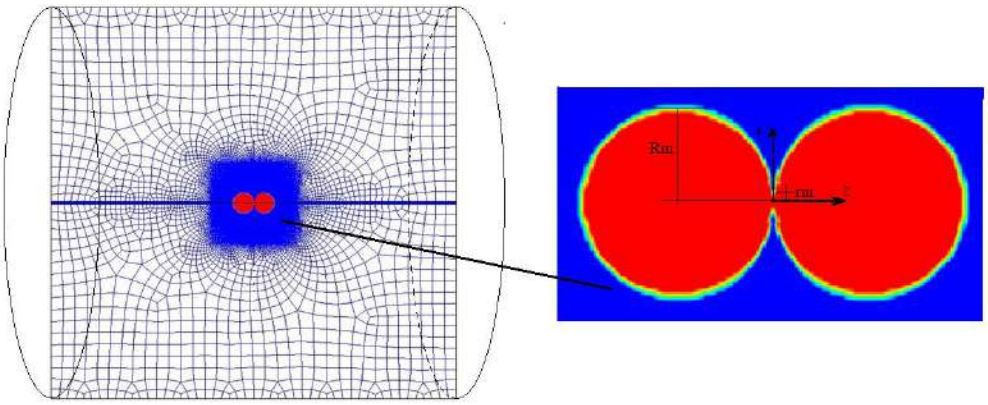


Рис. 1. Схема расчётной области (слева) и начальное расположение капель (справа – область капель в увеличенном масштабе).

Математическая модель основана на численном решении системы двумерных уравнений Навье-Стокса для несжимаемой двухфазной системы «воздух-жидкость» в осесимметричном приближении (z – ось симметрии, рис.1) [14]. Дополнительно решается уравнение переноса для функции ε - объёмной доли жидкости ($0 \le \varepsilon \le 1$). При численном решении системы уравнений Навье-Стокса использовался консервативный метод контрольных объёмов с аппроксимацией пространственных производных второго порядка и первого порядка по времени. Граница раздела определялась *VOF* методом [15] с итерациями на каждом шаге по времени. Размеры расчетной области были выбраны в 7-15 раз больше диаметра капель, участвующих в слиянии. Использовалась неравномерная расчётная сетка со сгущением в области межфазного перехода (рис.1). Шаг расчетной сетки вблизи мостика был не более 10^{-3}мм, шаг по времени был в диапазоне от 10^{-7} до 5 10^{-7}сек. На внешних границах расчетной области ставится условия отсутствия трения, на оси условие симметрии, а на границе двухфазной системы «жидкость-воздух» условие баланса сил давления и поверхностного натяжения. Детальнее метод решения описан в [5, 15]. Для верификации математической модели проведено сравнение с экспериментальными данными, опубликованными в работах [2, 3, 13], показавшее хорошее совпадение результатов.

Результаты. Процесс коалесценции характеризуется двумя масштабами времени: при преобладании сил вязкости масштабом времени $T_{visc} = d\mu/\sigma\,[\text{сек}]$, а при преобладании поверхностных сил масштабом времени: $T_{inert} = (d^3\rho/\sigma)^{0.5}\,[\text{сек}]$ [9]. Безразмерное числа Онезорге $Oh = \mu/(\rho\sigma d)^{0.5}$ – это есть отношение времён: $Oh = T_{visc}/T_{inert}$). В таблице 1 приведены: свойства воды и ртути и приведены масштабы времён для капель с диаметром d=1мм.

Таблица 1

Жидкость	Плотность ρ[кг/м^3]	Вязкость μ[кг/(м сек)]	Пов -ное. натяжение σ [10^{-3} н/м]	Время T_{visc} [сек]	Время T_{inert} [сек]	Число Онезорге Oh_t
Ртуть	13529	1.5 10^{-3}	486.5	10^{-6}	4 10^{-3}	4 10^{-3}
Вода	998	10^{-3}	72.6	10^{-5}	5 10^{-3}	3,7 10^{-3}

На рис. 2 представлены формы двух сферических капель диаметром d=1мм в процессе их коалесценции для воды (рис. 2а) и ртути (рис.2 б).В первые периоды колебаний коалесцирующих капель скорости достигают максимальных значений и с поверхности объединённой осциллирующей капели могут срываться с большой скоростью вторичные микро капли. На поверхности результирующей капли могут возникать волновые движения, приводящие к асимметрии вдоль оси z (рис.2 б).

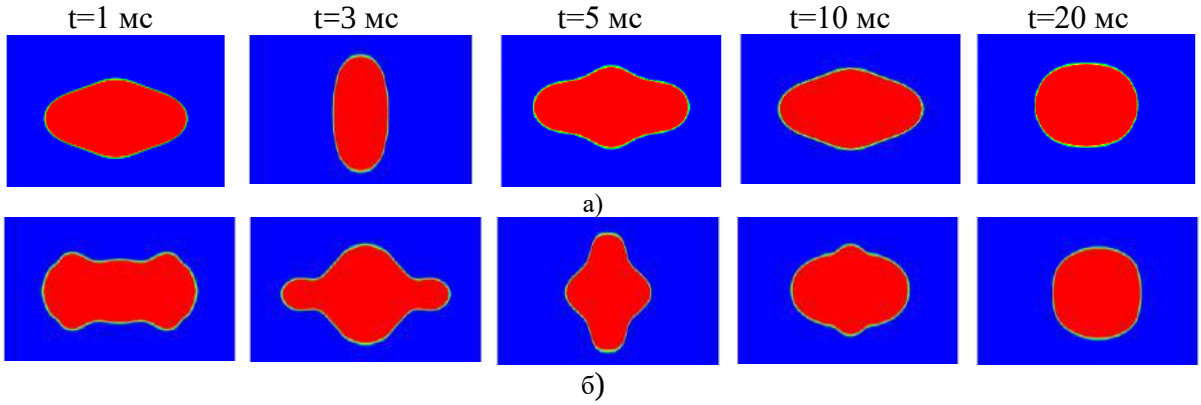


Рис. 2. Изменение во времени форм двух капель диаметром d=1мм в процессе их коалесценции: (а) – вода, (б) - ртуть.

Численное моделирование коалесценции капель воды и ртути (d = 1мм) показало различный характер изменения во времени форм коалесцирующих капель (рис.2) и получить временные зависимости изменения размера жидкого мостика r_m и динамики изменения максимальных размеров R_m результирующей капли (рис.3). Результаты моделирования показали, что переход от начального до конечной стационарной формы капель (жидкостей с небольшой вязкостью) носит квазипериодический затухающий характер, что показано на рис. 3. Частота колебаний капель воды больше, чем частота колебаний ртути, несмотря на то что максимальные скорости ртути в 2-3 больше. Следует отметить, что численное моделирование колебательных режимов капель и определение времён окончания колебания капель (t_k) требует больших временных компьютерных затрат. Однако результаты, представленные на рис. 3, позволяют получить приблизительное время окончания осцилляций капель с помощью нахождения точки перенесения двух огибающих, проведённых через локальные максимумы и минимумы кривых, представленных на рис.3. Построение огибающих первого порядка для R_m(t) и r_m(t) на основе результатов, представленных на рис. 3 позволяют получить нижний предел для времени окончания колебаний.

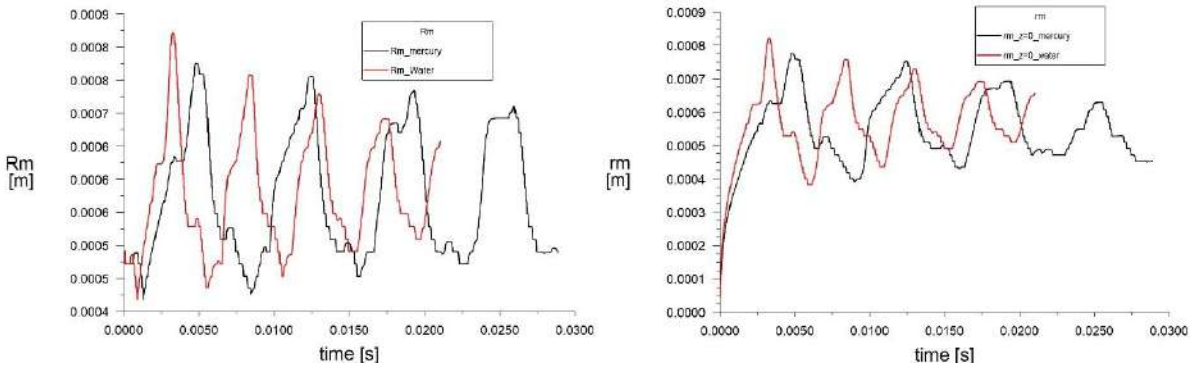


Рис. 3. Изменение во времени радиальных размеров капель воды (красные кривые) и ртути (чёрные кривые): (а) Rm – максимальный размер во всей области, б) rm - размер жидкого мостика в сечении z=0.

На основе численных результатов (рис.3а) были построены окаймляющие прямые и получены нижние пределы времён окончания колебаний: для ртути t_k=60 мс, для воды t_k=40 мс. Реальные времена окончания колебаний капель могут быть больше. Для уточнения полученных значений времён затухания колебаний необходимо построить огибающие более высокого порядка и найти их пересечение.

Заключение. Показан периодический характер изменения во времени формы результирующей капли в процессе коалесценции жидких капель с небольшой вязкостью (воды и ртути). Представлены зависимости максимальных радиусов результирующей капли от времени. Представлен метод оценки времени окончания колебаний результирующей капли при коалесценции двух капель. Вычислены нижние пределы времён окончания колебаний для коалесцирующих капель ртути и капель воды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 23-19-00451)

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Frenkel, “Viscous flow of crystalline bodies under the action of surface tension,” // Journal of Physics 9, pp. 385-391 (1945).
2. A. Rozhkov, V. Mitkin, and T. Theofanous, “The dynamics of visco-elastic bridges in drop coalescence,” XXII International Congress of Theoretical and Applied Mechanics. Adelaide. Australia. 24–29 August, 2008, 2c,
3. Рожков А.Н., Mitkin V., Theofanous T. Коалесценция упруговязких капель // 24 Симпозиум по реологии. Тезисы докладов. Карачарово. 3-7 июня 2008 г. С. 5.
4. Fedyushkin A. I., Rozhkov A. N. A coalescence of the droplets // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2020. Vol. 927. P. 012055 DOI: 10.1088/1757-899x/927/1/012055
5. Федюшкин А. И., Рожков А. Н. Моделирование коалесценции капель // Математическое моделирование и численные методы. 2020. Т. 26, № 2. С. 46–58.
6. Joseph D. Paulsen1 Re´mi Carmigniani1, Anerudh Kannan1, Justin C. Burton1 & Sidney R. Nagel. Coalescence of bubbles and drops in an outer fluid. NATURE COMMUNICATIONS | 5:3182 | DOI: 10.1038/ncomms4182 (2014). pp.1-7,
7. Eggers, J., Lister, J. R. & Stone, H. A. Coalescence of liquid drops. // J. Fluid Mech. 401, pp.293–310, (1999).
8. L. Duchemin, J. Eggers, and C. Josserand, “Inviscid coalescence of drops,” // J. Fluid Mech. 487, pp.167–178 (2003).
9. J. E. Sprittles and Y. D. Shikhmurzaev. Coalescence of liquid drops: Different models versus experiment. PHYSICS OF FLUIDS 24, 122105 (2012), 27p.
10. E. Becker, W.J. Hiller, T.A. Kowalewski, Experimental and theoretical investigation of large-amplitude oscillations of liquid droplets. // J. Fluid Mech. 231, 1991, pp. 189-210.
11. Бабалян Г.А. Физико химические процессы в добыче нефти, М., «Недра», 1974, 200с.
12. Tadashi Watanabe. Nonlinear oscillations and rotations of a liquid droplet. // Int. Journal of geology, Issue 1, Volume 4, 2010, pp.5-13.
13. Sugimoto, T. and Iguchi, M., Rapid Mixing and Separation of Molten Slag and Metal Using Cylindrical and Baffled Vessels Suddenly Set in Rotation ISIJ Int.l, Vol. 43 (2003), No. 12, pp. 1867–1874
14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. - Издание 6-е. - М.: Физматлит, 2015. - 728 с. - (Теоретическая физика, т. VI).
15. J. U. Brackbill, D. B. Kothe, and C. Zemach. "A Continuum Method for Modeling Surface Tension". // J. Comput. Phys. 100. pp.335–354. 1992.

Периодические течения импакта капли: волновые и неволновые компоненты

Ш.Х. Хайирбеков
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
Россия, Москва, 119526, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1
msturistt09@gmail.com

Короткие волны на поверхности жидкости активно исследуются теоретически [1-3], экспериментально [4], а в последние десятилетия в связи с бурным развитием вычислительной техники – численно [5].

В последние годы было показано, что капиллярные волны могут вносить значительный вклад в генерацию больших ветровых волн на поверхности морей и океанов [6]. Капиллярные волны, образующиеся в результате схлопывания газовых пузырьков, также составляют почву для исследований [7].

Капиллярные волны имеют широкий спектр приложений в различных областях промышленности и производства. Будучи традиционно важными в нефтегазовой и химической отраслях, исследования коротких капиллярных волн приобрели большую значимость в разработке новых методов доставки лекарств в фармакологии, а также в области 3D-биопечати. Важное практическое значение имеют короткие волны, характерная длина которых меньше длины волны электромагнитного излучения (э/м волны сантиметрового и миллиметрового диапазонов). Так, в экологии с помощью спутникового зондирования обнаруживают нефтяные пятна и разливы нефти [8].

Импакт капли – это совокупность атомно-молекулярных, гидродинамических и акустических процессов, сопровождающих перенос вещества и энергии погружающейся капли в принимающую жидкость. Диссипативную среду характеризуют такие параметры, как коэффициент температуропроводности κ_T и диффузии κ_S. С точки зрения сжимаемости и стратификации ключевой характеристикой является конечная скорость распространения звуковых волн c_s, а также масштаб стратификации $\Lambda = |d\ln\rho/\,dz|^{-1}$, где ρ- плотность, z – вертикальная координата. Поперечный масштаб волокон – толщина *лигаментов* δ в стратифицированной среде определяется кинетическими коэффициентами и частотой плавучести N: в поле скоростей $\delta_N^\nu = \sqrt{\nu/N}$, в поле плотности $\delta_N^\kappa = \sqrt{\kappa/N}$, а также величиной ω – частотой бегущей волны $\delta_\omega^\nu = \sqrt{\nu/\omega}$, $\delta_\omega^\kappa = \sqrt{\kappa/\omega}$, где ν - коэффициент кинематической вязкости. В потоке толщина лигаментов определяется скоростью $\mathbf{v}$ течения: $\delta_\mathbf{v}^\nu = \nu/\mathbf{v}$, $\delta_\mathbf{v}^\kappa = \kappa/\mathbf{v}$.

Течения маловязкой однородной жидкости со скоростью $\mathbf{v} = (\mathrm{v}_x, \mathrm{v}_y, \mathrm{v}_z)$ описывает система уравнений Навье-Стокса.

Возмущения, возникающие от неподвижного или стационарно движущегося источника возмущений, называют *стационарными.* Эти возмущения представляют собой волны – крупномасштабные составляющие периодического процесса, в котором параметры *локальной* временной изменчивости (частота ω) и *мгновенной* пространственной структуры физических полей (волновой вектор $\mathbf{k}$) связаны дисперсионными соотношениями (2-5). Указанные соотношения могут вытекать как из классических уравнений гидродинамики [9], так и из *фундаментальной* системы уравнений [10].

В данной же работе исследуются нестационарные *волноподобные* возмущения, возникающие вследствие движения границы каверны с переменной скоростью.

Задача анализируется в приближении плоских волн (1):

$$A = A_0 \exp\,(i\mathbf{k}x - i\omega t) \qquad (1)$$

где $\mathbf{k}$ - волновой вектор, ω - *положительно определенная* циклическая частота [1]. Циклические частоты ω и волновые векторы $\mathbf{k}$ нормальных волн связаны дисперсионным уравнением $\omega = \omega(\mathbf{k})$; в изотропных средах $\omega = \omega(k)$;, где $k = |\mathbf{k}|$ – волновое число. Пренебрегая эффектами вязкости и стратификации, для коротких волн получается дисперсионное соотношение (2):

$$\omega^2 = \gamma k^3 \qquad (2)$$

где $\gamma = \sigma/\rho$ - нормированный на плотность коэффициент поверхностного натяжения σ.

Выражая циклическую частоту ω через частоту f колебаний $\omega = 2\pi f$, а волновое число k через длину λ волны $k = 2\pi/\lambda$, соотношение (2) переходит в (3):

$$\lambda = (2\pi\gamma/f^2)^{1/3} \qquad (3)$$

В случае однородной вязкой жидкости дисперсионное уравнение имеет вид [2]:

$$\begin{gathered} 2k\left(\omega^2 k_l - gk^2 - \sigma k^4 + 2i\omega\nu k_l(3k^2 - k_l^2)\right) - \\ -(k_l^2 + k^2)(\omega^2 - gk - \sigma k^3 + 2i\omega\nu k^2) = 0 \end{gathered} \qquad (4)$$

Дисперсионное соотношение (4) имеет *регулярные* с волновыми числами k и *сингулярные* корни с k_l. Регулярные решения линеаризованной системы Навье-Стокса и соотношения (4) описывают медленные течения - поверхностные гравитационно-капиллярные волны, которые переносятся с групповой скоростью v_{gr}. Сингулярные решения характеризуют лигаменты – тонкие течения, образующие высокоградиентные быстрозатухающие волокна в жидкости [1].

a, *t* = 3.0 мс *b*, *t* = 9.0 мс *c*, *t* = 26.75 мс

Рис. 1. Деформация линии каустик вследствие излучения нестационарных волноподобных возмущений. Маркер – 8 мм. $R_{En}^{k,\sigma} = 120.8$

Для стратифицированной вязкой жидкости дисперсионные соотношения принимают еще более сложный вид. Так, в случае экспоненциальной стратификации [3] дисперсионное соотношение принимает форму (5)

$$\begin{cases} -N^2 k_x^2 + e^{z/\Lambda}\left(k_x^2 - k_{z,l}^2\right)\omega\left(ik_x^2 v - ik_{z,l}^2 v + \omega\right) = 0 \\ gk_x^2 - 3ik_x^2 k_{z,l} v\omega + k_{z,l}\left(ik_{z,l}^2 v - \omega\right)\omega + k_x^4\gamma = 0 \end{cases} \qquad (5)$$

В опытах исследовалась дисперсия коротких нестационарных волноподобных возмущений в результате падения капли диаметром $D_n = 0.6$ см в воду с высоты $H = 90$ см.

Фотография картины течения на начальном этапе импакта показана на рис. 1.

Отношение $R_{En}^{k,\sigma}$ компонентов энергии – кинетической En_k и доступной потенциальной поверхностной (ДППЭ) En_σ, характеризует режим капельного течения.

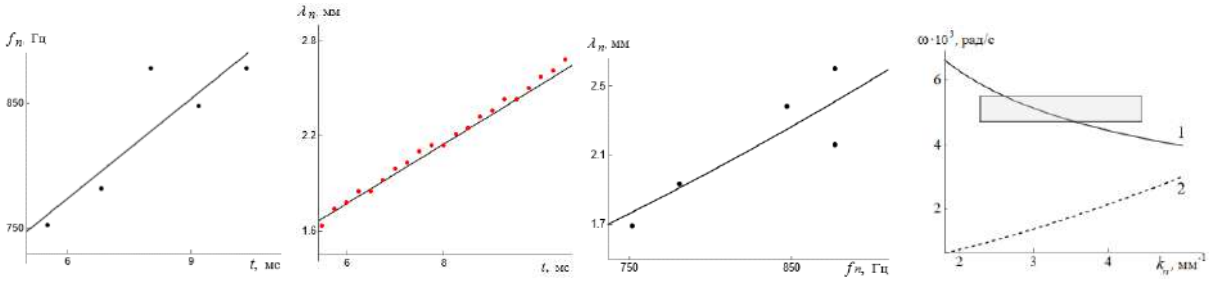
Индикатором дисперсии служили каустики - участки зеркального отражения от светодиодных осветителей.

Изначально компактная группа каустик (рис. 1, *a*) за время прохождения через них нестационарных возмущений заметно растягивается. Это является следствием характерного для дисперсии расплывании волнового пакета.

К моменту времени $t = 25.25$ мс группа стационарных капиллярных волн достигает границы теневого прибора и далее искажает форму каустик (рис. 1, *c*).

Частота и длина волны основной моды нестационарных возмущений определялась посредством измерения вариации освещенности в красной точке и вдоль зеленой линии соответственно (рис 1, *b*). График изменения частоты осцилляций освещенности по времени представлен на рис. 2, *a*. Черными точками показаны данные эксперимента, сплошной линией – аппроксимирующая функция $f_n(t) = 615 + 26.5t$ Гц. Найденные частотные точки находятся в диапазоне $752 < f < 877$ Гц. Измеренные длины аналогов волн (красные точки на рис. 2, *b*) аппроксимированы функцией $\lambda_n(t) = 0.65 + 0.188t$ мм и лежат в диапазоне $1.413 < \lambda_p < 2.753$ мм.

Графики аналогов дисперсионного соотношения для группы бегущих нестационарных возмущений показаны на рис. 2, *c*, *d*. Для построения дисперсионных кривых на плоскость «$f - \lambda$» были нанесены точки, представляющие собой пары значений «частота-длина волны»: соответствующие времена из частотных точек «$f - t$» (рис. 2, *a*) подставлялись в аппроксимацию для изменения длины волны (рис. 2, *b*).



a) *b*) *c*) *d*)

Рис. 2. Зависимость частоты (*a*) и длины основной гармоники (*b*) от времени.
Аналог дисперсионного соотношения в размерностях «мм», «с» для группы бегущих нестационарных возмущений: *c*) – на плоскости $f_n - \lambda_n$ (точки – эксперимент, кривая – аппроксимация); *d*) - на плоскости $k_n - \omega$; прямоугольник – область параметров в опытах.

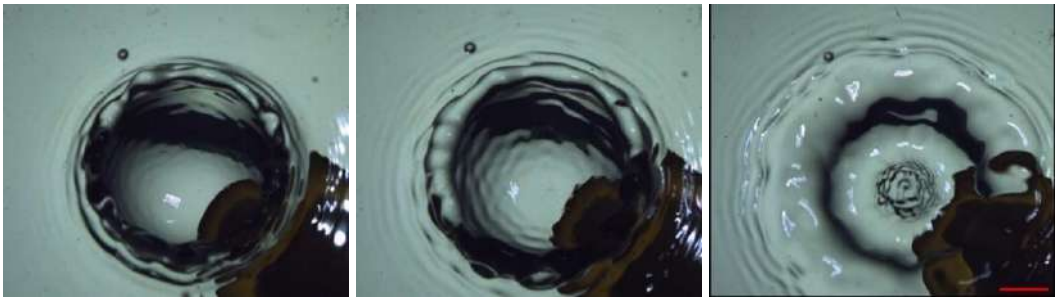
Экспериментальные данные (черные точки на рис. 2, *c*) аппроксимируются степенной функцией $\lambda_n = 3.135 \cdot 10^{-6} f_n^2$. В традиционной форме «волновое число-циклическая частота» аналог дисперсионного соотношения принимает вид $\omega^2 = 79.1 \cdot 10^6/\mathrm{k}$, существенно отличающийся от дисперсионного соотношения для коротких капиллярных волн $\omega^2 = \sigma k^3/g = 0.073 \cdot 10^6\, k^3$ для условий опытов (рис. 2, *d*).

Кривой *1* показана аппроксимация экспериментальных данных, кривой *2* – дисперсионное соотношение для капиллярных волн. На рис. 3 представлена выборка фотографий, иллюстрирующая группу кольцевых капиллярных волн вокруг растущей каверны и на этапе образования всплеска. Опыты подтверждают и наличие капиллярных волн на стенке венца [11].

Высокоразрешающая регистрация картины слияния свободно падающей капли воды с частично дегазированной водой в лабораторном бассейне позволила выделить группу коротких кольцевых возмущений вокруг венца на границе области опережающей депрессии. Ширина пакета линейно растет со временем, скорости переднего и заднего

фронта убывают. Со временем группа начальных возмущений поглощается более крупными кольцевыми капиллярным волнами.

Результаты детального изучения выделенных короткоживущих компонентов могут быть полезными при изучении рассеяния коротких электромагнитных волн на взволнованной поверхности жидкости в лабораторных и природных условиях.



a, *t* = 31.25 мс *b*, *t* = 37.5 мс *c*, *t* = 50.0 мс

Рис. 3 – Эволюция группы кольцевых капиллярных волн вокруг и внутри каверны (маркер – 8 мм).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Д. Чашечкин, А.А. Очиров. Расчет двумерных периодических возмущений свободной поверхности жидкости в различных моделях среды // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. – 2023. – Т. 513, № 1. – С. 95-102.

2. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Динамика гравитационно-капиллярных волн на поверхности неоднородно нагретой жидкости // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43. № 1. С. 109-116.

3. Chashechkin Yu. D., Ochirov A.A. Periodic waves and ligaments on the surface of a viscous exponentially stratified fluid in a uniform gravity field // Axioms. 2022. V. 11(8). 402. doi: 10.3390/axioms11080402.

4. Wout M. Goesaert, Paul S. W. M. Logman. Easy method to establish the dispersion relation of capillary waves on water jets. Am. J. Phys. 1 February 2024; 92 (2): 93–99. https://doi.org/10.1119/5.0144849

5. Van der Eijk, M., Wellens, P. R. (2020). A compressible two-phase flow model for pressure oscillations in air entrapments following green water impact events on ships. International Shipbuilding Progress, 1–29. doi:10.3233/isp-200278

6. Naeser, H. The Capillary Waves' Contribution to Wind-Wave Generation. Fluids 2022, 7, 73. https://doi.org/10.3390/fluids7020073

7. Yang, Z. et al. Enhanced singular jet formation in oil-coated bubble bursting. Nat. Phys. 19, 884–890 (2023). https://doi.org/10.1038/s41567-023-01958-z

8. Ермаков С.А. и др. Радиолокационное зондирование органических и нефтяных пленок на морской поверхности. Проявления глубинных процессов на морской поверхности. Н. Новгород: ИПФ РАН. 2007. С. 66-81.

9. Лэмб Г. Гидродинамика. ОГИЗ-ГИТТЛ М._Л-д. 1947. 928 с. Lamb H. Hydrodynamics. New York: Cambridge Univ. Press, 1932.

10. Чашечкин Ю.Д. Дифференциальная механика жидкостей: согласованные аналитические, численные и лабораторные модели стратифицированных течений // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2014. №6 (57).

11. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Гидродинамика удара капли: короткие волны на поверхности венца // Докл. РАН. 2013. Т. 451, № 1, С. 41–45.

Численное моделирование генерации гибридных течений колеблющейся пластиной в вязкой стратифицированной жидкости

А.С. Чернов[1], А.А. Очиров[2]
[1]*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова*
[2]*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН*
[1]a.chernov21@yandex.ru, [2]otchirov@mail.ru

Вопросы, связанные с генерацией периодических течений, играют важную роль в задачах, связанных с расчетами гидротехнических сооружений, а также при построении теории плавучести разнообразных плавающих тел. Развитие этих задач в сжимаемых жидкостях интересно с точки зрения построения адекватной теории полета летательных аппаратов, в том числе небольших размеров. При построении математических моделей для проведения вычислений необходимо базироваться на фундаментальной системе уравнений гидродинамики [1, 2]. Эта система уравнений имеет высокий порядок и сложна для анализа. В связи с этим исследователи прибегают к различным упрощениям этой системы. С развитием возможностей электронно-вычислительных машин, огромный скачок произошел в использовании численных методов. Большое количество усилий специалистов численного счета направлено на развитие пакетов прикладных программ для моделирования потоков жидкостей. В частности, большую популярность приобретают пакеты программ с открытым исходным кодом, такие как OpenFoam. Их использование позволяет задавать математические модели и проводить прямое численное моделирование различных проблем.

Например, задачи генерации пластиной внутренних гравитационных волн с использованием уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска для стратифицированной несжимаемой жидкости были рассмотрены в [3]. При этом учитывались уравнения переноса солености, а граничные условия включали условие прилипания на поверхности пластины и затухание возмущений на бесконечности. Используя аналогичную систему уравнений, в работе [4] проводился анализ вихревых структур и тонких градиентов давления. Пакеты прикладных программ позволили провести исследование влияния геометрии кромок пластины (радиус закругления, коэффициент заострения) на характеристики вихревых и тонких структур генерируемых течений. Закругление передней кромки снижает интенсивность вихрей, а заострение задней кромки уменьшает сопротивление. Стратификация подавляет вертикальные перемещения жидкости, что влияет на структуру течения. В работе [5] использовалось численное моделирование с адаптивными сетками, при этом проводилось сравнение с экспериментами, использующих шлирен-визуализацию с приборами высокой чувствительности. Визуализированы внутренние волны, лигаменты и вихревые структуры. Увеличение скорости пластины приводит к формированию вихревых диполей и пузырей. Численные данные при этом хорошо согласуются с экспериментами.

В настоящей работе проводится численное моделирование генерации периодических течений в толще стратифицированной жидкости с учетом уравнения переноса солености с использованием динамических сеток.

При рассмотрении задачи в приближении Буссинеска плотность везде считается кроме больших слагаемых. С учетом сказанного, в модели несжимаемой жидкости математическая формулировка рассматриваемой задачи записывается следующим образом:

$$\rho = \rho_{00}\left(1 - \frac{z}{\Lambda} + s\left(x,z,t\right)\right),\ \operatorname{div}\vec{u} = 0$$
$$\rho_{00}\left(\partial_t\vec{u} + \left(\vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{u}\right) = \rho_{00}\nu\Delta\vec{u} - \nabla P + s\vec{g},\ \ \partial_t s + \vec{u}\cdot\nabla s = \kappa_s\Delta s + \frac{w_z}{\Lambda} \tag{1}$$

Здесь ρ – распределение плотности, ρ_{00} – ее равновесное значение, Λ – масштаб стратификации, s – соленость, $\vec{u} = \left(u_x, v_y, w_z\right)$ – скорость жидкости, $\vec{g}$ – ускорение свободного падения, κ_s – коэффициент диффузии, P – давление. Основные уравнения переноса импульса, солености, неразрывности и распределения плотности дополняются физически обоснованными начальными и граничными условиями: в начальный момент жидкость покоится и находится в равновесном состоянии. На пластине необходимо записать условия прилипания и непротекания, а также условия затухания движения с удалением от генерирующей пластины:

$$\vec{u}\big|_{t\le 0} = 0,\ s\big|_{t\le 0} = s_0,\ \ P\big|_{t\le 0} = P_0,\ \vec{u}\big|_{\Sigma} = 0,\ \left.\frac{\partial s}{\partial\vec{n}}\right|_{\Sigma} = \frac{1}{\Lambda}\frac{\partial z}{\partial\vec{n}},\ \vec{u}\big|_{x,z\to\infty} = 0 \tag{2}$$

Задача (1), (2) решалась прямым численным моделированием с использованием открытой интегрируемой платформы OpenFOAM. Для моделирования был модернизирован стандартный решатель icoFoam, в который была добавлена стратификация плотности и уравнения переноса солености. Примеры расчета поля плотности в жидкости с параметрами воды приведены на рис. 1.

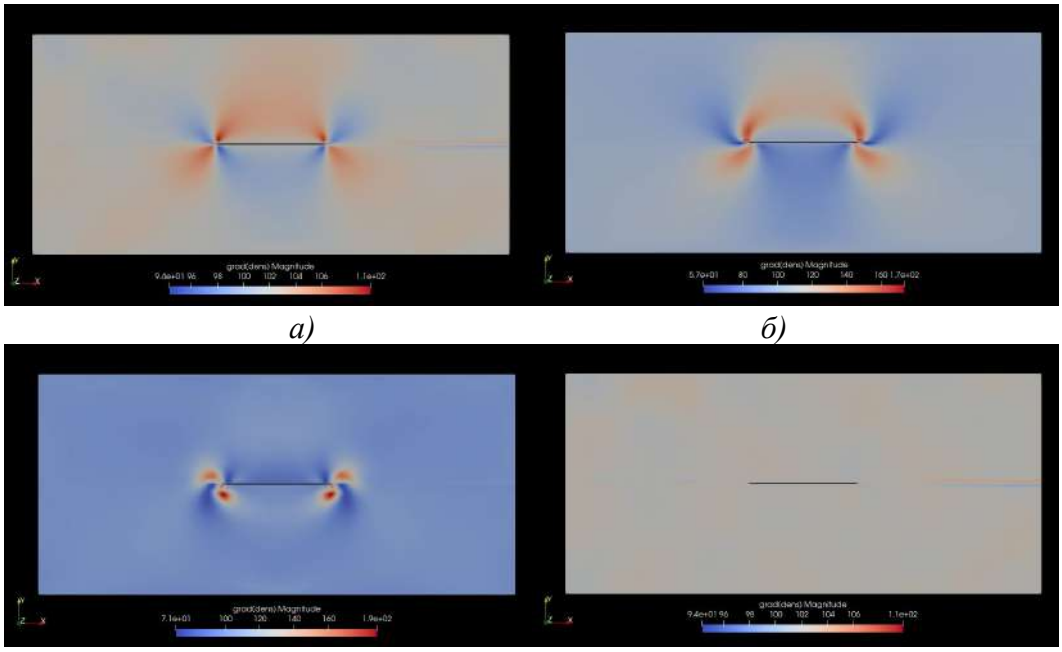


Рис. 1. Градиент плотности при разных частотах колебания пластины в жидкости с параметрами воды N=1 c^{-1}, а) ω=0.01 c^{-1}, б) ω=0.1 c^{-1}, в) ω=0.99 c^{-1}, г) ω=100 c^{-1}.

Исследование показало, что использование программной платформы OpenFOAM для решения задач генерации и распространения периодических волновых процессов перспективно и может быть использовано для визуализации и численного расчета полных решений, содержащих волны и тонкоструктурные компоненты течений.

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500442-3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц Курс теорет. физ. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
2. Y.D. Chashechkin // Axioms. 2021. V. 10. P. 286.
3. Y.D. Chashechkin, I.V. Zagumennyi // Fluids 2021, V. 6, P. 310.
4. Y.V. Zagumennyi, Y.D. Chashechkin // Fluid Dyn 2019. V.54, P. 958–969.
5. Y.V. Zagumennyi, Y.D. Chashechkin // International Journal of Computational Methods and Experimental Measurements. 2020. V. 8. No. 2. P. 148-161.

Проблема внутреннего давления жидкой воды

С.В. Чучупал, А.А. Волков
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
MirrorMan@yandex.ru

Обсуждается проблема внутреннего давления жидкой воды — фундаментального параметра, молекулярная природа которого в рамках современных (стандартных) представлений о структуре воды остаётся неясной и продолжает дискутироваться в литературе. Предлагается рассмотрение проблемы с позиций нестандартной (ион-молекулярной) модели, предлагаемой авторами.

Внутреннее давление $P_{ВН}$ (скорость изменения внутренней энергии с изменением объема при постоянной температуре) присуще каждой жидкости, оно входит в число чётко определённых термодинамических параметров, представляемых в учебниках на базовом уровне [1,2]. Устойчивый интерес к $P_{ВН}$ жидкой воды поддерживается непосредственным отношением $P_{ВН}$ к проблемам водорастворимости веществ [3], теплоёмкости воды, когезии, сжимаемости и скорости распространения звука. Названные темы актуальны во множестве самых разных областей: биологии, геологии, технике.

По литературе заметно, что, являясь фундаментальным, параметр $P_{ВН}$ в должной мере не эксплуатируется при построении уравнений состояния и изотермических или изохорных фазовых диаграмм (на PV или PT плоскостях). Как правило, внутреннему давлению жидкой воды посвящаются пространные обсуждения дискуссионного характера [4–7]. В качестве отправной точки многие годы используется примерно одна и та же схема:

$$P = T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V - \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T, \tag{1}$$

где $(\partial P/\partial T)_V$ — коэффициент изохорного теплового давления, U — молярная внутренняя энергия, V — молярный объем. Величину $(\partial U/\partial V)_T$ называют внутренним давлением $P_{ВН}$:

$$P_{ВН} = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T, \tag{2}$$

после чего разность $T(\partial P/\partial T)_V - P$ является просто определением $P_{ВН}$. Далее, используется соотношение $(\partial P/\partial T)_V = -(\partial V/\partial T)_P/(\partial V/\partial P)_T$ и выражения для двух экспериментально измеряемых параметров: изобарической расширяемости $\alpha_P = (\partial V/\partial T)_P/V$ и изотермической сжимаемости $\kappa_T = -(\partial V/\partial P)_T/V$. Окончательно внутреннее давление выражается как

$$P_{ВН} = T\frac{\alpha_P}{\kappa_T} - P. \tag{3}$$

Графики величин, наполняющих уравнения (1)–(3), построенные по данным из баз [8–12], представлены на рис. 1 и 2.

На рис. 2 бросается в глаза расхождение между кривыми $P_{ВН}$, рассчитанными двумя способами: (2) и (3). Сплошные серые кривые качественно расходятся в области температур T < 300 K и обе не реагирует на критическую точку T ≈ 650 K, в которой претерпевает обрыв критическая кривая P_K (кривая “жидкость–пар”). Такое поведение

$P_{ВН}$ не имеет объяснений. Неудивительно, что фундаментально важный параметр $P_{ВН}$ в обсуждениях фазовых диаграмм воды отсутствует [14,15].

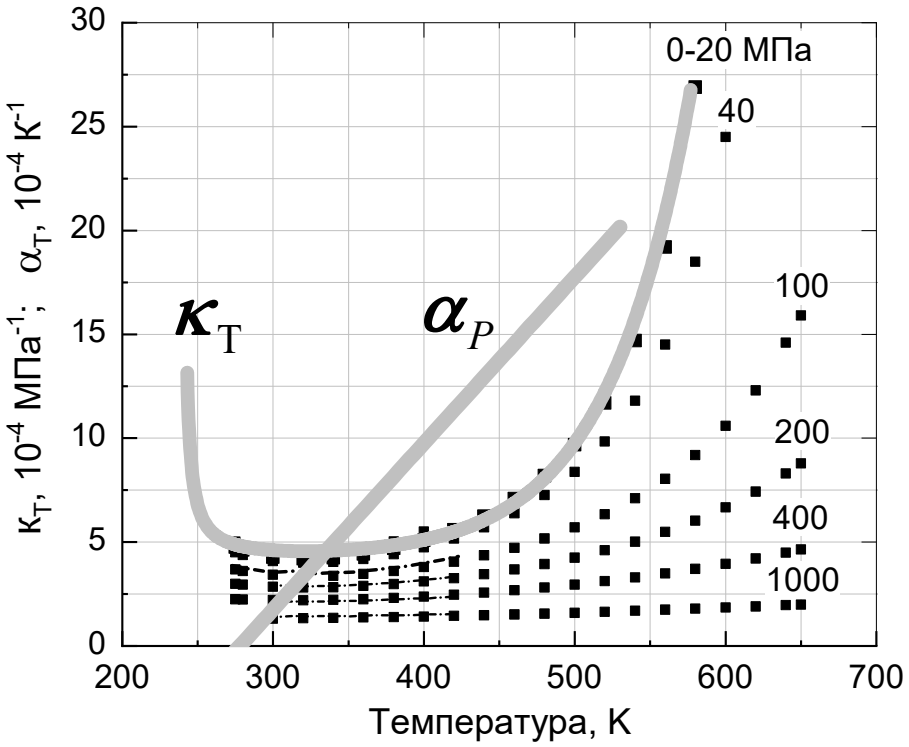


Рис. 1. Изотермическая сжимаемость κ_T и изобарическая расширяемость α_P жидкой воды. Точки — из [8–10] для κ_T и из [11] для α_P (не показаны), линии — аппроксимационные кривые для расчётов.

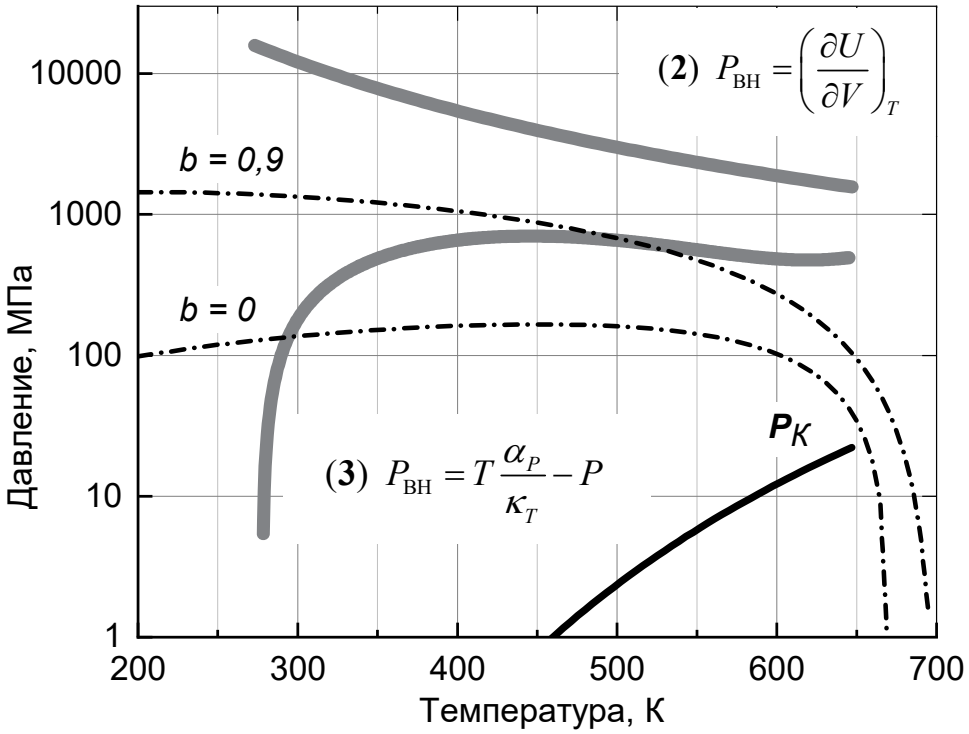


Рис. 2. Изохорные кривые жидкой воды для внутреннего давления $P_{ВН}$, рассчитанного двумя способами: стандартным по данным из базы IAPWS [12] и предлагаемым в [13] на основе газового подхода. Показана часть критической кривой жидкость-пар, обрывающаяся в критической точке P_K.

Причину сложившейся ситуации мы видим в неадекватности современного представления о молекулярной структуре жидкой воды. Утверждение 2024 года: «Статическое распределение водородных связей (ВС) и его динамика являются *ключом* к пониманию связи между структурой водородных связей и фазовым поведением воды. Динамика регулируется низкочастотными движениями (колебаниями, растяжениями и либрациями водородных связей) так, что образование структурно различных субфаз воды закодировано в этих низкочастотных сигнатурах» [16]. Свойства жидкой воды предполагаются исходящими из свойств *сетки* ВС.

ВС-представлению мы противопоставляем ион-молекулярную (ИМ) модель воды, допускающую для описания свойств жидкой воды привычный *молекулярногазовый* подход [17]. В этом ключе в настоящем докладе мы сообщаем о возможности непротиворечивого представления $P_{ВН}$ жидкой воды в терминах модели твёрдых сфер с учётом свободного пространства:

$$P_{ВН} = \frac{Nk_Б T}{V_К (V_К - b)} - P_К \,, \tag{4}$$

где $V_К$ — объём воды вдоль критической кривой (с изменением давления по кривой $P_К$) для массы 1000 кг, N — концентрация молекул воды, $(V_К - b)$ — свободный объём и b — константа Ван-дер-Ваальса. Предварительно, температурный ход кривых $P_{ВН}$ показан на рис. 2 двумя граничными пунктирными линиями с b = 0 и 0,9. Они демонстрируют качественно новое по сравнению со сплошными линиями температурное поведение. Полное и однозначное представление $P_{ВН}$ достигается стандартным подключением к термическим зависимостям (1)–(3) дополнительных калорических соотношений [13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.А. Мелвин-Хьюз “Физическая химия” М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1962.
2. П. Эткинс, Дж. де Паула “Физическая химия. Ч. 1. Равновесная термодинамика” М.: Мир, 2007.
3. M.R.J. Dack // Chem. Soc. Rev. 1975. V. 4. N. 2. P. 211.
4. Y. Marcus // Chem. Rev. 2013. V. 113. N. 8. P. 6536.
5. I.M. Abdulagatov et al. // In Enthalpy and Internal Energy: Liquids, Solutions and Vapours. Eds. E. Wilhelm, T.M. Letcher. London: Royal Society of Chemistry, 2018. P. 411.
6. M. Roth // Molecules. 2019. V. 24. N. 5. P. 961.
7. V.N. Kartsev, S.N. Shtykov, K.E. Pankin // J. Mol. Liq. 2020. V. 310. P. 113223.
8. R.A. Fine, F.J. Millero // J. Chem. Phys. 1973. V. 59. N. 10. P. 5529.
9. G.S. Kell // J. Chem. Eng. Data. 1975. V. 20. N. 1. P. 97.
10. W. Brostow, T. Grindley, M.A. Macip // Mater. Chem. Phys. 1985. V. 12. N. 1. P. 37.
11. https://www.engineeringtoolbox.com/water-density-specific-weight-d_595.html
12. W. Wagner, A. Pruß // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2002. V. 31. N. 2. P. 387.
13. A.A. Volkov, S.V. Chuchupal // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2025. V. 89. No. 1. P. 122.
14. L. Glasser // J. Chem. Educ. 2004. V. 81. N. 3. P. 414.
15. В.В. Бражкин и др. // УФН. 2012. Т. 182. № 11. С. 1137.
16. L. Gunkel et al. // Nat. Commun. 2024. V. 15. P. 10453.
17. A.A. Volkov, S.V. Chuchupal // J. Mol. Liq. 2022. V. 365. P. 120044

Статическое дилатонное гало при магнитодипольном излучении пульсаров

А.В. Бедда[1,2], О.Н. Гавриш[3], В.И. Денисов[1,2], И.П. Денисова[3,4]

[1]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Москва, Россия*
[2]*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына, Москва, Россия*
[3]*Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)», Москва, Россия*
[4]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Государственный университет управления», Москва, Россия*
bedda.andrew@yandex.ru

В настоящий момент аксионоподобные частицы представляют собой один из наиболее интригующих классов гипотетических частиц, которые могут играть ключевую роль в объяснении неизвестных аспектов космологии и физики элементарных частиц.

Впервые термин аксион был предложен профессором Вильчеком Ф. [1] для решения проблемы сильного нарушения CP-инвариантности в КХД. С момента появления концепции аксиона стало ясно, что эти частицы являются исключительно хорошими кандидатами на роль темной материи. С развитием теории струн и открытием множества аксионоподобных частиц аксионы стали играть важную роль в теориях связанных с инфляцией, генерацией начальных условий Вселенной и решением проблемы космологической постоянной. Аксионы также могут помочь в объяснении бариогенеза благодаря их роли в нарушении CP-инвариантности.

Важно отметить, что термин «аксион» может иметь различные значения в зависимости от контекста и иметь разную природу возникновения. Аксион КХД приобретает массу из-за нарушения хиральной симметрии. В квантовой теории поля этот термин может применяться в целом к любым псевдоскалярным бозонам Голдстоуна, возникающим при спонтанном нарушении глобальных хиральных симметрий. В теории струн и супергравитации термин «аксион» является более общим и может относиться либо к полям материи, либо к псевдоскалярным полям, связанным с геометрией компактных пространственных измерений.

В рамках нашей работы мы рассматриваем направление, разработанное профессором А.А. Ансельмом [2]. В нем дилатоны, аксионы и арионы выделяют в отдельный класс аксионоподобных частиц. Мы рассматриваем генерируемые электромагнитными волнами арионы и дилатоны.

Для дилатонов в метрике Минковского функция Лагранжа примет вид [3]:

$$L_{dilaton} = a_0 (\partial \Psi)^2 + a_1 e^{-2K\Psi} F_{nm} F^{nm}, \tag{1}$$

где Ψ - безмассовое скалярное поле дилатона, а a_0, a_1 и K — калибровочные константы, F_{nm} — тензор электромагнитного поля.

Арион в этом направлении физики, также как и дилатон — безмассовая частица, но уже являющаяся аксиальным скаляром, плотность функции Лагранжа которого можно записать следующим образом [4]:

$$L_{arion} = \frac{g^{pj}}{2}(\partial\chi)^2 - g_{a\gamma}\chi\widetilde{F}^{nm}F_{nm}, \qquad (2)$$

где χ - безмассовое псевдоскалярное поле ариона, g^{pj} - метрический тензор, а $g_{a\gamma}$ - константа взаимодействия арионов с электромагнитным полем, $\widetilde{F}^{nm} = e^{nmik}F_{ik}/2$, где e^{nmik}- аксиальный абсолютно антисимметричный тензор Леви - Чивиты, причем $e^{0123} = +1$.

Согласно работам [3-4], уравнения полей для арионов и дилатонов, получаемые из Лагранжианов (1) и (2), можно записать следующим образом.

$$\Box\Psi = \frac{a_1 K}{a_0}F_{nm}F^{nm} = \frac{2a_1 K}{a_0}\left[\boldsymbol{B}^2 - \boldsymbol{E}^2\right]$$
$$\Box\chi = -g_{a\gamma}F_{nm}\widetilde{F^{nm}} = -g_{a\gamma}(\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{E}), \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{E}$ - вектора электромагнитных полей, порождающих поля аксионоподобных частиц.

Как видно из уравнений (3), источником аксионоподобных частиц являются электромагнитные поля. Именно из-за схожести источников генерации и общего вида уравнений поля дилатоны и арионы объединяют в один класс аксионоподобных частиц.

В настоящий момент ведется множество экспериментов по регистрации аксионоподобных частиц. Одним из наиболее перспективных направлений для детектирования является наблюдение за быстровращающимися астрофизическими объектами, такими как пульсары и магнетары. Поскольку правые части уравнений (3) пропорциональны величинам электромагнитных полей, то такие объекты являются одними из наиболее предпочтительных кандидатов, поскольку величины полей могут достигать $B \sim 10^{13}$ Гс.

В работе используется модель астрофизического объекта, излучение которого описывается магнитодипольным приближением. В рамках модели считаем, что магнитодипольное излучение создается вращающимся витком поверхностного тока. Такое приближение обосновано специфической физикой объекта: большая часть излучения нейтронных звезд идет от магнитосферы, толщина которой в масштабах задачи мала.

Согласно работе [5], поля данного объекта можно записать в виде:

$$\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r},\tau) = \frac{3(\boldsymbol{m}(\tau)\cdot\boldsymbol{r})\boldsymbol{r} - r^2\boldsymbol{m}(\tau)}{r^5} - \frac{\dot{\boldsymbol{m}}(\tau)}{cr^2} + \frac{3(\dot{\boldsymbol{m}}(\tau)\cdot\boldsymbol{r})\boldsymbol{r}}{cr^4} + \frac{(\ddot{\boldsymbol{m}}(\tau)\cdot\boldsymbol{r})\boldsymbol{r} - r^2\ddot{\boldsymbol{m}}(\tau)}{c^2r^3},$$
$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},\tau) = \frac{(\boldsymbol{r}\times\dot{\boldsymbol{m}}(\tau))}{cr^3} + \frac{(\boldsymbol{r}\times\ddot{\boldsymbol{m}}(\tau))}{c^2r^2}, \qquad (4)$$

где точка над вектором обозначает производную по запаздывающему времени $\tau = t - r/c$, а компоненты магнитного дипольного момента объекта:

$$\boldsymbol{m}(\tau) = |\boldsymbol{m}|(\cos(\omega\tau)\sin\beta, \sin(\omega\tau)\sin\beta, \cos\beta),$$

где ω- частота вращения объекта, а β - угол между осью вращения звезды и вектором магнитного дипольного момента.

Хотя ранее изучались поля дилатонов и арионов, генерируемые астрофизическими объектами [3-4], а также их поля, порождаемые взаимодействием внешнего магнитного поля и собственных полей объекта [6], статическая часть, называемая гало, до сих пор не рассматривалась.

В работе рассматривается распределение дилатонного и арионного гало вне астрофизического объекта. В работе получены решения для статической части уравнений (3) с полями (4). Исследуется характер зависимости и дается оценка величины наблюдаемого эффекта. Также обсуждается возможность наблюдения в гало эффекта двойного лучепреломления.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 5 «Физика частиц и космология».

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Wilczek. // Phys. Rev. Lett. 1978. No 40. P. 279.
2. A.A. Anselm and N. G. Uraltsev. // Phys. Lett. 1982. No 114B. P. 39.
3. V.I. Denisov, I.P. Denisova, E.T. Einiev. // Eur. Phys. J. C. 2022. V 82. No 4. P 311.
4. V.I. Denisov, B.D. Garmaev, I.P. Denisova. // Phys. Rev. D. 2021. V 104. No 5.
5. V. I. Denisov et al. // Eur. Phys. J. C. 2016. V 76. No 11. P 612.
6. M.O. Astashenkov et al. // J. Cosmol. Astroparticle Phys. 2024. V 2024. No 11. P 66.

Вращательная динамическая система типа седло два устойчивых фокуса которых равноудалены от седлофокуса

С.Т. Белякин [1], А.В. Степанов [2]

[1] *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики*

[2] *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики колебаний*

belyakin1962@mail.ru abcnoise@yandex.ru

Уже давно установлено, что неустойчивые динамические системы могут приобретать устойчивые состояния при синусном внешнем воздействии. Классическим примером является движение тяжелого тела по гладкой поверхности седлообразной формы, которая приводится во вращение [1-3]. Линеаризованные уравнения системы имеют вид:

$$\begin{aligned} &\ddot{x} + x\cos\omega t + y\sin\omega t = 0, \\ &\ddot{y} + x\sin\omega t - y\cos\omega t = 0. \end{aligned} \qquad (1)$$

Подобные, более сложные системы исследуются в нелинейной динамике [4,5]. Основной интерес представляют задачи удержания заряженных частиц в переменном поле, ионных ловушках Пауля. Траектории движения в таких системах имеют сложный характер, и устойчивость сохраняется в определенном диапазоне частоты и поля.

С этой целью на основе (1), рассмотрена искаженная модель системы.

Проанализирована кубическая кривизна поля ускорений. Поверхности кубического типа обычно используются в теории бифуркаций [6-8].

Преобразованная системы (1) приобрела следующий вид:

$$\begin{aligned} &\ddot{x} = -ax(x^2 - 3y^2)\cos 2\pi nt + by(y^2 - 3x^2)\sin 2\pi nt, \\ &\ddot{y} = -by(y^2 - 3x^2)\sin 2\pi nt - ax(x^2 - 3y^2)\cos 2\pi nt. \end{aligned} \qquad (2)$$

Здесь: a и b - амплитуда поля, n – определяет частоту изменения поля во времени.

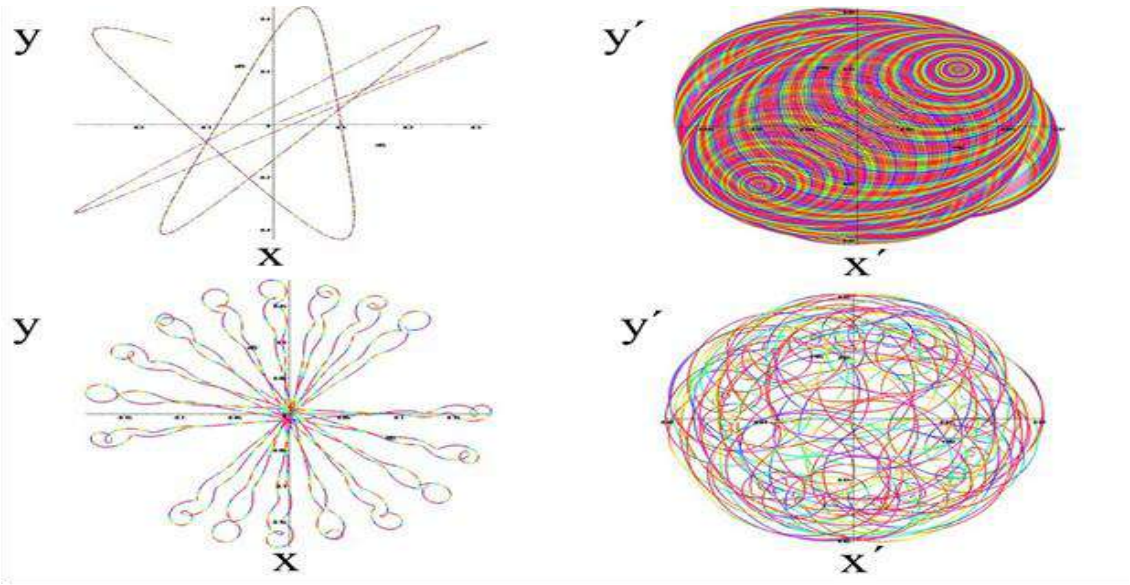


Рис.1. Фазовые портреты системы (2) для n = (4.0, 0.25), (y_0 = 0.01, x_0 = 0.01, y'_0 = 0.01, x'_0 = 0.01).

Представлены результаты моделирования системы (2), для a = b = 4.0. Интервал времени, при котором движение устойчиво, составляло t = (0…1000).

Исследовались фазовые траектории в координатах (y′, x′) и (y, x), где ′ означает производную по времени.

На Рис.1. показаны фазовые портреты системы (2), при частоте n = (4.0, 0.25). Все фазовые портреты показывают, что движение системы, при t ≤ (0…1000), система (2) устойчива.

Фазовый портрет (y, x) имеет сложный вид: система (2) движется сложным образом в относительно окрестности центра координат (x,y) ≈ 0. Другие фазовые портреты более ясно показывают сложный характер движения. Вместе с тем они демонстрируют вполне выраженную симметрию с двумя центрами движения. Спиральные фокусы с координатами $y'_0 = 0.01$, $x'_0 = 0.01$ хорошо видны на фазовом портрете (y′, x′), а фазовые портреты (y′, y) и (x′, x) имеют аттрактор с двумя раздельными областями.

Интерес представляет, когда 2π(a = b = 4) и начальные условия ($y_0 = 0.5$, $x_0 = 0.5$, $y'_0 = 0.5$, $x'_0 = 0.5$). Типичное время t = (0…80…120), а для (a = b = 4), t = (0…120…200).

Данные результаты представлены на Рис.2.

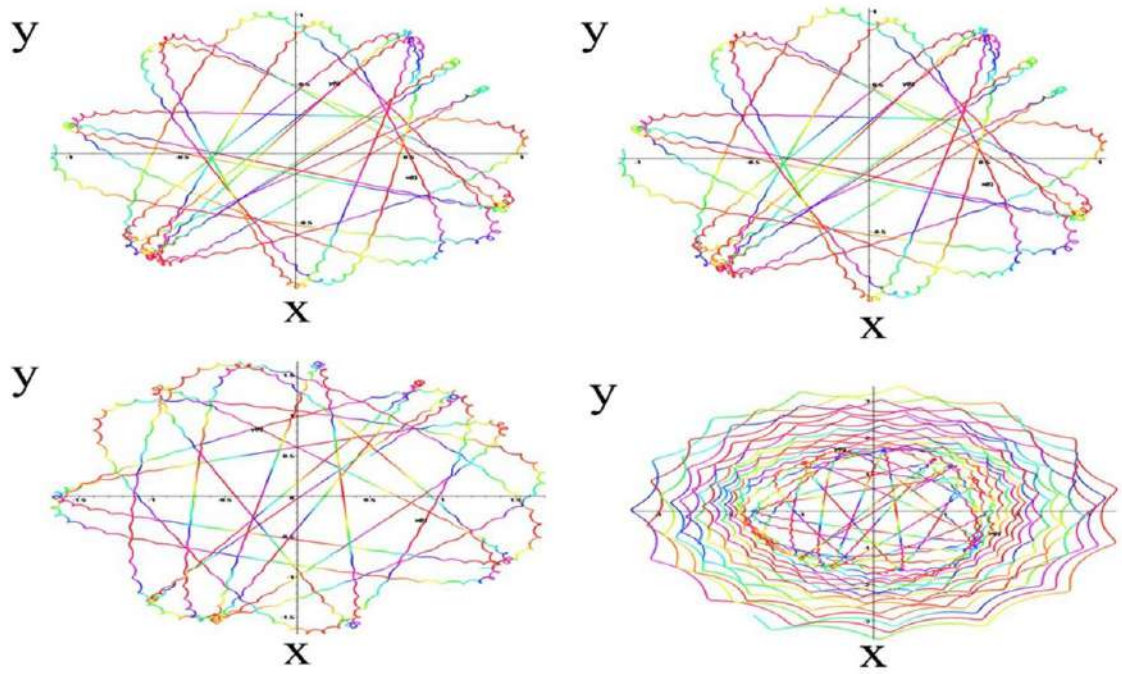


Рис.2. Фазовые портреты системы (2) для n = 4.0, ($y_0 = 0.5$, $x_0 = 0.5$, $y'_0 = 0.5$, $x'_0 = 0.5$), верхние рисунки t = (0…80…120) при 2π(a = b = 4), нижние рисунки для (a = b = 4), t = (0…120…200).

На Рис.2. результаты моделирования показали, что начальные условия являются определяющими в устойчивости движения для системы (2).

Результаты моделирования показывают, что достаточно сильно искаженная система (2) седлообразного вида в определенном диапазоне частоты сохраняет динамическую устойчивость. С уменьшением частоты вращения происходят последовательные бифуркации, фазовые траектории становятся хаотическими, и наконец система теряет устойчивость, а выбор различных координат фазового пространства позволяет яснее рассмотреть отдельные детали динамики движения.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. E. J. Brouwer // N. Arch. v. Wisk. 1918. V. 2. P. 407.
2. L. E. J. Brouwer // in Collected Works, II. 1975. P. 665.

3. O. Bottema //Z. Angew. Math. Phys. 1976. No 27. P. 663.
4. O.N. Kirilov // Phys. Lett. A. 2011. No 375. P. 1653.
5. O.N. Kirilov // American Journal of Physics. 2016. No 84. P. 26.
6. I. Hoveijn, et al // J. Angew. Math. Phys. 1995. No 46. P. 384.
7. F. Verhulst // J. Angew. Math. Phys. 2012. No 63. P. 727.
8. С.П. Кузнецов // Детерминированный хаос. 2010. т. 18. № 5. стр. 80.

Исследование “Вращательная динамическая система типа седло два устойчивых фокуса которых равноудалены от седлофокуса” выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

Построение протяженного параболического зеркала со скругленными краями на основе сплайнов

Е.Н. Далампира[1], Д.А. Коняев[1,2], Ф.Б. Хлебников[1]
[1]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра математики*
[2]*Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук (ИТПЭ РАН)*
ekaterinadalampira@mail.ru

Работа посвящена моделированию дифракции волн на зеркальном коллиматоре – устройстве, позволяющем получить в заданной области пространства квазиплоскую (близкую по характеристикам к плоской) электромагнитную волну [1]. Такого рода устройства играют важную роль в задаче об измерении характеристик рассеяния объектов. Естественным образом такая волна наблюдается при отдалении на большие расстояния от источника, где сферический фронт в требуемой мере приближается к плоскому. Однако постановка эксперимента в подобных условиях на открытых полигонах имеет ряд недостатков. Среди которых, помимо затруднения реализации из-за масштабов, можно отметить необходимость учета погодных условий и доступность опытных данных посторонним лицам. В этом ключе компактные полигоны, оснащенные коллиматорами, оказываются более удобными и надежными, что обуславливает их широкую применимость на практике [1].

Наиболее распространенными разновидностями коллиматоров являются коллиматоры на основе зеркал и диэлектрических линз. В данной работе рассматривается зеркальный коллиматор. Как правило, опираясь на оптическое свойство параболы, задают геометрию зеркала в виде несимметричного выреза параболоида вращения. К полю в рабочей зоне коллиматора предъявляются следующие требования: отклонение по амплитуде не должно превышать 1 дБ, а по фазе – $22.5°$ [1].

Одним из главных источников неравномерности поля в рабочей зоне являются дифракционные эффекты на краях зеркала. Обычно для борьбы с ними применяются либо зазубренные кромки, либо отогнутые скругленные края. Скругленные края сложнее моделируются и изготавливаются, однако, согласно результатам экспериментов, дают меньшие осцилляции поля [1]. В данной работе рассматривается параболическое зеркало со скруглёнными краями.

Ранее в [2] – [5] было реализовано моделирование трехмерного зеркального коллиматора, созданного на основе горизонтального и вертикального сечений, которые были предварительно оптимизированы как сечения модельных протяженных зеркал. Первый этап разработки состоял из геометрического описания двумерного сечения, вид которого представлен на Рис. 1.

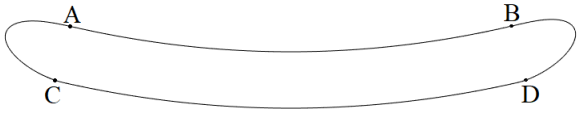


Рис. 1. Пример симметричного сечения рассматриваемого протяженного зеркала.

Из физических соображений фигура должна представлять собой гладкую до второй производной включительно несамопересекающуюся кривую с непрерывной кривизной, за исключением быть может нескольких точек в области тени. Передняя стенка (AB), как уже было отмечено ранее, представляется параболой, задняя (CD) – эквидистантой к переднему параболическому участку, скругления же построены на основе эллипсов, гладко сопряженных с параболой с использованием некоторой весовой функции [2] – [5]. Отметим, что задняя стенка была добавлена с целью создания возможности использования импедансных условий, что в перспективе позволяет рассматривать

различные покрытия для улучшения характеристик зеркала. Были найдены параметрические уравнения, определяющие фигуру. Их применение при проектировании зеркала коллиматора, как показали численные эксперименты, привело к требуемым результатам. Однако полученные уравнения весьма неудобны в использовании в силу громоздкости. Последнее обстоятельство заставило задуматься о способе их упрощения и в настоящей работе применен метод, позволяющий это сделать, – метод сплайнов [6].

Удобство метода сплайнов состоит в том, что с его помощью можно построить фигуры нужной степени гладкости на основе полиномиальных функций. Достаточно ввести ограниченный набор точек – узлы, и на каждом из участков найти сплайн-функцию – полином некоторой степени p (степень выбирается в зависимости от того, какая нужна гладкость; чем выше степень, тем выше гладкость), которая сопрягается с соседним сплайном на конце отрезка непрерывно до своей $p-1$ производной включительно. В данной задаче используются кубические сплайны. Поиск сплайн-функции на отрезке подразумевает нахождение полиномиальных коэффициентов, определяемых из условий непрерывности функции и ее производных до второго порядка включительно. Отдельно, в качестве граничных условий, задаются коэффициенты сплайна на первом отрезке, что обеспечивает непрерывность кривизны в точках сопряжения параболы и скруглений.

Были подобраны удобные узлы и построены скругления на основе сплайнов, заменившие собой скругления на основе эллипсов. Соответствующие формулы были включены в программный комплекс, описанный в работах [2] – [5]. Результаты построения приведены на рис. 2.

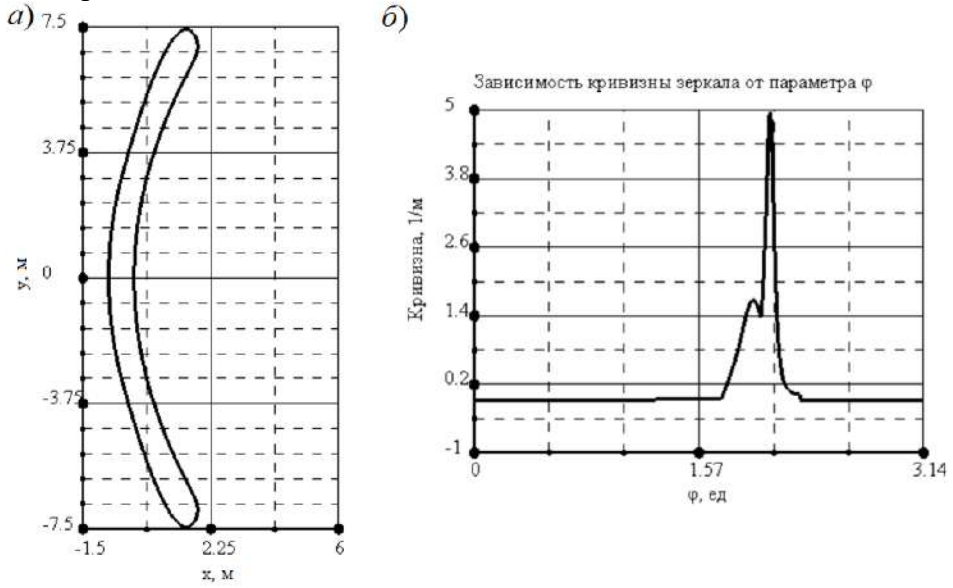


Рис. 2. *а*) пример симметричного сечения протяженного зеркала, построенного методом на основе сплайнов, *б*) распределение кривизны верхней части зеркала.

Для наглядности на рис. 2*б* приведено распределение кривизны лишь на верхней части зеркала, на нижней части оно идентично представленному в силу симметрии. Как видно из рис. 2*б*, кривизна полученной фигуры во всех точках, за исключением двух точек в области тени, непрерывна, что соответствует требованиям.

Для полученного зеркала было найдено численное решение прямой задачи дифракции, а также произведен синтез параметров скруглений, позволяющих обеспечить с требуемой точностью близость распределения амплитуды и фазы поля в рабочей зоне к распределению амплитуды и фазы поля плоской волны. Результаты

расчета поля в рабочей зоне при использовании оптимальных параметров скруглений (высоты и ширины) приведены на рис. 3.

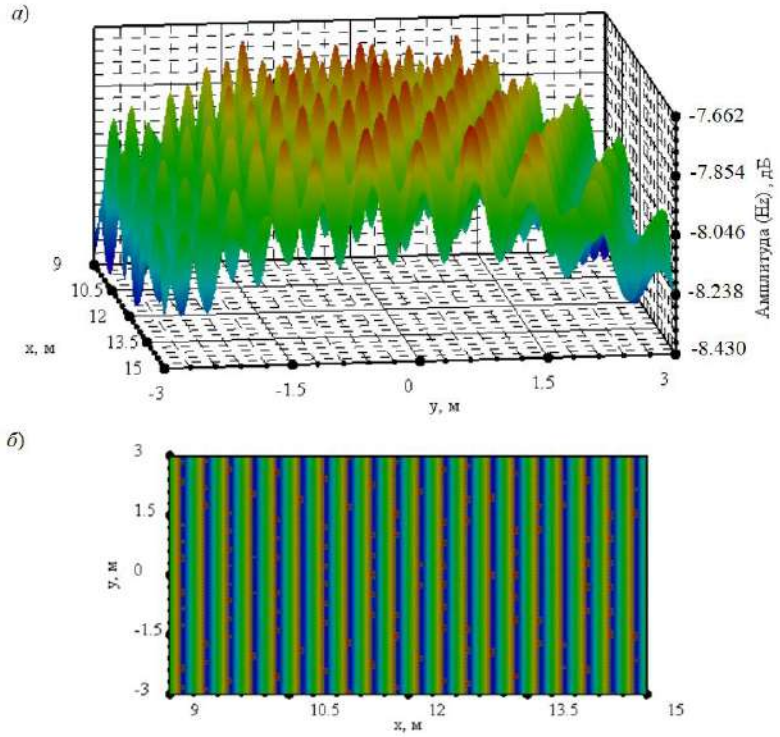


Рис. 3. *а*) распределение амплитуды поля в рабочей зоне, *б*) распределение фазы в рабочей зоне.

Как видно из рисунка, максимальная неравномерность по амплитуде полученного поля отраженной волны при найденных параметрах не превышает 1 дБ. Как и ожидалось, распределение амплитуды имеет столообразную форму. Кроме того, распределение фазы хорошо приближает распределение фазы плоской волны.

Применение метода, основанного на сплайнах, значительно облегчило задание геометрии сечений зеркала коллиматора. Кроме того, этот метод является весьма гибким к изменению количества параметров, что может обеспечить дальнейшее улучшение распределения поля в рабочей зоне. Отметим, что такой подход к заданию геометрии зеркала облегчает оценки таких важных его характеристик, как полные ширина и высота.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балабуха Н. П. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. – 2007.

2. M.I. Propoy et. al. // 2023 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW). — IEEE: 2023.

3. Ф.Б. Хлебников и др. // Физические основы приборостроения. — 2018. — № 2. — С. 54–60.

4. А.Н. Боголюбов и др. // Физические основы приборостроения. — 2019. — Т. 8, № 3. — С. 19–27.

5. М.И. Пропой и др. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. — 2022. — № 6. — С. 26–31.

6. Калиткин Н. Н., Альшина Е. А. “Численные методы, книга 1, Численный анализ” //Москва, Академия. – 2013.

Исследование волноводных мод в графен-параэлектрических структурах: нелинейная краевая задача на собственные значения

Д.А. Евсеев, С.В. Елисеева
Ульяновский государтвенный университет, НИТИ им. С.П, Капицы.
comrade-dmitriy@mail.ru

В работе исследуется режим распространения волноводных мод в симметричной планарной структуре, состоящей из волноведущего слоя параэлектрика с нелинейностью керровского типа, заключенного между слоями допированного графена.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_x}{\partial z} = -\beta E_z + i\dfrac{\omega^2}{c^2}\dfrac{\mu_j}{\beta}\left(\varepsilon_{sN}(\omega) + \chi_{sN}(\omega)\left|E_x{}^2 + E_z{}^2\right|\right)E_x \\ \dfrac{\partial}{\partial z}\left(-\dfrac{\omega}{c}\dfrac{1}{\beta}\left(\varepsilon_{sN}(\omega) + \chi_{sN}(\omega)\left|E_x{}^2 + E_z{}^2\right|\right)E_z\right) = -i\dfrac{\omega}{c}\left(\varepsilon_{sN}(\omega) + \chi_{sN}(\omega)\left|E_x{}^2 + E_z{}^2\right|\right)E_x \\ H_y = -\dfrac{\omega}{c}\dfrac{1}{\beta}\left(\varepsilon_{sN}(\omega) + \chi_{sN}(\omega)\left|E_x{}^2 + E_z{}^2\right|\right)E_z \end{cases}$$

Существование точно решенных задач на собственные значения для нелинейных дифференциальных уравнений является редкостью, потому нелинейные уравнения, как правило, сложнее анализировать и решать, чем линейные. Однако в некоторых специальных случаях такие решения могут быть найдены точно с применением методов теории групп. Например, применение свойств симметрий при масштабировании и сдвиге [1] или использование метода обратной задачи. Точное решение квазилинейных и нелинейных дифференциальных уравнений не допускает поиск решений в виде степенных рядов из-за перемножения степенных рядов в нелинейных слагаемых, как и привычного разделения переменных. Также очевидно, что для подавляющего множества таких уравнений не выполняется принцип суперпозиции, что не позволяет строить решения краевых задач и задач Коши в виде линейной комбинации ортогональных собственных функций. В свою очередь это вызывает более комплексное взаимодействие уединенных решений при интерференции во время встречного или опережающего распространения.

К настоящему времени существует несколько подходов:

Применение алгоритма, основанного на простом однослойном перцептроне [2] без обучающей базы известных решений дало тривиальный результат.

Теория возмущений основана на линеаризации системы и требует обязательного наличия малого параметра, по которому выполнятся разложение решения на собственные функции линеаризованных неоднородных задач.

Метод сплит-степ Фурье аналогично предыдущему случаю сводится к последовательному чередованию нелинейного оператора и оператора сдвига.

В предлагаемой задаче было выбрано совместить явный метод Рунге-Кутты-Мерсена 5-ого порядка точности для решения задачи Коши с методом пристрелки для решения краевой задачи. Такой подход предполагается более удачным по сравнению с методом прогонки из-за возможности встроенного управления шагом дискретизации расчетной сетки и строгой оценки погрешности:

$$\frac{dy}{dx} = f\left(x, y(x)\right),\ y(x_0) = y_0 \qquad \delta_n = \kappa_1 - \frac{9}{2}\kappa_3 + 4\kappa_4 - \frac{1}{2}\kappa_5$$

$$y_{n+1} = y_n + \frac{\kappa_1 + 4\kappa_4 + \kappa_5}{6} + O\left(h^5\right) \qquad \kappa_1 = f\left(x_n, y_n\right)\cdot h$$

$$\kappa_2 = f\left(x_n + \frac{1}{3}h, y_n + \kappa_1\right)\cdot h \qquad \kappa_3 = f\left(x_n + \frac{1}{3}h, y_n + \frac{1}{2}\kappa_1 + \frac{1}{2}\kappa_2\right)\cdot h$$

$$\kappa_4 = f\left(x_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{3}{8}\kappa_1 + \frac{9}{8}\kappa_3\right)\cdot h \quad \kappa_5 = f\left(x_n + h, y_n + \frac{3}{2}\kappa_1 - \frac{9}{2}\kappa_3 + 6\kappa_4\right)\cdot h$$

Предполагается критерий подбора шага, в случае если ошибка больше наперед заданного предела $\delta \geq 5\varepsilon$, то шаг уменьшается вдвое, если погрешность снова падает $\delta > 5/32\varepsilon$ шаг удваивается. В остальных случаях он остается неизменным.

Рассматривается волновое уравнение для ЭМ волны в планарном волноводе с произвольной нелинейностью отклика среды. Требуется, чтобы поляризация не зависела явно от времени и координаты вдоль волновода. Это позволит отделить временную часть решения и выделить в явном виде продольную составляющую волнового вектора, которая будет играть в алгоритме ключевую роль.

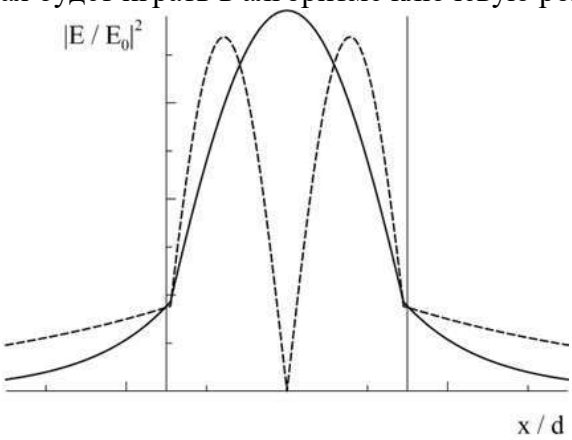


Рис. 1. Реализация идеи совмещения метода Рунге-Кутты-Мерсена и метода пристрелки при решении краевой задач для нелинейного дифференциального уравнения.

А именно последовательные приближения собственного значения волнового вектора внутри волновода устремляли функцию штрафа на границах к минимуму, чтобы два встречных интерферирующих решения от границ приближались друг к другу во всей нелинейной области для всех полей электромагнитной волны. Для ряда видов нелинейностей такой подход позволяет определить компоненты полей ЭМ волны как для поперечных магнитной и электрической поляризации, так и для гибридной. Более того количество узлов напряженности поля по-прежнему, как и для случая линейных уравнений, определяет номер распространяющейся моды. Пусть такой подход и не допускает разложения произвольного решения по собственным модам, зато позволяет выделить пульсирующее по гармоническому закону во времени и направлении распространения решение с сохраняющейся формой поперечного профиля распределения напряжённостей электромагнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках проекта РНФ 23-79-30017.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Д. Полянин, Лекции по нелинейным уравнениям математической физики. – М.: Издательство «ИПМех РАН», 2023. – 256 с.

2. А.Н. Коваленко, Научные ведомости, Серия Экономика. Информатика. 2017, номер 9(258), выпуск 42, 103-110.

3. Н.И. Лобов “Решение задач н ЭВМ: учеб.-метод. Пособие/ Н.И. Лобов, Д.В. Любимов, Т.П. Любимова; Перм. ун-т: - Пермь, 2007. – 82 с.: ил.

4. Л.М. Скворцов, Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 2005, том 45, номер 11, 2017-2030.

5. И.В. Олемской, Вычислительные технологии, 2005, том 10, номер 2, 87-105.

Приближённые граничные условия на проводнике с ребром на границе в задачах электродинамики

А.Н. Боголюбов, И.Е. Могилевский, М.М. Шушарин
Кафедра математики физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
nirashush1999@gmail.ru

Нередко в задачах электродинамики приближение идеального проводника оказывается недостаточно точным. В таких случаях при расчётах приходится учитывать, что внутри неидеального проводника амплитуда электромагнитного поля может быть ненулевой. Это может значительно усложнить вычисления. Поэтому зачастую удобнее использовать приближённые граничные условия Щукина-Леонтовича, также называемые импедансными.

Эти условия учитывают, что при достаточно большой проводимости проводника колебания электромагнитного поля затухают экспоненциально быстро при углублении внутрь проводника. Результаты работ А.Н. Щукина и М.А. Леонтовича были развиты в диссертации О.И. Паныча [1], где в импедансные условия добавляются старшие порядки малости, в которых учитывается поверхности проводника. Помимо этого, в своей диссертации О.И. Паныч сформулировал условия применимости граничных условий Щукина-Леонтовича, одно из которых эквивалентно требованию малости толщины скин-слоя в сравнении с радиусом кривизны границы. Очевидно, что это требование нарушается, если на границе присутствуют рёбра и прочие особые точки.

В данной работе приближённые граничные условия выведены для задачи дифракции на цилиндре высокой проводимости, на границе которого есть ребро. В работе рассмотрено электромагнитное поле ТМ-поляризации при постоянной магнитной проницаемости (для простоты μ = 1) как вне цилиндра, так и внутри него. Для такой постановки задачи дифракции ранее было показано [2], что в окрестности ребра цилиндра электромагнитное поле не имеет сингулярности, благодаря чему становится возможным модифицировать метод, использованный в диссертации О.И. Паныча, для случая, когда на поверхности раздела сред присутствует ребро.

Итак, рассматривается следующая краевая задача для вертикальной компоненты напряжённости электрического поля:

$$\begin{cases} \Delta E^e + k_e^2 E^e = -\rho(M), M \in \Omega_e, \\ \Delta E^i + k_i^2 E^i = 0, \quad M \in \Omega_i, \\ E^e\big|_S = E^i\big|_S, \quad \dfrac{\partial E^e}{\partial n}\Big|_S = \dfrac{\partial E^i}{\partial n}\Big|_S, \\ \dfrac{\partial E^e}{\partial r} - ik_e E^e = \overset{=}{o}\left(\dfrac{1}{\sqrt{r}}\right), \quad r \to \infty, \end{cases} \tag{1}$$

где $E := E_z$, $H_z = 0$. Ω_i — цилиндрический проводник, внутри которого волновое число $k_i = \dfrac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon'}$ ($\mu = 1$, $\varepsilon' = \varepsilon + 4\pi i \dfrac{\sigma}{\omega}$), Ω_e — внешняя область с $k_e = \dfrac{\omega}{c}$, в которой расположены источники ρ так, что $supp\rho \subset \Omega_e \cap O_B(0)$, $B > 0$.

Представим решение в следующем виде:

$$E^i(M) = \iint_S \mu(Q)\psi_i(M,Q)dS_Q, \ M \in \Omega_i,$$
$$E^e(M) = E_0(M) + \iint_S \frac{\partial G}{\partial n}(M,Q')\iint_S \mu(Q)\psi_i(Q',Q)dS_Q dS_{Q'}, \quad M \in \Omega_e, \tag{2}$$

то есть во внутренней области как потенциал простого слоя, а во внешней через функцию Грина задачи Дирихле (учитывая, что потенциал простого слоя не претерпевает скачка на границе). E_0 – решение задачи с однородными условиями Дирихле на границе:

$$E_0(M) = \iiint\limits_{\Omega_e} \rho(Q) G(M,Q) dV_Q \,. \tag{3}$$

Такой вид решения автоматически удовлетворяет и уравнениям Гельмгольца, и условию Зоммерфельда, и условию непрерывности решения на границе.

Плотность поверхностного потенциала $\mu(Q)$ может быть найдена из условия непрерывности нормальной производной на поверхности раздела сред (с учётом скачка нормальной производной при переходе через границу):

$$2\pi\mu(P) = \frac{\partial E_0}{\partial n}(P) + \oiint\limits_S \mu(Q) \frac{\partial \psi_i}{\partial n_Q}(P,Q) dS_Q + \frac{\partial}{\partial n_P} \oiint\limits_S \frac{\partial G}{\partial n_{Q'}}(P,Q') \oiint\limits_S \mu(Q) \psi_i(Q',Q) dS_Q dS_{Q'}, \tag{4}$$

С помощью некоторых преобразований, это уравнение может быть сведено к более простому виду, куда не входит функция Грина:

$$2\pi\mu\left(P\right) - \frac{\partial E_0}{\partial n_P}(P) = \oiint\limits_S \mu(Q) \frac{\partial \psi_i}{\partial n_Q}(P,Q) dS_Q + \underline{\underline{O}}\left(k^{-1}\right). \tag{5}$$

В это выражение входит потенциал двойного слоя. Для получения приближённых граничных условий необходимо получить асимптотические формулы для поверхностных потенциалов:

$$J_1(P) = \mu(P) c_{11} + \mu(P) c_{12} + \underline{\underline{O}}\left(k^{-1.5}\right); \;\; J_2(P) = \mu(P) c_{22} + \underline{\underline{O}}\left(k^{-0.5}\right); \tag{6}$$

где введено обозначение $\operatorname{Im} k_i =: k$, а формулы для коэффициентов c_{11}, c_{12} и c_{22} имеют вид квадратур и не могут быть выражены через элементарные функции в отличие от случая гладкой границы. Точка P расположена с противоположной стороны границы от ребра, на том же расстоянии от него, что и точка P.

Теперь, чтобы получить приближённые граничные условия достаточно подставить асимптотические выражения для потенциалов в формулы (2) и (5), и исключить из них неизвестные $\mu(P)$ и $\mu(P)$. Полученные граничные условия примут следующий вид:

$$E(P) = d_1 \frac{\partial E_0}{\partial n}(P) + d_2 \frac{\partial E_0}{\partial n}(P) + \underline{\underline{O}}\left(k^{-1.5}\right), \tag{7}$$

где d_1 и d_2 выражаются через коэффициенты формулы (6). При стремлении угла раствора между касательными к боковым поверхностям на ребре эти коэффициенты стремятся к соответствующим коэффициентам условий Щукина-Леонтовича.

Полученные граничные условия могут быть использованы для получения приближённых решений не только задачи дифракции, но и для других схожих задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.И. Паныч “О приближённых краевых условиях в задачах дифракции” // Дис.… канд. ф.-м. наук, физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, кафедра математики, Москва, 1951

2. А.Н., Боголюбов, И.Е. Могилевский, М.М. Шушарин “Сингулярная часть электромагнитного поля в задачах дифракции на телах с рёбрами для различных типов граничных условий” // Журнал Вычислительной Математики и Математической Физики, 2024, том 64, № 11, с. 2101–2113

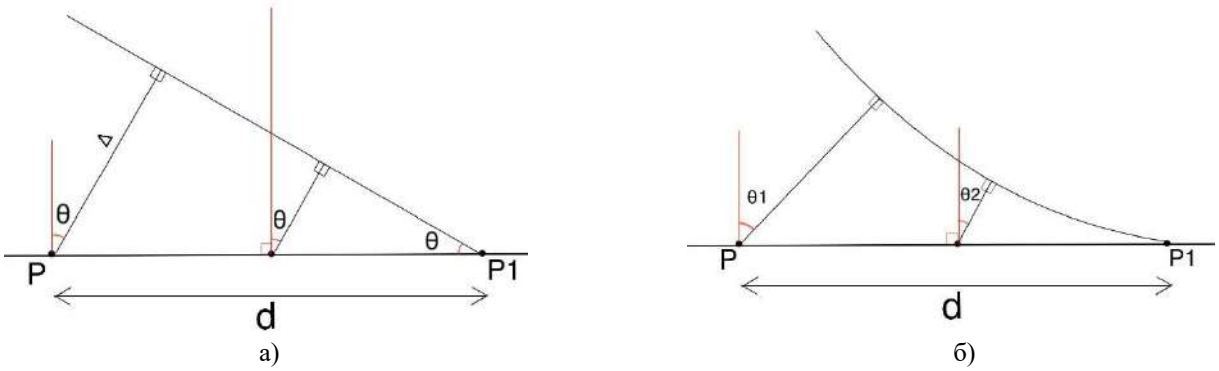
Применение методов радиофотоники в проектировании приемных устройств СВЧ для определения угла поступления сигнала с помощью формирования радиоголограмм

Д. Буркитбаев[1], В.В. Валуев [2], В.В. Кулагин[1], Р.В. Рыжук[2], В.А.Черепенин[3], Н.И. Каргин[2]
[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова*
[2]*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,*
[3]*Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН*
daurendo@mail.ru, victorvkulagin@yandex.ru

В последнее время всё более востребованной становится технология радиовидения, для решения которой необходимо составлять радиопортрет “блестящих точек” удаленного объекта. Для осуществления этой технологии необходимо проектирование приемных устройств с высокой разрешающей способностью. Однако использование приемных устройств СВЧ, построенных исключительно на электронной компонентной базе, не всегда подходит для решения такой задачи из-за сверхширокополосности используемых сигналов и необходимости использования опорной СВЧ волны для формирования радиоголограммы. Приемные устройства, построенные на базе радиофотонных технологий, позволяют решить эти проблемы.

Проведено теоретическое исследование приемного устройства СВЧ, построенного с использованием радиофотонных компонентов для определения угла поступления сферического фронта волны, отраженной от объекта. Для решения данной задачи к каждому сигналу с приемника линейной антенной решетки добавляется опорная волна в радиофотонном блоке обработки, состоящем из CW-лазера, двойного параллельного электрооптического модулятора и фотодетектора, то есть происходит формирование радиоголограммы и регистрация информации о фазе падающей СВЧ волны с помощью опорного СВЧ сигнала.

В основе метода определения угла поступления сигнала лежит следующий принцип. Пусть плоский волновой фронт падает на отрезок линейной антенной решетки $PP1$ под углом θ на Рис.1а. В таком случае полное изменение фазы падающего волнового фронта между точками $PP1$ связано с углом падения, отсчитываемым от середины отрезка $PP1$ длиной d, как $\Delta\varphi = \frac{2\pi * d * sin\theta}{\lambda}$, где λ – длина волны. Измерив величину $\Delta\varphi$ можно определить угол падения на отрезок антенной решетки.



а) б)

Рис. 1. Падение волнового фронта на отрезок линейной антенной решетки: (а) – плоский волновой фронт, (б) – сферический волновой фронт.

Если линейная антенная решетка состоит из N отрезков длиной d, то в случае плоского фронта падающей волны полное изменение фазы в пределах каждого отрезка антенной решетки будет одинаковым из-за равных углов падения фронта на отрезки, то есть $\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2 = \Delta\varphi_N$, где N – номер отрезка. Однако в случае падения сферического волнового

фронта (Рис. 1б) вышеуказанное равенство не выполняется, так как полное изменение фазы в пределах каждого отрезка антенной решетки не будет одинаковым из-за разных углов падения сферического фронта на отрезки антенной решетки, в результате чего возрастет ошибка определения угла, отсчитываемого от нормали к середине антенной решетки.

На Рис. 2 представлена схема радиофотонного устройства для определения угла падения сигнала.

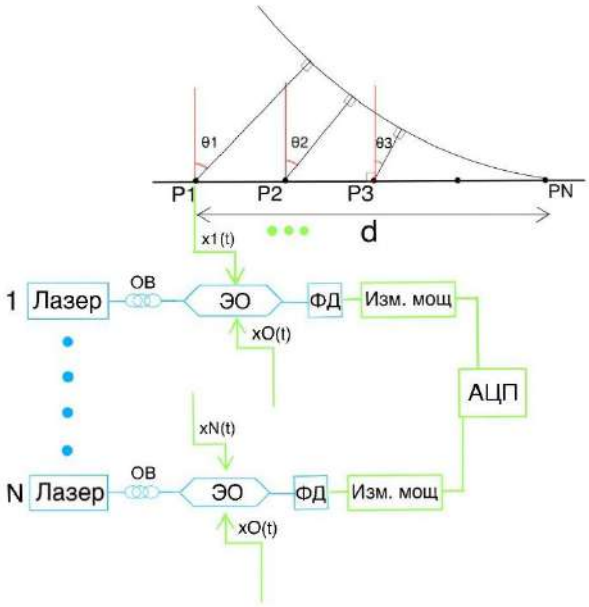


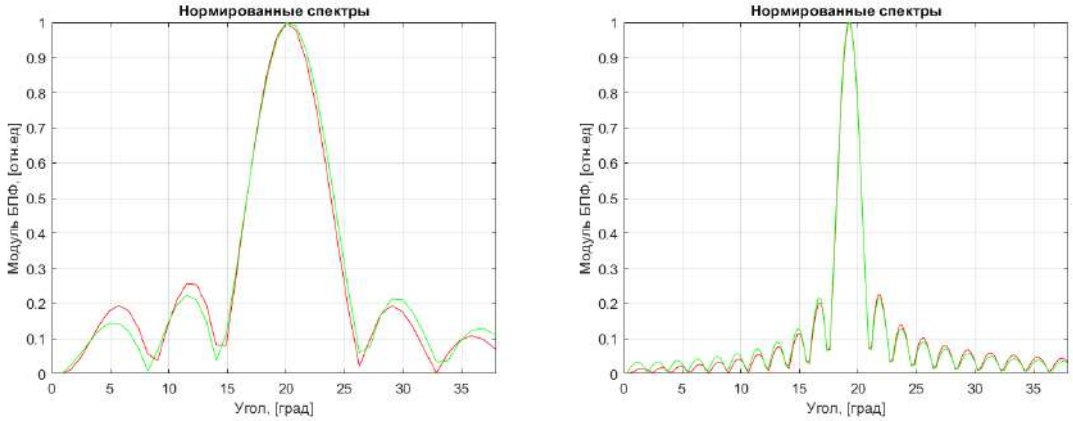
Рис. 2. Схема радиофотонного приемного устройства для определения угла прихода сферического фронта волны: $P1..PN$ – приемники линейной антенной решетки, d – длина антенной решетки, $x_1(t) \dots x_N(t)$- СВЧ сигналы с приемников, $x_O(t)$ – опорный сигнал, ОВ – оптоволокно, ЭО – двойной параллельный электрооптический модулятор Маха-Цандера, ФД – фотодетектор.

Лазеры испускают непрерывное оптическое излучение, поступающее на двойные электрооптические модуляторы по оптоволокну. В каждом блоке обработки СВЧ сигналы $x_1(t) \dots x_N(t)$ с приемников антенной решетки, содержащие фазовую информацию о фронте падающей волны, поступают на одно плечо двойного параллельного электрооптического модулятора, а опорный сигнал $x_O(t)$ поступает на второе плечо электрооптического модулятора. СВЧ сигналы производят модуляцию оптического поля лазера в каждом плече. Затем модулированные оптические поля складываются, в результате чего происходит их интерференция. Модулированные оптические поля содержат информацию о фазах СВЧ полей – с приемника и опорного. В результате этого происходит интерференция СВЧ полей в электрооптическом модуляторе. В каждом блоке обработки сложенные оптические поля поступают сначала на фотодетекторы для фильтрации СВЧ поля, а затем на измерители мощности. Полученное распределение величин мощностей вдоль линейной антенной решетки образует пространственную волну с частотой появления фазы опорной волны, содержащую таким образом сведения о $\Delta\varphi_N$. Полученная пространственная волна затем оцифровывается для обработки.

Проведено численное моделирование схемы в среде MatLab для случая падения на линейную антенную решетку сферического фронта с длиной волны 4см с расстояния $r \gg \frac{2d^2}{\lambda}$ при котором кривизна волнового фронта мала по сравнению с длиной антенной решетки. Модель учитывает дробовые и темновые шумы фотодетекторов, а также фазовый шум лазеров. Моделирование проводилось в квадратурной точке передаточной функции электрооптического модулятора, каждое плечо модулятора предполагалось одинаковым по длине. Фаза опорных сигналов в каждом блоке обработки также была одинакова.

На Рис. 3а изображены результаты моделирования падения сферического фронта в дальней зоне под углом 19° на линейную антенную решетку длиной d=40см с расстоянием

между приемниками вдоль антенной решетки, равным 1см. Красным цветом изображен нормированный угловой спектр, полученный в результате моделирования разработанной схемы, зеленым – угловой спектр, полученный в результате моделирования теоретического рассмотрения данной задачи без учета элементов схемы. Спектры различаются незначительно. Ошибки, вносимые в определение фаз $\Delta\varphi_N$ вышеупомянутыми шумами схемы незначительны по сравнению с ошибками, вызванными сферичностью фронта и конечными размерами антенной решетки, поэтому данная схема пригодна для решения задачи определения угла падения сферического фронта на линейную антенную решетку в дальней зоне. Однако угол в обоих случаях определяется недостаточно точно и составляет 20° из-за ошибки измерения $\Delta\varphi_N$, вызванной относительно малой длиной антенной решетки. На Рис. 3б изображены результаты моделирования для антенной решетки длиной d=136см. Угол определяется более точно и составляет 19.4°. Ошибка определения угла становится меньше с увеличением длины антенной решетки.



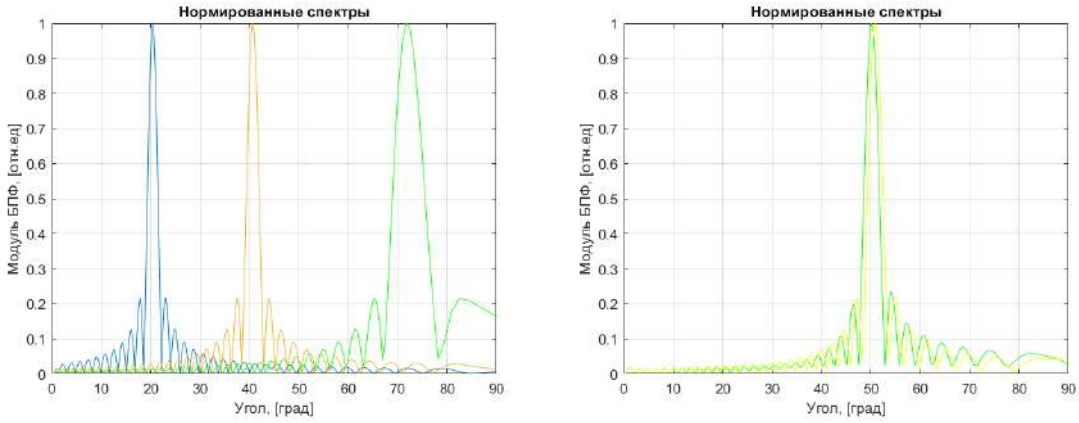
а) б)

Рис. 3. Нормированные угловые спектры для антенных решеток разной длины. (а) – решетка длиной 40 см, (б) – решетка длиной 136 см. Красным цветом – результат моделирования схемы приемного устройства, зеленым – результат моделирования теоретической задачи без учета элементов схемы.

По мере увеличения угла падения сигнала, отсчитываемого от нормали к середине антенной решетки (Рис. 4а), возрастает ошибка определения угла из-за нелинейного характера функции $y = \arcsin(x)$. Также ошибка определения угла возрастает в случае малых углов падения $\theta < 1^{\circ}$, когда вдоль линейной антенной решетки обнаруживается меньше периода пространственной волны. Поэтому диапазон углов обзора антенной решетки будет уменьшаться с увеличением требований к точности измерения угла, особенно в случае сильно зашумленного сигнала.

Как было указано выше, равенство $\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2 = \Delta\varphi_N$ не выполняется на антенной решетке, составленной из отрезков равной длины в случае сферического фронта падающей волны. Из-за этого возрастает ошибка определения угла, отсчитываемого от нормали к середине антенной решетки. Каждый отрезок обнаруживает падающий сферический фронт под своим углом, причем полное изменение фазы будет больше на тех отрезках, которые обнаруживают фронт под большими углами и меньше на тех отрезках, которые обнаруживают фронт под меньшими углами. Для минимизации ошибки определения угла необходимо приближать величину полного изменения фаз в пределах каждого отрезка. Это можно сделать, уменьшив длину тех отрезков, которые обнаруживают падающий фронт под большими углами, или увеличив длину тех отрезков, которые обнаруживают фронт под меньшими углами, чтобы выполнялось соотношение $\frac{\Delta\varphi_1}{d1} \approx \frac{\Delta\varphi_2}{d2} \approx \frac{\Delta\varphi_N}{dN}$. На Рис.4б зеленым показаны результаты определения угла $\theta = 50^{\circ}$с использованием такого способа минимизации ошибки, желтым – без использования. При этом вопрос определения полуплоскости падения фронта может быть разрешен путем сравнения спектров двух

антенных решеток, каждая из которых отвечает за свою полуплоскость, или с помощью измерения разности времен поступления сигналов на отрезки антенной решетки.



а) б)

Рис. 4. Нормированные угловые спектры: (а) – спектры для углов падения 20°, 40°, 70°. Ошибка определения возрастает по мере увеличения угла. (б) – определение угла падения 50°: зеленым – с использованием метода минимизации ошибки, желтым – без использования.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Valuev et. al. // Abstract Book of the 5-th Int. Conf. Terahertz and microwave radiation: generation, detection and applications. 2023. P. 125.

2. В.В. Кулагин и др. // В кн.: Мокеровские чтения. 14-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники. Москва. 2023. С. 39.

Применение шумового излучения для определения показателя преломления веществ в диапазоне 2 – 4 ГГц

И.Е. Иванов[1], Д.Е. Диас Михайлова[1,2]
[1]*ИОФ РАН, Москва*
[2]*НИЦ «КИ», Москва*
iei@fpl.gpi.ru

В лаборатории Плазменной электроники ИОФ РАН на протяжении последних лет разрабатывались плазменные релятивистские микроволновые источники (ПРМИ) [1], создающие мощное монохроматическое или сверхширокополосное электромагнитное излучение в диапазоне 1– 4 ГГц. Хотя излучение ПРМИ может достигать 150 МВт с пиковой напряжённостью электрического поля 9 кВ/см, оно не может вызывать энергетических переходов в молекулах (электронных, колебательных, вращательных), поскольку энергия фотонов на рассматриваемых частотах пренебрежимо мала. Однако такого излучения достаточно для экспериментов по спектроскопии диэлектриков, для исследования поглощающих материалов, применяемых в СВЧ электронике, а также для исследования нелинейных эффектов при изучении молекулярных связей молекул.

В настоящей работе определяется коэффициент преломления для газообразных и конденсированных сред. Шумовое излучение подаётся на вход волновода 72×34 мм, в котором установлены две одинаковые антенны и выход волновода закрыт поршнем, рис.1. Исследуется интерференционная картина на этих антеннах. Волновод герметизирован. Вещество в волноводе может быть газом, твёрдым или жидким веществом в виде бруска или кюветы, полностью перекрывающих сечение волновода.

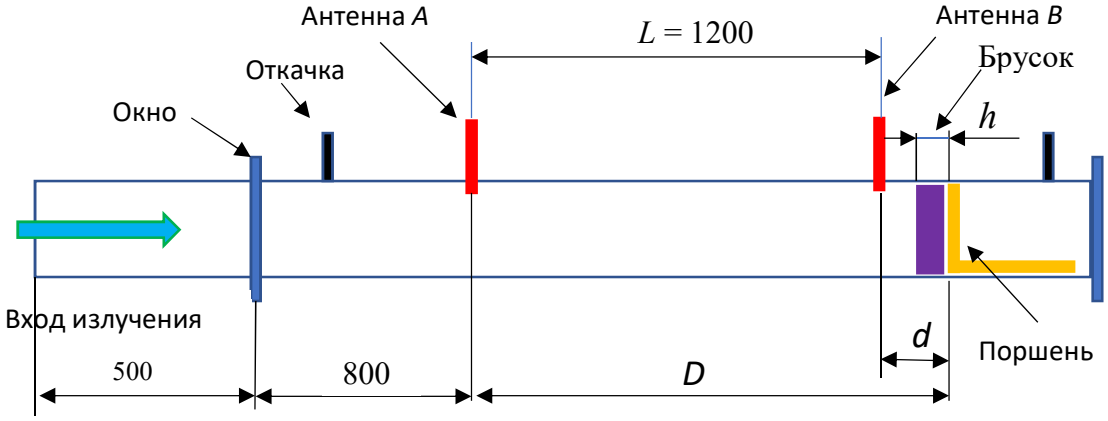


Рис. 1. Прямоугольный волновод 72×34 мм для создания интерференционной картины.

Отражённое от поршня излучение образует стоячую волну. Сигнал с антенн подаётся на широкополосный осциллограф с шириной полосы 4 ГГц. В результате обработки осциллограмм регистрируются спектры *A* и *B*, которые усредняются по количеству выстрелов и сглаживаются в полосе 20 МГц. Затем спектр *B* делится на спектр *A*. В результате получается интерференционная картина, рис. 2. В диапазоне частот 2,08 – 4,17 ГГц в таком волноводе может распространяться только одна мода TE_{10}. Расстояние между антеннами *A* и *B* и поршнем обозначим как *D* и *d*, причём $d < \lambda/2$ для волн всего диапазона частот. Поэтому интерференция на антенне *B* не образуется, поскольку для такого расстояния ещё не сформируются узлы и пучности. Спектр на антенне *B* будет просто повторять с определённой точностью первоначальный спектр входного сигнала, который можно считать нормировочным спектром (или опорным спектром). Пики на рис. 2 соответствуют узлам, частоты которых определяются

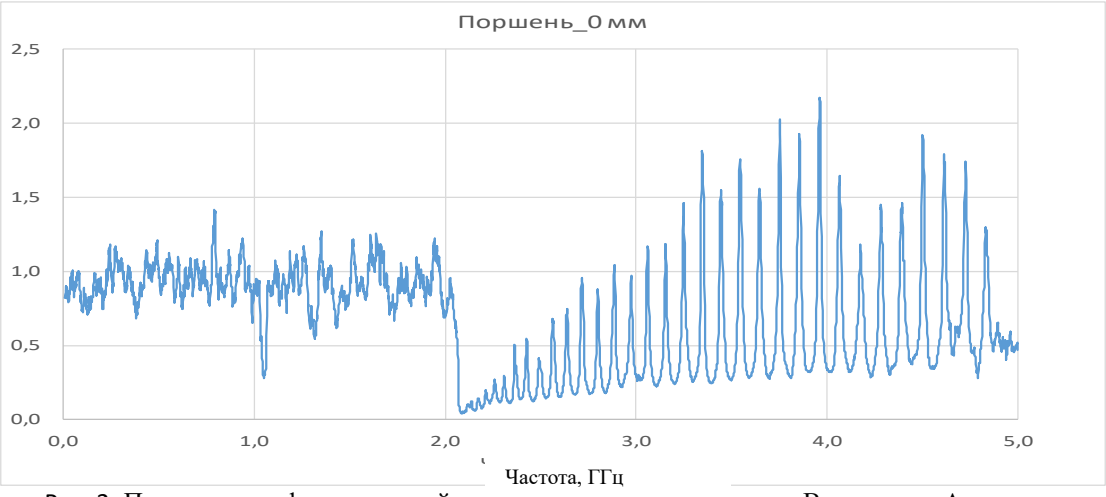


Рис. 2. Пример интерференционной картины при делении спектра B на спектр A

формулой

$$\nu_q^{(1)} = \frac{c_0}{n_1}\sqrt{\frac{1}{\lambda_{кр}^2} + \frac{q^2}{4D^2}}$$

Здесь n_1 – показатель преломления среды в волноводе, q – число полуволн на резонансном расстоянии D, c_0 – скорость света в вакууме. Сдвиг пиков гребёнки может происходить из-за 1) сдвига поршня; 2) изменения n_1. При изменении газовой среды в волноводе или вставкой бруска h непосредственно за поршнем меняется расположение пиков гребёнки по сравнению с воздухом, для которого n_1 с большой точностью равно 1. Если исследуется твёрдое тело или жидкость, в формуле расчёта пиков гребёнки появляется величина h – толщина бруска или кюветы, формула приобретает более громоздкий вид. На рис. 3 показан экспериментальный график коэффициента преломления перфторгексана $CF_3(CF_2)CF_3$ (синтезированный гексан, у которого атомы водорода заменены на атомы фтора), для которого n_D^{20}(°C) = 1,2515

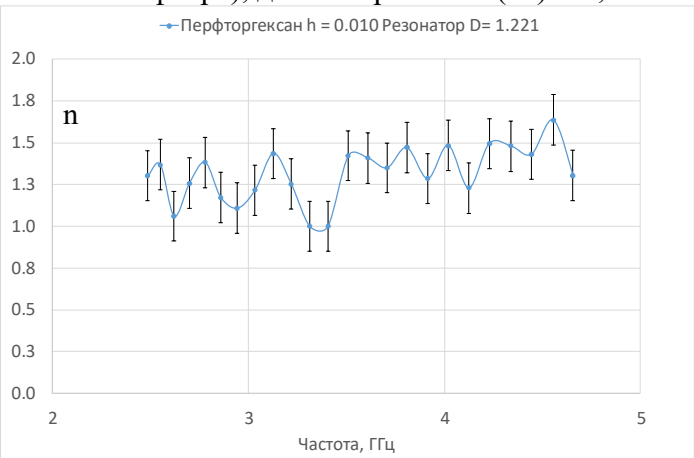


Рис. 3. Коэффициент преломления перфторгексана, Кювета толщиной 10 мм, резонатор D = 1221 мм.

Ошибка измерения связана с точностью определения частоты пика гребёнки ± 3 МГц и с величиной D/h.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрелков П.С // УФН, 2019, Т 189, №5, С.494

Поле излучения заряженной частицы, ускоренной в диодном промежутке

В.Н.Корниенко[1], В.В.Кулагин[1,2]
[1]*ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН*
[2]*МГУ им. М.В.Ломоносова, ГАИШ МГУ*
korn@cplire.ru

Как известно (см., например, [1]), если движение заряженной частицы в свободном пространстве финитно, то ее поле излучения не может быть униполярным. В принципе, из этого утверждения можно сделать и обратный вывод: если движение частицы неограниченно в пространстве и времени, то излученное ею поле может иметь униполярный вид.

Доказательство возможности излучения униполярного импульса можно провести, используя формулу для электрического поля произвольно движущейся заряженной частицы, которая следует из потенциалов Лиенара - Вихерта [2]:

$$\vec{E} = q\frac{1-\frac{v^2}{c^2}}{\left(R-\vec{v}\,\vec{R}/c\right)^3}\left(\vec{R}-\vec{v}\,R/c\right)+\frac{q}{c^2\left(R-\vec{v}\,\vec{R}/c\right)^3}\left[\vec{R}\left[\left(\vec{R}-\vec{v}\,R/c\right)\dot{\vec{v}}\right]\right] \qquad (1)$$

где $\vec{E}=\vec{E}(\vec{r}_v,t)$ - поле в точке наблюдения, положение которой задано радиусом-вектором $\vec{r}_v$, $\vec{R}=\vec{r}_v-\vec{r}_p$ - радиус-вектор, проведенный от точки расположения частицы $\vec{r}_p$ до точки наблюдения, q - заряд частицы, $\vec{v},\dot{\vec{v}}$ - ее скорость и ускорение соответственно, c - скорость света в вакууме. Все величины в правой части (1) берутся в запаздывающий момент времени. Первое слагаемое в (1) убывает с ростом R пропорционально $1/R^2$, второе – пропорционально $1/R$ и соответствует полю излучения.

Если предположить, что частица после кратковременного прямолинейного ускорения продолжает равномерное движение, то из (1) следует, что поле излучения в точке наблюдения будет иметь один и тот же знак, т.е. частица излучит униполярный импульс.

Другими словами, если в процессе излучения электромагнитного поля выполнены условия, при которых можно сделать упрощающее предположение о неограниченном движении заряженной частицы, то в этом случае вполне можно рассчитывать на возможность получения униполярного электромагнитного импульса (УЭМИ). При этом УЭМИ будет существовать в ограниченной пространственно-временной области, внутри которой указанные условия будут выполнены.

Отметим также, что неограниченный характер движения неявно предполагается в большинстве работ, посвященных поиску и исследованию различных способов генерации УЭМИ, который распространяется в свободном пространстве.

Условия, при которых заряженная частица подвергается кратковременному ускорению с последующим прямолинейным равномерным движением, реализуются, в частности, в электронных пушках вакуумных СВЧ-устройств.

Целью данной работы было изучение структуры электромагнитного поля, формируемого коротким электронным сгустком в диодном промежутке простейшей электронной пушки. Она представляет собой цилиндрический катод заданного радиуса и дисковый анод, имеющий в центре круглое отверстие, радиус которого близок к

радиусу катода. Между катодом и анодом приложено постоянное напряжение, т.е. между электродами существует ускоряющее заряженные частицы сгустка электрическое поле. Предполагается, что в системе также существует внешнее статическое магнитное поле $\vec{B}_0$, силовые линии которого параллельны оси катода. Пусть величина B_0 настолько велика, что движение короткого сгустка можно считать одномерным. В сделанных предположениях рассматриваемая система обладает аксиальной симметрией, что позволяет использовать цилиндрическую систему координат, ось z которой совпадает с осью катода.

Исследование динамики движения частиц и электромагнитного поля в рассматриваемой системе было проведено методами вычислительного эксперимента.

На рис.1. показана зависимость продольной компоненты электрического поля от времени в точке, радиальная координата которой существенно превосходит радиус катода, а продольная – меньше соответствующей координаты анода.

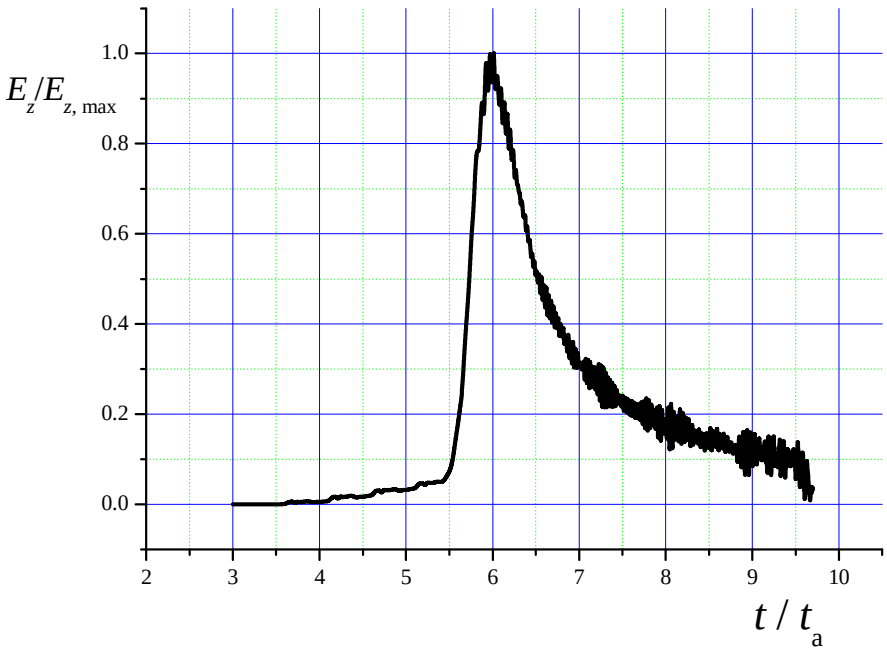


Рис. 1. Зависимость электрического поля от времени.

Время нормировано на время ускорения сгустка, величина электрического поля – на ее максимальное значение.

Как следует из рисунка, в пространстве формируется униполярный электромагнитный импульс, длительность которого соответствует времени ускорения частиц в диодном промежутке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kwang-Je Kim et al. // arXiv:physics/0003064. Режим доступа: https://arxiv.org/abs/physics/0003064

2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц «Теоретическая физика: учебное пособие в 10 томах. Том II. Теория поля.» М: Наука, 1988.

Распределенная сеть многопозиционных сверхширокополосных радаров на базе радиофотонных технологий

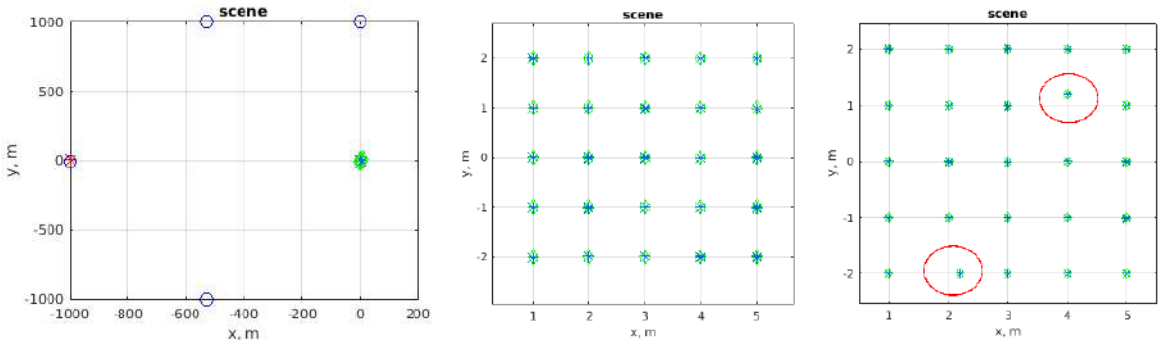
В.В. Кулагин[1], В.В. Валуев[2], В.Н. Корниенко[3], В.А. Черепенин[3]
[1]*Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, МГУ им. М. В. Ломоносова*
[2]*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ*
[3]*Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН*
victorvkulagin@yandex.ru

Разработке и исследованию сверхширокополосных радаров на базе радиофотонных технологий посвящено большое количество публикаций [1-4]. Перспективным направлением являются многопозиционные зондирующие комплексы высокого разрешения с когерентной совместной обработкой информации [5-9]. Определение положения цели в таких системах осуществляется по совместному измерению времен задержки отраженных сигналов, принимаемых несколькими разнесенными приемниками. Также может быть использовано и несколько излучателей, тогда каждый приемник регистрирует сигнал от каждого излучателя. Такая зондирующая система имеет множество преимуществ перед традиционным радаром: она позволяет не только улучшить обнаружение и распознавание сложных целей за счет повышения отношения сигнал/шум, но и обеспечить сравнимое пространственное разрешение по всем трем координатам (отдельное определение угловых переменных не требуется). Кроме того, скорость цели может определяться по всем направлениям всего за два импульса, реализация наблюдения целей с разных точек зрения существенно улучшает условия обнаружения целей с противоотражающим покрытием, а использование сверхширокополосных сигналов для повышения пространственного разрешения делает такую систему малозаметной для обнаружения и трудноподавляемой.

Противоречивое требование увеличения дальности обнаружения цели и улучшения точности определения ее координат и разрешения двух близких целей может быть удовлетворено при использовании распределенной сети многопозиционных сверхширокополосных радаров, которая покрывает заданный район (как аналог можно представить рыболовную сеть). В такой системе надежное распознавание целей с малой эффективной поверхностью рассеяния и определение их параметров может быть обеспечено выбором определенных размеров ячейки, обслуживаемой одним многопозиционным радаром. В то же время требуемая дальность обнаружения и другие характеристики системы будут достигаться выбором общего размера распределенной сети, а также требуемого количества и расположения ее ячеек. Целью настоящей работы является демонстрация возможностей обнаружения объектов многопозиционным сверхширокополосным локатором, размещенным в ячейке распределенной сети, а также численное исследование характеристик радиофотонной системы, на базе которой может быть реализован такой локатор.

Точность оценки координат одиночной цели и разрешения двух близких целей многопозиционным сверхширокополосным локатором, содержащим один излучатель и три приемника, исследована численно в [10]. Для обнаружения многих близко расположенных целей и определения их координат количество передатчиков и приемников необходимо увеличивать, чтобы исключить ложные цели. На Рис. 1б представлено обнаружение 25 целей, находящихся в узлах квадратной сетки размером 4м на 4м со стороной ячейки 1м (расстояние между соседними объектами составляет 1м). На Рис. 1в два объекта смещены от начального положения: вторая цель в нижнем ряду смещена вправо на 20 см, а четвертая цель во втором ряду сверху смещена вверх

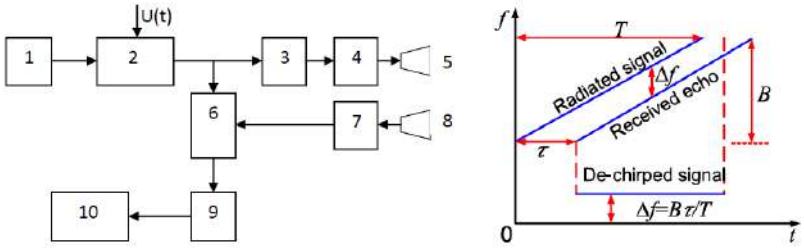
на 20 см (отмечены красными эллипсами). Конфигурация многопозиционного локатора, содержащего один излучатель и четыре приемника, представлена на Рис. 1а. Цели находятся от излучателя и приемников на расстоянии не менее 1 км, ширина полосы зондирующего импульса с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) составляет 6 ГГц, несущая частота 19 ГГц, импульсная мощность излучателя в зависимости от эффективной отражающей поверхности цели и размера ячейки сети может составлять от долей ватта до нескольких десятков ватт. Такое высокое разрешение позволяет обнаруживать малозаметные цели и детально исследовать их характеристики.



а) б) в)

Рис. 1. Конфигурация многопозиционного локатора (а), начальное расположение 25 целей (б) и расположение 25 целей со смещением двух целей на 20 см (в) (отмечено красными эллипсами). Синие окружности - приемники, красная звезда - излучатель, зеленый ромб - истинное положение цели, синяя звезда внутри ромба - формируемая по сигналам приемников отметка цели.

Большинство схем радиофотонных мультистатических локаторов, предложенных в литературе, используют сверхширокополосные ЛЧМ импульсы для увеличения энергии излучаемого сигнала и уменьшение ширины полосы сигнала при оптическом гетеродинировании с опорной волной с аналогичной ЛЧМ модуляцией [1,5-9]. Такой подход давно применяется также и в традиционных локаторах, но радиофотонные технологии обеспечивают существенно лучшие характеристики преобразования при оптическом гетеродинировании, в частности, существенно большую широкополосность, линейность, защиту от проникновения опорного сигнала и др..



а) б)

Рис. 2. Принципиальная блок-схема одного канала мультистатического локатора распределенной зондирующей системы (а) и принцип обработки широкополосного ЛЧМ сигнала (б): 1 - непрерывный лазер, 2 - модулятор для формирования излучаемого сигнала, 3 - фотодетектор передающего канала, 4 - усилитель передающего канала, 5 и 8 - передающая и приемная антенны, 6 - модулятор для гетеродинирования принимаемого сигнала, 7 - усилитель приемного канала, 9 - фотодетектор приемного канала, 10 - блок электронной и компьютерной обработки сигнала, U(t) - задающий ЛЧМ сигнал от цифрового генератора, T - длительность излучаемого импульса, B - его ширина полосы, τ - время задержки отраженного сигнала, Δf - разность частот излучаемого и отраженного сигналов.

Принципиальная блок-схема одного канала мультистатического локатора распределенной зондирующей системы и принцип обработки широкополосного ЛЧМ

сигнала, позволяющий уменьшить ширину его полосы до значений, доступных для оцифровки коммерческими АЦП, представлены на Рис. 2. Результаты численного моделирования работы этого канала представлены на Рис. 3. Излучение непрерывного лазера 1 (ширина полосы линии излучения по уровню -3 дБ составляет около 200 кГц, несущая частота в моделированиях 200 ГГц) проходит через амплитудный модулятор Маха-Цандера 2, где модулируется задающим ЛЧМ сигналом U(t) (Рис. 3а) от цифрового генератора. Ширина полосы задающего сигнала 3 ГГц, несущая 9.5 ГГц, длина импульса 0.6 мкс. Модулятор 2 работает "в темном пятне" (подавление несущей частоты лазера на выходе модулятора), поэтому выходное оптическое поле имеет вид, представленный на Рис. 3б (линия лазера на частоте 200 ГГц отсутствует). Режим в темном пятне является нелинейным и позволяет удваивать частоту ЛЧМ сигнала после прохождения фотодетектора 3 (Рис. 3в). Затем сформированный сигнал усиливается в передающем канале усилителем 4 и излучается антенной 5.

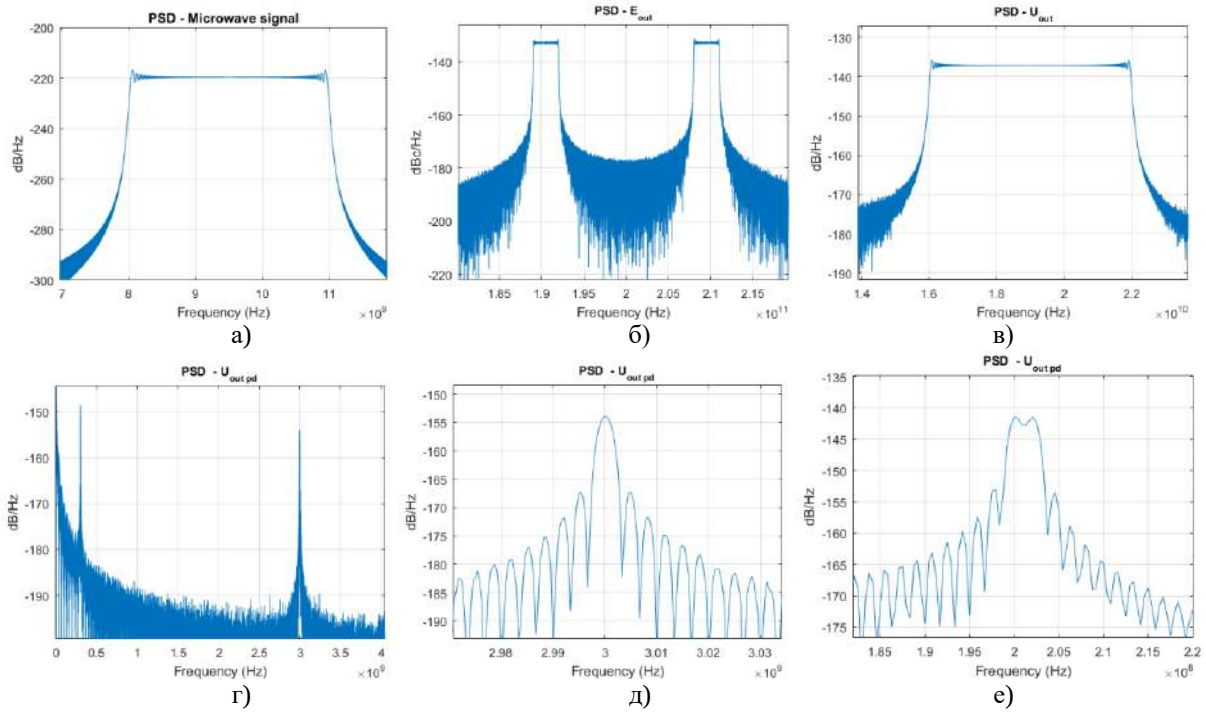


Рис. 3. Спектральные плотности сигналов в численном моделировании работы одного канала мультистатического локатора: а). задающий модулирующий сигнал, б). выходное поле модулятора 2, в). сигнал на выходе фотодетектора 3, г). сигнал после фотодетектора 9 при обнаружении двух целей, д). увеличенный вид спектральной плотности правого пика с частотой 3 ГГц на Рис. 3г, е). спектральный пик при обнаружении двух целей на грани их разрешения. Для оптических колебаний использовалась редуцированная частота, равная 200 ГГц (Рис. 3б).

Отраженный от цели ЛЧМ сигнал проходит через антенну 8 и усилитель 7, а затем поступает на радиочастотный вход модулятора 6. Часть оптической волны с выхода модулятора 2 также поступает на оптический вход модулятора 6, на выходе которого формируется поле, промодулированное исходным и отраженным сигналами, между которыми имеется временная задержка τ и соответствующая разность частот Δf, поскольку отраженный сигнал задержан относительно излучаемого. После гетеродинирования на фотодетекторе 9 разностный сигнал с частотой Δf (Рис. 2б и 3г) поступает на блок обработки 10. Численное моделирование оптического гетеродинирования в радиофотонных схемах подробно рассмотрено в [11]. При наличии одной цели спектральная плотность сигнала после гетеродинирования будет содержать только один пик, частота которого определяет дальность до цели. На Рис. 3г

представлена спектральная плотность для двух целей, находящихся на разном расстоянии от излучателя и приемника. Будем для определенности считать, что источник располагается рядом с приемником, тогда $\tau=2r/c$, где r - дальность до цели, а c - скорость света, и в соответствии с параметрами излучаемого импульса левый пик с частотой 300 МГц дает расстояние до цели 4.5м, а правый с частотой 3 ГГц - расстояние 45 м. Такие небольшие дальности связаны с малой длительностью ЛЧМ сигнала, что определялось компьютерными возможностями сервера, использованного для моделирования, поскольку большая длительность сигнала требовала более длинных временных последовательностей для переменных.

Спектральная форма пиков на Рис. 3г определяется прямоугольной формой огибающей разностного сигнала. Разрешение по частоте равно $(T\text{-}\tau)^{-1}$, что составляет для левого пика на Рис. 3г около 1.7 МГц (практически полная длительность излучаемого импульса) и определяет точность нахождения максимума спектральной плотности, соответственно ошибка по дальности составляет 2.5 см. Для более удаленной цели (Рис. 3д) длительность разностного сигнала оказывается короче (Рис. 2б), поэтому центральный пик спектральной плотности уширяется, а разрешение по частоте ухудшается до 5 см (половина длительности излучаемого сигнала). Двойной спектральный пик от двух близких целей на грани их разрешения представлен на Рис. 3е, расстояние между максимумами соответствует длительности разностного сигнала для этого случая. В исследованной схеме максимальная дальность определяется максимальной длительностью импульса, при этом разностная частота оказывается порядка ширины полосы излучаемого сигнала, и для его оцифровки требуется высокоскоростной АЦП. В этом случае могут быть использованы оптические линии задержки, компенсирующие задержку принимаемого сигнала относительно излучаемого. Соответственно для осмотра требуемого диапазона по дальности может быть использовано или последовательное переключение линий задержки с постепенно увеличивающейся длиной, либо набор параллельных каналов с разной фиксированной длиной линии задержки.

В целом радиофотонная схема обработки принимаемого сигнала оказывается работоспособной и обеспечивает высокие характеристики при ее использовании в мультистатическом локаторе распределенной зондирующей системы. Для ячейки с размерами порядка 1 км достаточно длины импульса 100 мкс, при этом дополнительные линии задержки не потребуются, а частота разностного сигнала окажется не более 500 МГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Pan, Y. Zhang // J. of Lightwave Technology. 2020. V. 38. P. 5450.
2. J. Dong et al. // Optics Express. 2020. V. 28. No 13. P. 19113.
3. B. Fan et al. // IEEE photonics technology letters. 2020. V. 32. No 21. P. 1397.
4. Y. Wang et al. // Optics Express. 2021. V. 29. No 20. P. 31561.
5. F. Zhang, B.Guo, S.Pan // Optics Express. 2018. V. 26. No 13. P. 17529.
6. B. Guo et al. // Journal of Lightwave Technology. 2021. V. 39. No 24. P. 7726.
7. J. Dong et al. // Photonics Research. 2022. V. 10. No 7. P. 1679.
8. C. Ma et al. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2022. V. 71. No 4. P. 1711.
9. G. Sun et al. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2024. V. 72. No 1. P. 6996
10. В.В. Кулагин и др. // Известия РАН. Сер. физическая. 2024. Т. 88. № 1. С. 100.
11. В.В. Валуев и др. // Радиотехн. и электрон. 2018. Т. 63. № 9. С. 1020.

Первые экспериментальные исследования излучения релятивистского гиротрона на пятой циклотронной гармонике в режиме умножения частоты

Е.В. Иляков[1], Д.С. Крупин[1,2], И.С. Кулагин[1,2], А.Н. Леонтьев[1], К.В. Минеев[1,2], Б.З.Мовшевич[1], Р.М. Розенталь[1,2], А.С. Шевченко[1,2]

[1]*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, г.Н.Новгород*

[2]*Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г.Н.Новгород*

leontiev@ipfran.ru

В недавних работах было показана привлекательность эффекта умножения частоты в релятивистских гиротронах для генерации мощного излучения миллиметрового диапазона [1,2]. Переход к релятивистским значениям энергии позволяет значительно повысить относительный уровень мощности излучения на высоких циклотронных гармониках в сравнении со случаем использования слаборелятивистских винтовых электронных потоков. В настоящее время ведутся экспериментальные исследования двух основных типов релятивистских гиротронов. Первый тип гиротронов использует в качестве активной среды винтовые электронные потоки, формируемым электронно-оптическими системами на основе взрывоэмиссионных катодов. Характерная величина тока пучка при этом составляет величину 1-2 кА при длительности электронного импульса порядка 10-20 нс [3,4]. В свою очередь, формирование электронных потоков во втором типе релятивистских гиротронов происходит в электронно-оптических системах на основе термокадов [5,6]. В этом случае характерная величина тока пучка составляет величину 50-100 А при длительности импульса 0.5-1 мкс.

В недавней работе [7] были представлены результаты экспериментальных исследований излучения на третьей циклотронной гармонике в релятивистском гиротроне со взрывоэмиссионным катодом. Было показано, что уровень мощности на третьей гармонике составляет около -30 дБ относительно уровня мощности на основной циклотронной гармонике. Вместе с тем известно, что в гиротронах с пространственно-развитыми модами ТЕ-типа значительным преимуществом обладает генерация на пятой циклотронной гармонике [8]. Этот эффект связан со свойствами собственных мод круглого волновода, в соответствии с которым отношение критических частот мод на первой и пятой циклотронных гармониках с точностью порядка 1% является целым числом. Для экспериментальных исследований данного эффекта был использован релятивистский гиротрон, реализованных на основе ускорителя "Сатурн" в Институте прикладной физики РАН [9].

Винтовой электронный пучок с питч-фактором около 1.3 формировался трехэлектродной магнетронно-инжекторной пушкой с термокатодом. Энергия электронов составляла около 230 кэВ, ток пучка – 30-40 А. В экспериментах гиротрон настраивался на взаимодействие на первой циклотронной гармонике на моде $TE_{-3,2}$ в К-диапазоне и на моде $TE_{-4,2}$ в Ка-диапазоне. Длительность СВЧ импульсов составляла около 0.7 мкс. На рис.1 представлены осциллограммы ускоряющего напряжения, огибающей СВЧ-импульсов, полученных с детекторов, и спектров излучения, полученных методом гетеродинирования. Важно отметить, что измеренная частота излучения на высокой частоте пятикратно превышала частоту излучения на основной гармонике (максимальное различие не превышало 0.1%). Это непосредственно подтверждает тот факт, что в эксперименте наблюдался именно режим умножения частоты. В диапазоне 126 ГГц были выполнены электродинамические измерения

волноводного тракта и чувствительности детектора, которые позволили оценить максимальный уровень мощности порядка 2 кВт. При этом уровень мощности на основной гармонике составлял 200-400 кВт. Таким образом, отношение мощности излучения на пятой гармонике к мощности излучения на первой гармонике составило величину -20 - -23 дБ.

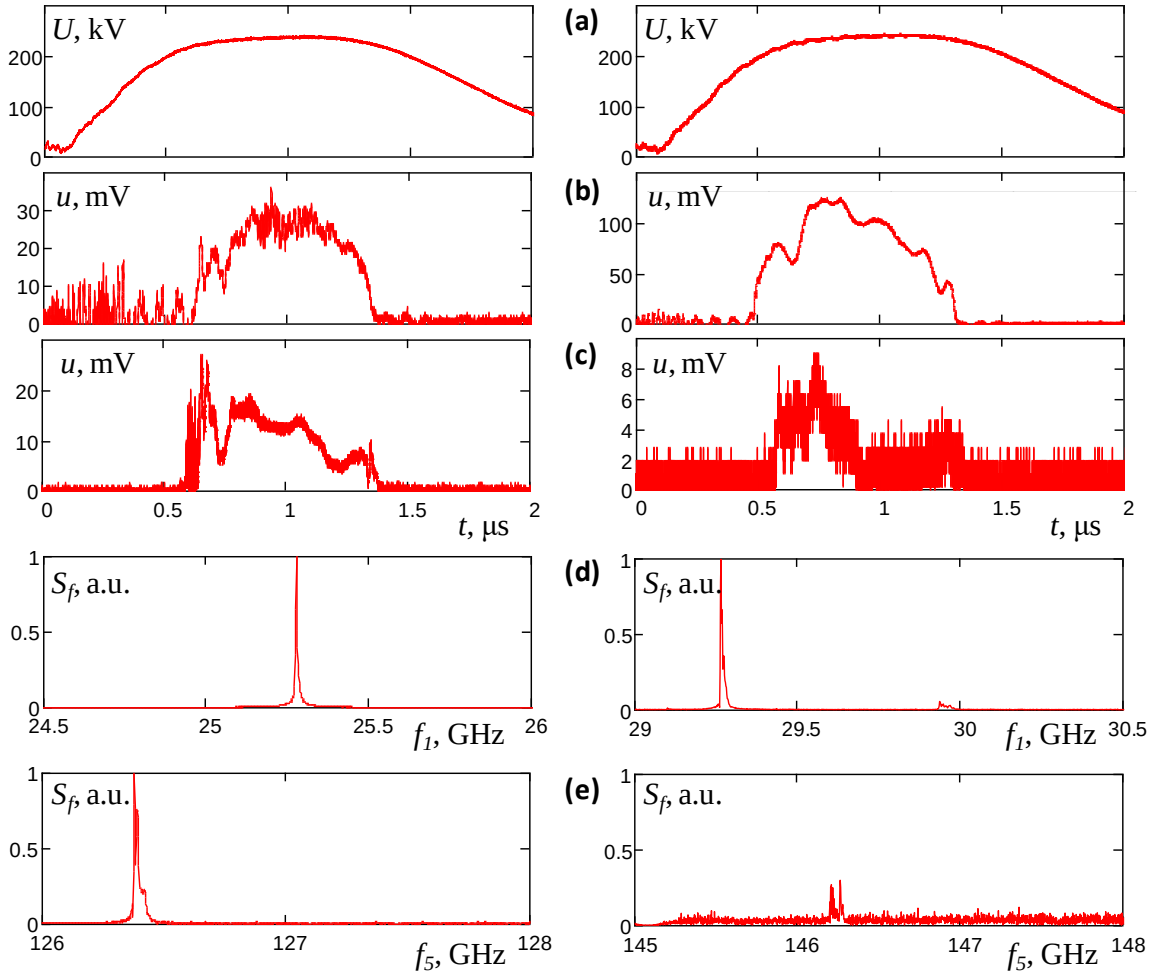


Рис. 1. Осциллограммы импульса ускоряющего напряжения (a), сигнала с детектора на первой (b) и пятой (c) циклотронной гармониках и соответствующих спектров излучения, полученных методом гетеродинирования (d,e). Левый столбец – для случая возбуждения моды $TE_{-3,2}$ на основной гармонике, правый – для случая возбуждения моды $TE_{-4,2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Леонтьев и др. // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. Вып. 24. С. 11.
2. А.Н. Леонтьев и др. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2023. Т. 87. № 1. С. 57.
3. Э.Б. Абубакиров и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66. № 7-8. С.621.
4. D. Zhang et al. // IEEE Electron Device Letters. 2024. V. 45. No. 2. P. 248.
5. E.B. Abubakirov et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2017. V. 64. No.4. P. 1865.
6. Н.А. Завольский и др. // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 61. № 1. С. 44.
7. E. B. Abubakirov et al // IEEE Trans. Electron Dev. 2024. V. 71. No. 4. P. 2821.
8. G. G. Denisov et al. // Phys. Rev. E. 2022. V. 106. No. 2. Art. no. L023203.
9. Н.И. Зайцев и др. // ПТЭ. 1995. № 3. С. 138.

Разработка сверхмощного релятивистского гиротрона W-диапазона

А.Н. Леонтьев, О.П. Планкин, Р.М. Розенталь, Е.С. Семенов
Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, г.Н.Новгород
leontiev@ipfran.ru

Излучение большой мощности в W-диапазоне представляет интерес для целого ряда задач, включая ускорительные приложения. В настоящее время на основе релятивистских электронных потоков, формируемых взрывоэмиссионными катодами, созданы генераторы поверхностной волны с мощностью более 100 МВт в диапазоне 75 ГГц [1] и ведутся разработки генераторов гигаваттной мощности [2]. Вместе с тем, использование взрывной эмиссии имеет следствием достаточно сильную нестабильность параметров электронного потока, что заметно усложняет управление параметрами выходного излучения. При этом характерное время длительности электронного импульса составляет десятки наносекунд. В этой связи представляет интерес исследование мощных источников на основе более стабильных термоэмиссионных катодов с характерной длительностью импульсов 0.5-1 мкс. В этой области рекордные значения мощности были получены в релятивистском гиротроне, где в диапазоне 94 ГГц были получено излучение с мощностью более 5 МВт [3]. В настоящей работе обсуждается возможность создания релятивистского гиротрона в данном диапазоне, использующего полный энергетический потенциал имеющейся системы, рассчитанной на формирование электронных импульсов с энергией до 500 кэВ и током до 200 А [4].

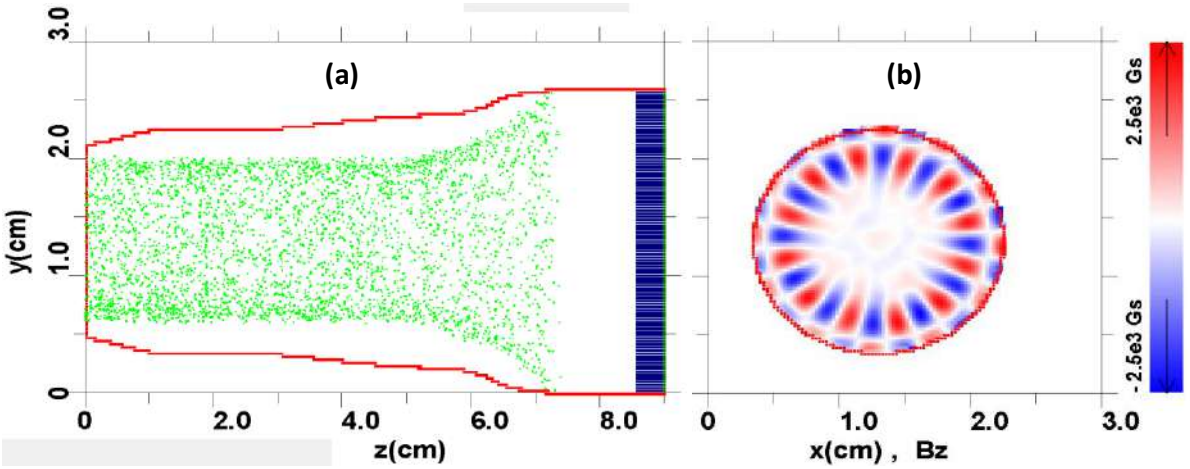


Рис. 1. Результаты трехмерного PIC-моделирования: (a) – геометрия пространства взаимодействия и мгновенное положение макрочастиц, (b) – распределение продольной компоненты высокочастотного магнитного поля.

Расчеты магнетронно-инжекторной пушки, проведенные по программе ANGEL [5], показали возможность формирования винтового электронного потока с питч-фактором (отношением поперечной и продольной компоненты скорости электронов) порядка 1.3 при минимальной коррекции геометрии электродов. Оценки стартовых токов мод показали, что селективное возбуждение одночастотных колебаний на частоте 94 ГГц можно осуществить на рабочей моде $TE_{12,2}$. Оптимизация профиля резонатора, выполненная на основе усредненных уравнений в приближении одномодового взаимодействия [6], показала возможность достижения КПД генерации более 35%, что соответствует выходной мощности более 35 МВт. Моделирование с учетом одновременного взаимодействия электронного пучка с несколькими модами

электродинамической системы было выполнено в рамках трехмерной версии PIC-кода KARAT. На рис.1a показана геометрия пространства взаимодействия и мгновенное положение макрочастиц. В моделировании включение гиротрона осуществлялось за счет линейного нарастания энергии и тока пучка на протяжении 30 нс (Рис.2a).

Моделирование подтвердило правильность оценок, сделанных на основе анализа стартовых токов рабочей и конкурирующих мод. В области магнитных полей 5.85-6.1 Т наблюдалась устойчивая одночастотная генерация на моде $TE_{12,2}$, что подтверждается поперечной структурой продольной компоненты высокочастотного магнитного поля (Рис.1b) и спектром выходного сигнала гиротрона в установившемся режиме генерации на временах >60 нс (Рис.2b,c). Максимальная мощность генерации составила 33.7 МВт.

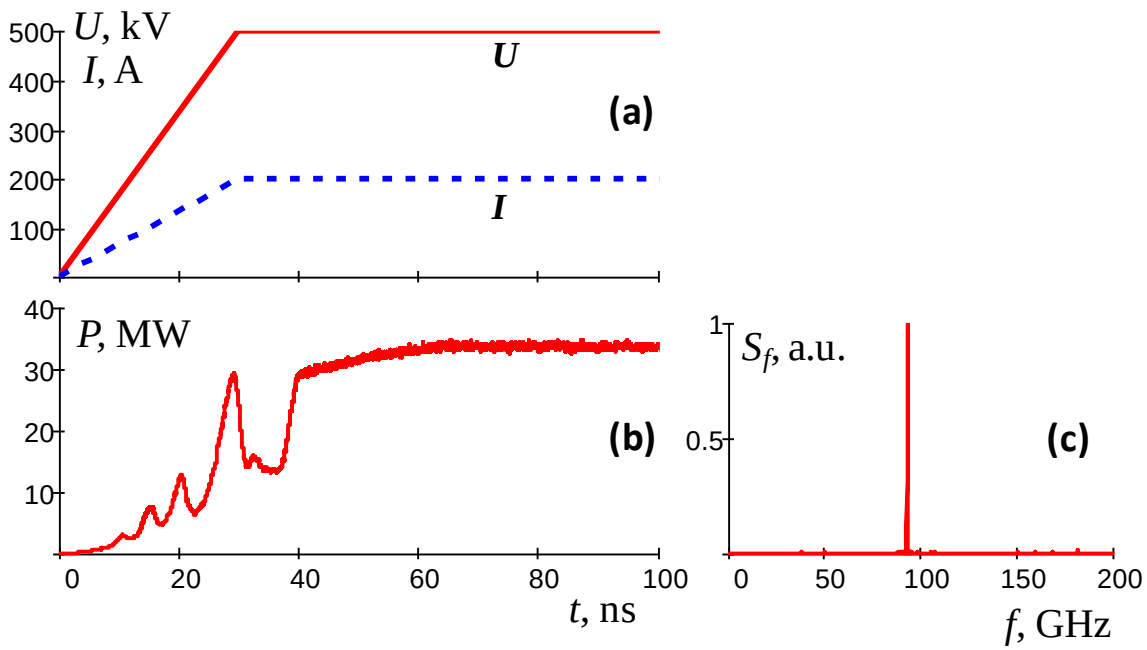


Рис. 2. Результаты трехмерного PIC-моделирования: (a) – зависимость ускоряющего напряжения и тока электронного пучка от времени, (b) – зависимость выходной мощности от времени, (c) – спектр выходного сигнала в установившемся режиме генерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.Y. Peskov et al // IEEE Electron Dev. Lett. 2023. V. 44. No. 10. P. 1766.
2. A.V. Arzhannikov et al // IEEE Trans. Electron Dev. 2022. V. 69. No. 5. P. 2662.
3. E.B. Abubakirov et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2017. V. 64. No.4. P. 1865.
4. N. I. Zaitsev et al. // Proc. 21st Russian Accel. Conf. 2008. P. 339–341.
5. О.П. Планкин, Е.С. Семенов // Вестник НГУ. Сер. Физика. 2013. Т. 8. Вып. 2. С. 44.
6. Е.С. Семенов и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2023. Т. 66. № 7-8. С. 645.

Разработка и экспериментальное тестирование магнетрона сантиметрового диапазона, перестраиваемого напряжением

Д.В. Морозов[1], Р.М. Розенталь[2], А.А. Цуканов[1]
[1] *Акционерное общество научно-производственное предприятие "Салют", Нижний Новгород*
[2] *Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород*
dmitrymorozov00@mail.ru

Хорошо известно, что в сантиметровом диапазоне магнетрон является одним из эффективных СВЧ генераторов, КПД которого может достигать уровня 60-70% [1]. При этом одной из актуальных задач является возможность перестройки частоты генерации. В настоящей работе представлены результаты расчета магнетрона сантиметрового диапазона длин волн, в котором достигнута величина относительной частотной перестройки 2.4% при уровне выходной мощности не менее 200 Вт при токе анода не более 1 А, рассчитанного на работу со скважностью импульсов 2.

Разработка магнетрона включала в себя последовательность этапов выбора замедляющей системы, оптимизации ее параметров, пространства взаимодействия и режима, выбор типа и параметров катода и выбора типа выходного устройства. Основными критериями при выборе замедляющей системы являлись высокое значение волнового сопротивления [2] и обеспечение достаточного теплоотвода от ламелей. Среди рассмотренных вариантов конструкции замедляющих систем (рис. 1) компромиссным решением является система типа «щель-отверстие» (рис. 1б). При этом двойные двусторонние связки обеспечивают разделение по частоте между рабочим π-видом и ближайшим конкурирующим видом $N/2-1$, где N – количество резонаторов, около 60 % (относительно частоты рабочего вида), что позволяет сдвинуть напряжение возбуждения для вида конкурента выше области рабочих напряжений. Расчет магнитного поля производился по аппроксимирующей формуле [3] для импульсных магнетронов среднего уровня мощности и для магнетронов непрерывного действия. Выбор параметров пространства взаимодействия производился согласно формуле для напряжения Хартри и параболе критического режима магнетрона.

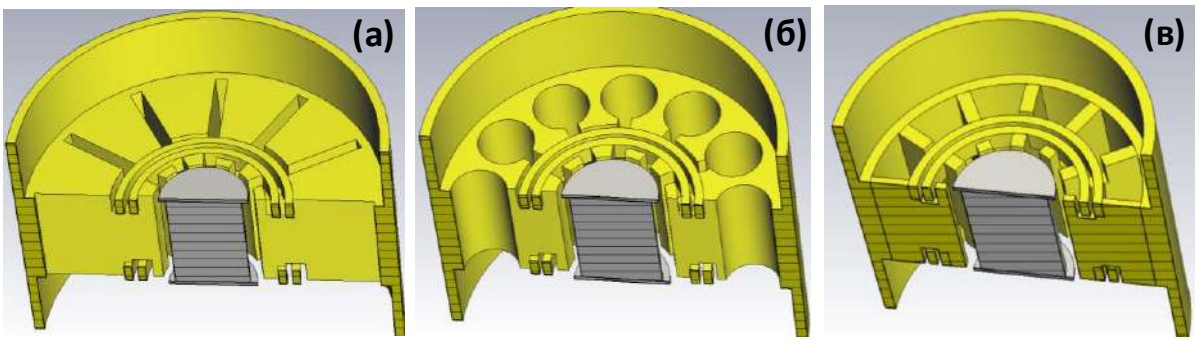


Рис. 1. Трехмерные модели резонаторных систем с двойными двусторонними связками, использованные в расчетах: (а) – система типа «щель», (б) – система типа «щель-отверстие», (в) – система «лопаточного» типа.

Для эффективной электронной перестройки частоты необходимо ограничить эмиссионный ток катода. Так как в основе работы почти любого магнетрона лежит эффект вторичной эмиссии, то управлять количеством электронов в пространстве взаимодействия очень трудно из-за лавинообразного увеличения их числа. Было проведено сравнение двух вариантов материала катода: оксида иттрия и гексаборида лантана. Результатом является отказ от использования оксида иттрия из-за высоких

(более 3А) значений тока анода. Согласно расчетам, значение полосы перестройки по частоте составило около 8.4%. Расчетная выходная мощность в полосе перестройки находилась в интервале от 300 до 600 Вт при КПД от 12 до 20%. Сравнительно низкое значение КПД объясняется низким значением нагруженной добротности и уходом от рекомендованных значений параметров резонаторной системы из-за ограничений по анодному напряжению и необходимостью обеспечения требуемого уровня надежности и достаточного теплоотвода от ламелей.

На основании проведенных расчетов был создан макет магнетрона (Рис. 2). Конструкция макета включает в себя резонаторную систему, магнитную систему, вывод энергии, катодно-подогревательный узел, механизм перестройки. Магнитная система выполнена в виде двух цилиндрических полюсных наконечников, двух магнитов с радиальной намагниченностью и магнитопровода – 1, 3. Разъем вывода энергии – 2 выполнен в виде стандартного разъема типа «Экспертиза».

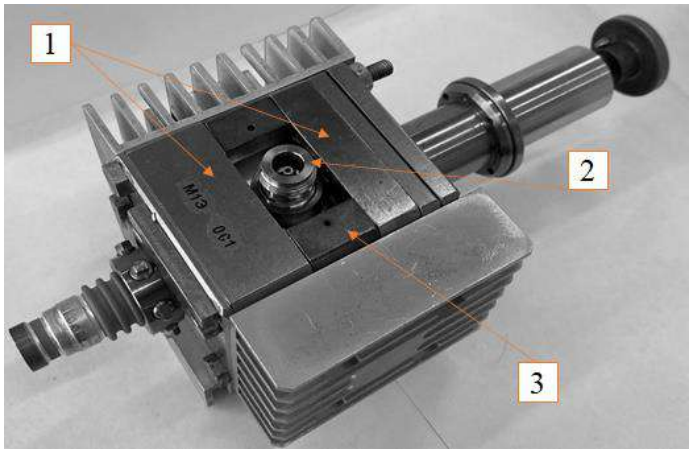


Рис. 2. Фотография экспериментального макета магнетрона: 1 – постоянные магниты, 2 – разъем вывода энергии, 3 – корпус анодного блока.

Результаты экспериментальных исследований показали, что при скважности импульсов 250 диапазон перестройки частоты составил 2.5% при максимальной выходной мощности 600 Вт. При уменьшении скважности импульсов до 30 диапазон перестройки частоты уменьшался до 2%, а максимальная выходная мощность уменьшалась до 400 Вт. Это связано с тем, что при переходе на меньшие значения скважности приходится уменьшать мощность накала. Увеличение мощности накала приводит к увеличению мощности выходного сигнала и величины импульсного анодного тока, но при скважности меньше 30 происходит перегрев катода и неуправляемый скачкообразный рост анодного тока. Вариантом решения данной проблемы является улучшение теплоотвода от катода.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.S. Kumar et al. // Frequenz. 2016. V. 70. No. 9-10. P. 455-462.

2. Д.Е. Самсонов "Основы расчета и конструирования магнетронов" М.: Советское радио, 1974.

3. Д.Е. Самсонов // Электронная техника. Сер. I. Электроника СВЧ. 1979. № 8. С. 36.

Особенности группирования электронных потоков в мощных релятивистских клистронах

В. Е. Родякин[1], В.Н.Аксенов[1,2]
[1]*НИЦ «Курчатовский институт»,*
[2]*Физический факультет и международный. Лазерный центр, МГУ им.М.В.Ломоносова*
vrodyakin@mail.ru

Разработка и создание мощных релятивистских усилительных клистронов остается весьма актуальной задачей. Такие клистроны в основном используются в качестве источников СВЧ энергии в ускорителях заряженных частиц. Одним из первых таких клистронов был клистрон 5045, разработанный в Национальной ускорительной лаборатории SLAC (Стэнфорд, США) в 80-е годы [1]. Прибор обеспечивал выходную мощность 50 МВт в S-диапазоне при энергии электронов 315 кэВ. В последующие годы конструкция клистрона постоянно совершенствовалась и в настоящее время выходная мощность выпускаемых клистронов 5045 составляет 65 МВт при энергии электронов 350 кэВ и КПД 45%. В 90-е годы подобные мощные клистроны были разработаны в S и X-диапазонах: XC5, DESY150MW, XL4, 75XP3 (SLAC США) [2,3,4], Mitsubishi PV3050, Toshiba E3730, XB72K (KEK Япония) [5,6]. Эти клистроны были однолучевыми и использовали электронные пучки с энергией от 300 кэВ до 700 кэВ.

В последнее время в связи с работами по проектам создания электрон-позитронных коллайдеров в США (NLC, CCC), Европе (CLIC, FCC), Японии (SuperKEKB) встал вопрос о разработке мощных релятивистских клистронов S, C и X диапазонов с выходной мощностью более 50 МВт и эффективностью 60% – 80% [7]. Одним из основных путей повышения эффективности мощных релятивистских клистронов исследователями рассматривается модернизация старых приборов путем оптимизации процесса группирования электронных пучков за счет введения дополнительных резонаторов, а также путем использования коллекторов с пониженным потенциалом для рекуперации энергии отработанных электронных пучков [8,9,10]. Так для ускорителя SuperKEKB специалисты KEK планируют модернизировать пяти-резонаторный релятивистский клистрон Mitsubishi PV3050 [7]. Исходная конструкция прибора была разработана специалистами KEK в 1995 году. В качестве источника электронного пучка используется электронная пушка Пирса, формирующая сходящийся электронный пучок с ускоряющим напряжением 305 кВ и током 355 А. При этих параметрах пучка клистрон обеспечивает выходную мощность 51.5 МВт на частоте 2.856 ГГц, с КПД 46%.

Для оптимизации конструкции группирователя клистрона специалистами KEK была использована одномерная программа A JDisk, 2.5-мерная программа FCI и трехмерная программа MAGIC. Для повышения эффективности прибора его длина была увеличена на 20%, а в конструкцию прототипа были добавлены 4 дополнительных резонатора, два из которых настроены на вторую гармонику. Расчеты по одномерной и двумерной программе показали, что КПД модернизированного клистрона должен превышать эффективность прототипа на 22% и составлять 68%. Однако данный результат значительно расходится с величиной КПД 52%, полученной по программе MAGIC.

В настоящей работе проводится анализ полученного специалистами KEK расхождения результатов расчета группирования интенсивного электронного, потока, представлены результаты численных исследований влияния двумерных физических процессов на группирование электронов в мощном релятивистском клистроне. Исследования проводились с помощью 2.5-мерного комплекса программ Арсенал-МГУ

[11]. Программный комплекс Арсенал-МГУ был протестирован при создании нерелятивистских и релятивистских клистронных усилителей различной конструкции в СССР и России в ряде отраслевых институтов и показал высокую эффективность. Арсенал-МГУ использовался и используется при расчетах мощных многорезонаторных клистронных усилителей в Институте физики высоких энергий Японии (KEK) и Институте Электроники Китайской академии наук, где также показал хорошее соответствие расчетов экспериментальным данным.

Результаты расчетов с помощью программного комплекса Арсенал-МГУ показали очень хорошее соответствие экспериментальным результатам, полученным специалистами КЕК для прототипа клистрона. Было получено в расчетах значение выходной мощности в режиме насыщения 52 МВт при КПД 47%. На рисунке 1 представлен мгновенный снимок группирования заряженных частиц в прототипе клистрона, полученный с помощью программы Арсенал-МГУ.

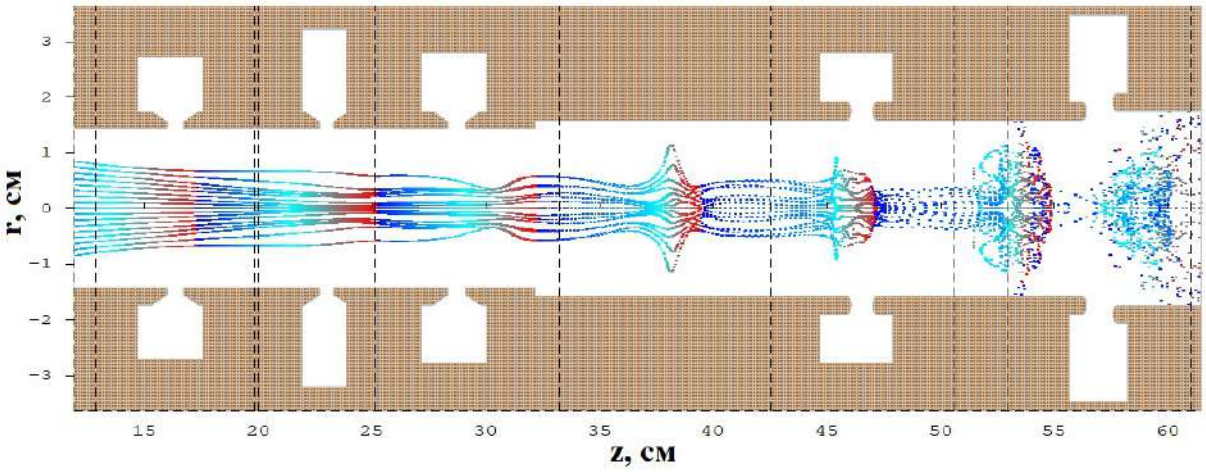


Рис.1 Мгновенный снимок группирования электронов в релятивистском клистроне Mitsubishi PV3050, полученный с помощью программы Арсенал-МГУ.

Из рисунка видно очень сильное влияние динамической радиальной расфокусировки электронного пучка, характерной для мощных релятивистских клистронов. Кроме того, сильное влияние на процесс группирования оказывают радиальные пульсации интенсивного потока, вызванные условиями его формирования в неоднородном магнитном поле. Поэтому применение одномерных программ для оптимизации параметров конструктивных элементов мощных релятивистских клистронов может приводить к некорректным результатам и ограничено только начальной стадией исследования процессов в таких приборах. Двумерные и трехмерные программы также должны корректно учитывать сложную динамику плотных релятивистских электронных сгустков в таких приборах.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. G. Lee, J. V. Lebacqz, G. T. Konrad // International Electron Devices Meeting, Washington, DC, USA, 1983, P. 144.
2. G. Caryotakis et al.// Proceedings of International Conference on Particle Accelerators, Washington, DC, USA, 1993, V.2, P.1106.

3. D. Sprehn, R. M. Phillips and G. Caryotakis // Proc. IEEE International Electron Devices Meeting, San Francisco, CA, USA, 1994, P. 799.
4. Sprehn, D., et al.// AIP Conference Proc., 2006, V. 807. No. 1.
5. S. Fukuda et al. // Nucl. Instrum. And Method, 1996 A368, P.561.
6. K. Takata et al.// 12th International Conference on High-Power Particle Beams. BEAMS'98. Proc., Haifa, Israel, 1998, V.1, P.153.
7. F. Qiu, S. et al.// 29th Linear Accelerator Conf. (LINAC2018), Beijing, China, 2019, P. 901.
8. A. Jensen, et. al.//IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Beijing, China, 2015, P.1.
9. S.Fukuda // Journal of the Korean Physical Society, 2017, V.71, P.769.
10. B.Weatherford, et al.//Joint International Vacuum Electronics Conference and International Vacuum Electron Sources Conference (IVEC + IVESC), Monterey, CA, USA, 2024, P.1.
11. A. N. Sandalov, et. al.// Proceedings of Pulse RF Sources Linear Colliders, Kanagawa, Japan, April 1996, P. 8.

Исследование пичковых режимов генерации в импульсной ЛБВ W-диапазона с запаздывающей обратной связью

М.Н. Вилков[1], А.А. Иванов[1,2], Р.М. Розенталь [1,2], Д.А. Сидоров [2,3], А.В. Суховерхий[3]
[1] *Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород*
[2] *Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород*
[3] *Акционерное общество научно-производственное предприятие "Салют", Нижний Новгород*
daniil_sidorov@mail.ru

Известно, что в электронных резонансных генераторах возможны режимы генерации, при которых выходное излучение представляет собой последовательность пичков, образующихся за счет эффекта синхронизации мод [1]. В недавней работе [2] теоретически было показано, что аналогичный режим возможен и ЛБВ черенковского типа, охваченной запаздывающей обратной связью с относительно небольшой глубиной. Это нашло экспериментальное подтверждение в работе [3], где была исследована непрерывная спиральная ЛБВ X-диапазона. Вместе с тем, для ряда научных задач представляет интерес генерация достаточно мощных последовательной импульсов излучения миллиметрового диапазона. Здесь можно указать на радиолокационные приложения, где укорочение длительности импульса позволяет увеличить пространственное разрешение, и ряд задач высокоинтенсивной спектроскопии [4]. В этой связи были выполнены исследования ЛБВ W-диапазона, разработанные в АО НПП "Салют" [5], которые были охвачены цепью обратной связи.

На рис.1 показан внешний вид исследуемой ЛБВ без магнитной системы, обеспечивающей транспортировку электронного потока. Коэффициент усиления выбранного экземпляра ЛБВ составлял 30 дБ. Цепь обратной связи формировалась путем ответвления части выходного сигнала на уровне -10 дБ. Полученный сигнал через регулируемый аттенюатор и отрезок диэлектрического волновода с величиной потерь около 2 дБ подавался на вход ЛБВ. Для регистрации огибающей выходного сигнала использовался полупроводниковый детектор с минимальным временем нарастания сигнала не хуже 200 пс и цифровой осциллограф с полосой пропускания 5 ГГц и частотой дискретизации 20 ГВыб/с. ЛБВ работала в импульсом режиме с длительностью импульса около 20 мкс и скважностью 100.

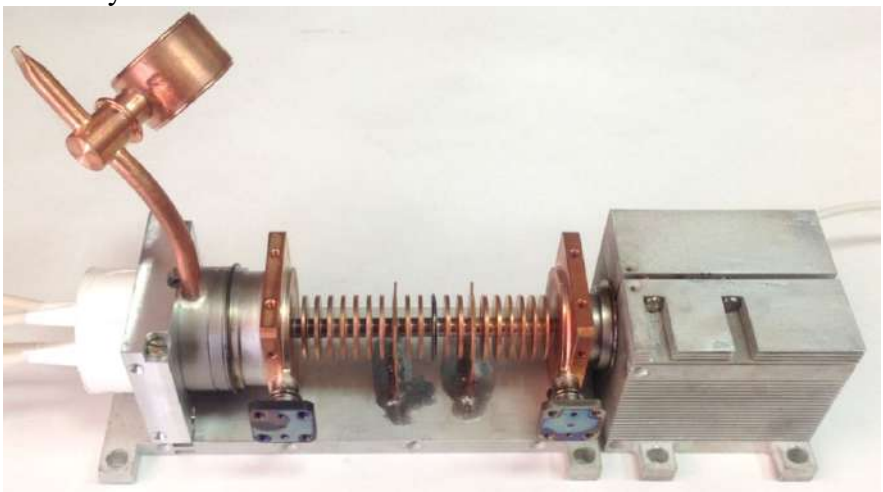


Рис. 1. Внешний вид исследуемого макета лампы бегущей волны (без магнитной системы и цепи обратной связи).

При превышении глубины обратной связи значения -30 дБ в системе возбуждались стационарные колебания с выходной мощностью около 20 Вт. При

последовательном уменьшении глубины обратной связи в системе происходило возбуждение режимов периодической автомодуляции, которые постепенно переходили в режимы пичковой генерации со средней мощностью около 8 Вт. Пичковые режимы удобно характеризовать относительной интенсивностью излучения, которая показывает относительное значение мгновенной мощности излучения относительно среднего уровня. На рис.2а показаны зависимости относительной интенсивности от времени при значениях глубине обратной связи -12 dB. Длительность единичного импульса по полувысоте составляла около 500 пс, максимальная относительная интенсивность достигала значения 3.6. Период следования импульсов составлял около 2.6 нс. Для полученных сигналов рассчитывалась автокорреляционная функция (рис.2b) по которой определялось минимальное значение коэффициента корреляции между импульсами, которое составило 0.978.

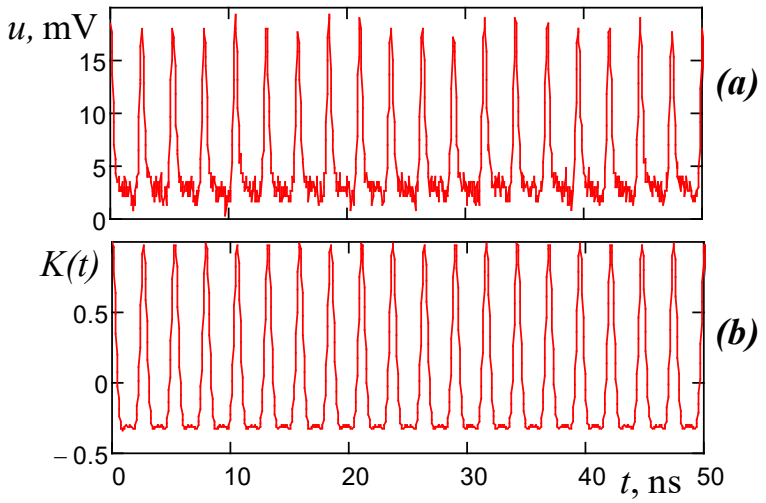


Рис. 2. Осциллограмма выходного сигнала (a) и рассчитанная автокорреляционныя функции (b) в пичковом режиме генерации.

Отметим, что в настоящее время наблюдается значительный прогресс в разработке ЛБВ миллиметрового диапазона. В частности, экспериментально реализованы приборы с выходной мощностью более десяти ватт в диапазоне 260 ГГц [6] и около одного ватта в диапазоне 340 ГГц [7]. Это позволяет рассчитывать, что аналогичные режимы генерации могут быть получены и в более коротковолновых диапазонах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С. Гинзбург, М.И. Петелин // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2. № 6. С.3.
2. R.M. Rozental et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2023. V. 70. No. 11. P. 5940.
3. R.M. Rozental, A.A. Ivanov // IEEE Trans. Electron Dev. 2024. V. 71. No. 8. P. 5142.
4. B. Corzilius // Ann. Rev. Phys. Chem. 2020. V. 71. P. 143.
5. А.А. Иванов и др. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2020. Т. 84. № 2. С .238.
6. P. Pan et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2023. V. 70. No. 11. P. 5897.
7. P. Pan et al. // IEEE Electron Dev. Lett. 2022. V. 43. No. 5. P. 816.

Высокоточная спектроскопия молекул и ван-дер-ваальсовых комплексов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн

Л.А. Сурин
Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, г. Москва
surin@isan.troitsk.ru

Определение параметров межмолекулярного взаимодействия с высокой точностью необходимо для интерпретации данных по спектроскопии высокого разрешения и рассеянию, включая спектральные данные исследований межзвездной среды, атмосфер Земли и планет. Большую роль здесь играют экспериментально полученные спектры молекулярных комплексов, уровни энергий которых весьма чувствительны к потенциалу межмолекулярного взаимодействия. В данной лекции рассмотрены методы прецизионной спектроскопии молекул и молекулярных комплексов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Представлен новый спектрометр с молекулярной струей, которая распространяется вдоль направления распространения излучения [1]. Достигнуты спектральное разрешение 30-40 кГц и точность измерений абсолютных частот молекулярных переходов порядка 3-5 кГц в диапазоне 50–350 ГГц. Демонстрируются наблюдения сверхтонкой структуры вращательных переходов изотопологов CO, комплексов NH_3–H_2 (Рис. 1), NH_3–N_2, NH_3–CO, NH_3–Ne.

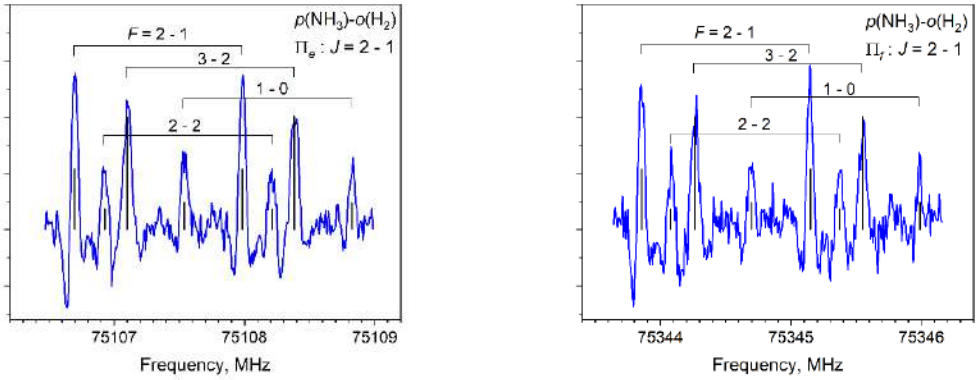


Рис. 1. Записи вращательных переходов $J = 2 - 1$ комплекса (*para*)-NH_3–(*ortho*)-H_2 в состоянии Π_e (слева) и Π_f (справа). Вертикальными линиями показан смоделированный спектр из полученных параметров сверхтонкой структуры.

Полученные параметры сверхтонкой структуры (константы ядерного квадрупольного, спин-вращательного и спин-спинового взаимодействий) дают важную информацию как о строении и динамике молекулярных комплексов, так и потенциале взаимодействия между мономерами [2]. Кроме того, высокая специфичность сверхтонкой структуры вращательных переходов помогает различать спектральные особенности, обусловленные теми или иными ядерными спиновыми изомерами комплексов, содержащих молекулы с эквивалентными ядрами [3].

Работа частично выполнена при поддержке РНФ (грант № 25-22-00506).

ЛИТЕРАТУРА

1. I.V. Tarabukin et al. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2024. V. 45. P. 645.
2. J.M. Hutson // Mol. Phys. 1995. V. 84. P. 185.
3. L. Surin et al. // J. Chem. Phys. 2018. V. 149. P. 224305.

Магнитно-резонансная томография объектов живой природы

Н.В. Анисимов
Факультет фундаментальной медицины МГУ имени М.В. Ломоносова
anisimovnv@mail.ru

Магнитно-резонансная томография (МРТ), помимо медицинской диагностики, применяется при исследовании различных объектов живой природы — растений и животных. Малые лабораторные животные (в основном, мыши и крысы) используются в экспериментах по моделированию патологий человека. МРТ домашних животных — кошек, собак и т. д. применяется в ветеринарной практике. Представляют интерес МР-изображения других животных при изучении морфологии. МРТ растений также применяется, в основном, в технологических приложениях — для неинвазивной оценки качества продукции (фруктов, ягод). В данной работе представлен краткий обзор результатов, полученных в практике МРТ живых объектов на клиническом 0.5Т МР-томографе Bruker Tomikon S50.

Интерес представляют некоторые поведенческие аспекты, выявленные при проведении МРТ некоторых животных, касательно обездвиживания, что позволило в некоторых случаях проводить МРТ без анестезии. Некоторые растения (риччия) также использовались для обездвиживания и фиксации обитателей аквариума (рыб, моллюсков и т. д.) внутри беспроводной катушки. Оказалось возможным использовать соленоид в качестве резонансной беспроводной катушки (21,1 МГц) без подключения к нему сосредоточенной емкости. Функции последней выполняет собственная (межвитковая) емкость, которая в воде увеличивается в 80 раз [1]. Применение соленоида, погруженного в воду, позволяет до 2.5 раз повысить сигнал внутри него по сравнению с сигналом вне соленоида. Это повышает чувствительность МРТ при сканирования подводных обитателей - рыб, моллюсков, растений.

Отмечена специфика типичного клинического сканера применительно к исследованию мелких лабораторных животных по сравнению с тем, что возможно на типичном исследовательском сканере с малым зазором. В частности, возможность размещения нескольких животных одновременно, а также возможность изменения ориентации катушки и самого объекта относительно поля B_0. Иногда это дает более равномерное распределение чувствительности в зоне интереса. Реализована МР-визуализация процесса развития цветкового растения в режиме реального времени. Для этого ежедневно проводилось МР-сканирование луковицы, высаженной в грунт, с локализацией ее относительно центра магнита. Полученные изображения компоновались в виде кадров для видеофильма, в котором демонстрировался рост стебля, листьев, распускание цветка с последующим увяданием растения.

В МРТ животных полезно применение мультиядерных методов – детектирование сигналов не только от протонов, но и других ядер – ^{19}F, ^{23}Na. ^{19}F МРТ был востребован в экспериментах с введением в организм крыс перфторорганических веществ, в частности Перфторана [2]. Серия экспериментов по ^{23}Na МРТ была проведена на свежих рыбах (умерщвленных за несколько минут до МР-сканирования), что позволило получить их анатомические изображения, по снижению сигнала ^{23}Na проследить динамику некротических изменений в различных органах [3].

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

References

1. Н. В. Анисимов, Ю. А. Пирогов // Эл. волны и электр. сист., 2024. V. 24, С. 44-54.
2. N. V. Anisimov, et al. // J. Phys. Conf. Ser., 2017. V. 886(1), P. 012006.
3. N. V. Anisimov, et al. // Appl. Magn. Reson., 2022. V. 54, P. 1467-1479.

Математическое моделирование роста опухолей с учетом иммунного ответа и радиотерапии

А.С. Батова, А.Н. Бугай, Н.В. Устинов
Объединенный институт ядерных исследований
batova@jinr.ru

Одной из актуальных задач современной онкологии является математическое моделирование роста опухоли, позволяющее не только глубже понять механизмы этого процесса, но и разрабатывать эффективные стратегии терапии. Среди существующих подходов к описанию опухолевого роста можно выделить непрерывные модели, основанные на обыкновенных дифференциальных уравнениях и уравнениях в частных производных. К последним относятся модели, базирующиеся на уравнении Фишера−Колмогорова−Петровского−Пискунова [1,2], которое учитывает логистический рост опухоли и её пространственное распространение. Несмотря на широкое применение этой модели при исследовании опухолей [3-5], она предполагает наличие единственного устойчивого состояния, соответствующего полному заполнению пространства опухолевыми клетками, что ограничивает её применимость в задачах, связанных с прогнозированием результатов терапии. Поэтому особый интерес представляют модели, описывающие не только рост опухоли, но и её возможное подавление под воздействием терапии, что важно для оценки её эффективности.

Рост злокачественных новообразований представляет собой сложный биологический процесс, зависящий от множества факторов. Одним из таких факторов является взаимодействие опухоли с иммунной системой организма. Иммунный ответ играет ключевую роль в ограничении роста опухолевых клеток, предотвращая их бесконтрольное разрастание [6]. Согласно современной концепции [7], опухоль может находиться в одном из трех состояний: элиминации (когда опухоль полностью уничтожается иммунной системой), равновесия (когда рост опухоли сдерживается, но не прекращается) и избегания иммунного ответа (неконтролируемый рост опухоли). Учет иммунного ответа в математических моделях позволяет исследовать условия, при которых иммунная система способна подавить опухоль.

В данной работе рост опухоли моделируется уравнением в частных производных

$$\frac{\partial u}{\partial t} - k\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + u(a-u)(1-u) = 0, \qquad (1)$$

где x и t – обезразмеренные пространственная и временная координаты, $u = u(x,t)$ – нормированная плотность опухолевых клеток ($0 \le u \le 1$), k – обезразмеренный коэффициент диффузии, a – параметр, учитывающий влияние иммунной системы на динамику опухолевых клеток ($0 < a < 1$). Это уравнение формально входит в класс уравнений, рассматриваемых в [2], хотя и не удовлетворяет наложенным там ограничениям на вид нелинейности.

Следует отметить, что уравнение (1) возникало в различных задачах. Так, оно использовалось при описании распространения нервных импульсов [8, 9] и в популяционной генетике [9]. Случай $a = -1$ рассматривался в задачах механики жидкости [10, 11] и в теории фазовых переходов [12].

Уравнение (1) имеет три постоянных решения: $u = 0, 1$ и a, из которых первые два решения устойчивы, а третье – неустойчиво. Этим и был обусловлен выбор нелинейного слагаемого в уравнении (1): он отражает конкуренцию между ростом опухоли и иммунным ответом, где параметр a играет роль порогового значения плотности опухолевых клеток, при котором иммунная система теряет контроль над ростом опухоли.

Равновесное состояние опухоли может быть описано балансом между диффузией и нелинейным ростом:

$$k\frac{d^2u}{dx^2} = u(a-u)(1-u). \qquad (2)$$

Уравнение (2) есть ассиметричное уравнение Дюффинга без потерь и внешнего воздействия. Его простейшим решением в случае $0 < a < 1/2$ является решение вида

$$u = \frac{3a}{1+a+\sqrt{\frac{(1-2a)(2-a)}{2}}\cosh\left(\sqrt{\frac{a}{k}}x\right)}. \qquad (3)$$

Численное моделирование позволило сформулировать следующий критерий затухания решения: решение с начальным условием $u_0(x)$ будет стремиться к нулю при $t \to \infty$, если для всех точек x начального профиля выполняется неравенство $u_0(x) < \max\{a, u(x)\}$, где $u(x)$ определяется выражением (3). Отметим, что этот критерий дает лишь достаточное условие затухания решения.

Практическая ценность модели состоит в возможности ее обобщения для анализа различных терапевтических воздействий, таких как химиотерапия или радиотерапия. Модель позволяет исследовать влияние этих методов на динамику опухолевого процесса и существенно повысить точность прогнозирования результатов лечения.

Рассмотрим простейший случай внешнего воздействия, модифицируя уравнение (1) к виду

$$\frac{\partial u}{\partial t} - k\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + u(a-u)(1-u) = -Eu, \qquad (5)$$

где E – функция, описывающая внешнее воздействие (в данном случае – радиотерапию) на опухолевые клетки. При этом будем считать, что E имеет вид импульса постоянной амплитуды E_0:

$$E = E_0\big(\theta(t-t_0) - \theta(t-t_0-\tau)\big), \qquad (6)$$

$\theta(t)$ – функция Хевисайда, t_0 – время начала воздействия, τ – время окончания воздействия. Если

$$E_0 < \frac{(1-a)^2}{4}, \qquad (7)$$

то уравнение (5) при $t \in (t_0, t_0+\tau)$ тоже имеет три постоянных решения: $u = 0,\ u_1$ и u_2, где

$$u_{1,2} = \frac{1+a\pm\sqrt{(1-a)^2-4E_0}}{2}. \qquad (8)$$

Так как $u_1 > u_2$, то неустойчиво решение u_2, а другие два решения устойчивы. Если же

$$E_0 > \frac{(1-a)^2}{4}, \qquad (9)$$

то уравнение (5) имеет одно постоянное решение $u = 0$, которое устойчиво.

Переменная u стремится к нулю после прекращения внешнего воздействия в случае, если выполняется условие

$$u(t_0+\tau) < a. \qquad (10)$$

Связь между параметрами внешнего воздействия (6) и начальным условием u_0, которая обеспечивает убывание переменной u по окончанию воздействия, можно рассмотреть приближенно. Пусть $u \ll 1$. Тогда, положив $1-u \approx 1$, из уравнений (5) и (6) получим на интервале $(t_0, t_0+\tau)$ уравнение

$$\frac{du}{dt} = -(a + E_0)u + u^2, \tag{11}$$

которое переходит в логистическое уравнение при замене $t \to -t$. Решение этого уравнения с начальным условием $u(t_0) = u_0$ имеет вид

$$u = u_0 \frac{a+E_0}{u_0+\delta e^{(a+E_0)(t-t_0)}}, \tag{12}$$

где введено обозначение $\delta = a + E_0 - u_0$.

Полученное решение будет несингулярным и монотонно убывающим, если выполняется равенство $\delta > 0$. Наложение условия (10) на (12) дает следующее условие на параметры внешнего воздействия:

$$\tau > \frac{1}{a+E_0} \ln \frac{E_0 u_0}{a\delta}. \tag{13}$$

Из условия (13) следует, что длительность внешнего воздействия τ уменьшается при увеличении амплитуды E_0. В пределе $E_0 \to u_0 - a + 0$ $(\delta \to +0)$ длительность внешнего воздействия неограниченно растет. Такая же ситуация имеет место и при уменьшении порогового значения a. Увеличение u_0 также сопровождается увеличением τ.

Полученная выше оценка (13) является качественно верной и подтверждается результатами численного счета. Эта оценка применима и в случае уравнения (5) при замене u_0 и E_0 на соответствующие функции переменной x.

Исследуем теперь случай фракционированного внешнего воздействия. Пусть оно имеет вид N импульсов одинаковой постоянной амплитуды E_0, имеющих одинаковую длительность τ и разделенных одинаковыми интервалами τ_0, т.е.

$$E = E_0 \sum_{n=1}^{N} \left[\theta\big(t - t_0 - (n-1)(\tau + \tau_0)\big) - \theta(t - t_0 - (n-1)\tau_0 - n\tau)\right]. \tag{14}$$

Из уравнения (5) в этом случае имеем следующее уравнение:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u(a-u)(1-u) =$$
$$= -E_0 u \sum_{n=1}^{N} \left[\theta\big(t - t_0 - (n-1)(\tau + \tau_0)\big) - \theta(t - t_0 - (n-1)\tau_0 - n\tau)\right]. \tag{15}$$

Предположим, что внешнее воздействие таково, что выполняется условие баланса: значение функции $u(t)$ к началу следующего импульса будет таким же, как и в момент начала предыдущего импульса. Считаем, что величины τ и τ_0 достаточно малы, чтобы аппроксимировать производную по t в уравнении (15) отношением конечных разностей. Тогда для изменения $\Delta\bar{u}_1$ функции $u(t)$ за время τ действия импульса внешнего воздействия и для изменения $\Delta\bar{u}_2$ функции $u(t)$ за время τ_0 между импульсами имеем следующие уравнения:

$$\frac{\Delta\bar{u}_1}{\tau} = -u(a-u)(1-u) - E_0 u, \quad \frac{\Delta\bar{u}_2}{\tau_0} = -u(a-u)(1-u). \tag{16}$$

Условие баланса принимает вид $\Delta\bar{u}_1 + \Delta\bar{u}_2 = 0$ или

$$(u(a-u)(1-u) + E_0 u)\tau + u(a-u)(1-u)\tau_0 = 0. \tag{17}$$

Предположим, что $E_0 < E_l$, где

$$E_l = \left(1 + \frac{\tau_0}{\tau}\right)\frac{(1-a)^2}{4}. \tag{18}$$

Тогда уравнение (17) имеет три корня $u = 0$, $u = \check{u}_1$ и $u = \check{u}_2$, где

$$\breve{u}_{1,2} = \frac{1+a\pm\sqrt{(1-a)^2-4E_a}}{2}. \quad (19)$$

Здесь использовано обозначение

$$E_a = \frac{\tau}{\tau+\tau_0}E_0. \quad (20)$$

Если $E_0 > E_l$, то уравнение (17) имеет один корень $u = 0$. Заметим, что величина E_a есть среднее значение внешнего воздействия за интервал $\tau + \tau_0$.

Если справедливо условие (7) и $E_0 < E_l$, то выполняется цепочка неравенств

$$a < \breve{u}_2 < u_2 < u_1 < \breve{u}_1 < 1. \quad (21)$$

На основании (21) можно сделать вывод о том, что эффект от фракционированного действия на опухоль будет меньше, чем от непрерывного воздействия длительностью $N\tau$. Однако выбор того или иного способа воздействия на опухоль предполагает учет величины токсического действия на нормальные ткани.

Таким образом, в данной работе предложена математическая модель роста опухоли, учитывающая взаимодействие злокачественных клеток с иммунной системой и внешними терапевтическими воздействиями. Численный анализ показал, что предложенная модель воспроизводит ключевые биологические особенности опухолевого роста и его взаимодействия с иммунной системой. Включение иммунного ответа позволило выделить пороговое значение плотности опухолевых клеток, при котором иммунная система теряет способность подавлять опухоль. Кроме того, рассмотрены возможные сценарии радиотерапевтического воздействия, установлены критические соотношения между начальной плотностью опухолевых клеток, амплитудой и длительностью внешнего воздействия, способные привести к полной элиминации опухоли.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта ОМУС ОИЯИ (проект № 25-701-01).

ЛИТЕРАТУРА

1. Fisher R. A. // Annals of eugenics. 1937. V. 7. No 4. P. 355.
2. Колмогоров А. Н., Петровский И. Г., Пискунов Н. С. // Бюлл. МГУ. Сер. А. Математика и механика. 1937. Т. 1. No 6. С. 333.
3. Колобов А. В., Губернов В. В., Полежаев А. А. // Математическое моделирование. 2007. V. 19. No 6. P. 31.
4. Henares-Molina A. et al. // PLoS One. 2017. V. 12. No 6. P. e0178552.
5. Rockne R. et al. // Physics in Medicine & Biology. 2010. V. 55. No 12. P. 3271.
6. Schreiber R. D., Old L. J., Smyth M. J. // Science. 2011. V. 331. No 6024. P. 1565.
7. Teng M. W. L. et al. // The Journal of clinical investigation. 2015. V. 125. No 9. P. 3338.
8. Nagumo J., Arimoto S., Yoshizawa S. // Proc. IRE. 1962. V. 50. P. 2061–2070.
9. Aronson D. G., Weinberger H. F. // In: Goldstein J.A. (eds). Partial Differential Equations and Related Topics. Lecture Notes in Mathematics. 1975. V. 446. P. 5-49.
10. Newell A. C., Whitehead J. A. // J. Fluid Mech. 1969. V. 38. P. 279.
11. Segel L.A. // J. Fluid Mech. 1969. V. 38. P. 203.
12. Allen S. M., Cahn J. W. // Acta metallurgica. 1979. V. 27. No 6. P. 1085.

Волны и частицы в борьбе с раком

А.Н. Бугай
Объединенный институт ядерных исследований
bugay@jinr.ru

Онкологические заболевания являются одними из наиболее распространенных наряду с сердечно-сосудистыми патологиями. История клинического использования различных видов излучений в онкологии убедительно доказывает необходимость таких подходов наряду с хирургическим вмешательством и химиотерапией в лечении злокачественных новообразований. Целью радиационной терапии является поражение опухоли при условии максимально возможного снижения лучевой нагрузки на здоровые ткани. В настоящей лекции представлен обзор современных технологий радиационной терапии с применением ионизирующих и неионизирующих излучений.

В лучевой терапии рака наибольшее распространение получили пучки фотонов рентгеновского и гамма-диапазонов. Однако, у данного метода есть существенный недостаток, связанный с экспоненциальным уменьшением дозы на пути пучка, в связи с чем близлежащие здоровые ткани могут получить дозу большую, чем само злокачественное образование. В случае протонов и ускоренных ядер легких элементов доза от пучка увеличивается по мере проникновения в ткань и имеет на определенной глубине максимум (пик Брэгга), после которого резко спадает практически до нуля. Кроме того, тяжелые заряженные частицы формируют тяжелые повреждения в клетках и тканях по сравнению с фотонами, что способствует более эффективному поражению опухоли [1]. В последнее время активно исследуется применение ультракоротких пучков частиц, что, как ожидается, позволит снизить поражение здоровых тканей на пути пучка.

Среди неионизирующих излучений в последнее время получает все большее распространение применение фокусированных пучков ультразвука [2]. В этом случае гибель опухоли достигается путем некроза за счет локального повышения температуры в фокусе, а также за счет акустической кавитации.

Ряд современных методов радиационной терапии основан на применении так называемых бинарных методов, когда внешнее излучение является своеобразным триггером, инициирующим поражающее действие препарата, который накапливают только опухолевые клетки.

В случае неионизирующих излучений наиболее распространенным примером является фотодинамическая терапия, когда внешнее УФ излучение индуцирует возбуждение молекул фотосенсибилизаторов, приводящих к образованию высокореактивных свободных радикалов или синглетного кислорода [3]. В случае ионизирующих излучений наиболее перспективным бинарным методом считается нейтрон-захватная терапия [4], когда пучок эпитепловых нейтронов инициирует нейтрон-захватную реакцию на нерадиоактивном элементе в составе препарата, что, как правило, приводит к формированию альфа-частиц и ядер отдачи, обладающих высокой биологической эффективностью и пробегом в веществе, сравнимым с размером клетки.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Durante, H. Paganetti // Rep. Prog. Phys. 2016 V.79. P.096702.
2. V.S. Bachu, et al. // Ann Biomed Eng. 2021 V.49(9). P.1975–1991.
3. G. Gunaydin, M.E. Gedik, S. Ayan // Front. Chem. 2021. V.9. P.686303.
4. M. Suzuki, // Int. J. Clin. Oncol. 2020. V.25. P.43–50

Оптическая диагностика водных растворов коллоидных наночастиц перспективных для фототерапии (методы, реальные возможности)

Г.О. Силаев[1,2], А.Т. Шайдулин[2,3], Е.О. Орловская[3], Ю.В. Орловский[3], Е.Э. Тимофеева[3], В.З. Ланкин[4], Ю.Г. Вайнер[1,2]

[1] *Институт спектроскопии РАН*
[2] *Научно-исследовательский университет Высшая школа экономики*
[3] *Институт общей физики РАН им. академика А.М. Прохорова*
[4] *Центр кардиологии им. академика. Е.И. Чазова МЗ РФ*
vainer@isan.troitsk.ru

Коллоидные наночастицы широко используются в самых разных областях науки и практики, в том числе, в области медицинской терапии и диагностики, что объясняется относительной простотой процедуры синтеза и хорошей воспроизводимостью параметров синтезируемых наночастиц. Это делает актуальными исследования, направленные на создание новых коллоидных наночастиц, перспективных для целей медицины, разработку технологий их синтеза, а также разработку и совершенствование эффективных методов их изучения. В частности, чрезвычайно актуальной научной задачей является разработка новых и совершенствование существующих методов оптической диагностики коллоидных наночастиц в водных средах, поскольку оптические методы характеризуются высокой оперативностью и информативностью, простотой использования и доступностью, а также малым временем измерения, тогда как методы электронной и зондовой микроскопии, дороги, сложны в использовании, малодоступны и неоперативны, и кроме того, что весьма существенно, не позволяют изучать частицы в водных средах, в частности, наблюдать нанобъекты биологической природы в нативных условиях.

Доклад посвящен изложению результатов оптических исследований водных растворов коллоидных наночастиц, LaF_3, активированных ионами Nd^{3+}, и наночастиц $LaPO_4$, активированных ионами Pr^{3+}, перспективных для целей медицинской диагностики и фототерапии, синтезированных с применением новых технологий коллоидного синтеза, разработанных авторским коллективом. Исследования выполнялись с применением развитых авторами методов высокочувствительной лазерной микроскопии, базирующихся на регистрации сигналов упругого рассеяния света, а также с использованием методов оптической флуоресцентной спектроскопии, электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа и других методов характеризации твердотельных структур.

В докладе будут рассматриваться основные принципы разработанных методов высокочувствительной оптической микроскопии растворов наночастиц в водных средах, обсуждаться достигнутые предельные параметры развитых методов, такие как минимальные размеры детектируемых наночастиц, предельная концентрационная чувствительность, минимальное время измерений и др., а также демонстрироваться реальные возможности созданной экспериментальной аппаратуры и развитых методик по получению новой информации об изучаемых наночастицах. Будут обсуждаться и сравниваться между собой разработанный авторами высокочувствительный лазерный ультрамикроскоп, позволяющий визуализировать в водных растворах одиночные наночастицы, со значениями гидродинамического радиуса до 5 и менее нанометров, и созданный лазерный микроскоп динамического рассеяния света, позволяющий анализировать в водных растворах эффективные размеры наночастиц радиусом до 1 и менее нанометров.

Созданный ультрамикроскоп, помимо визуализации одиночных наночастиц и определения величин их гидродинамического радиуса, позволяет также получать информацию о процессах агрегации изучаемых наночастиц, в частности, оценивать плотность упаковки наночастиц в наблюдаемых агрегатах

В докладе будут приведены также результаты сравнительных исследований одних и тех же наночастиц с применением экспериментальных методов и приборов: лазерного ультрамикроскопа “светового листа”, лазерного микроскопа динамического рассеяния света, электронного просвечивающего микроскопа и атомно-силового микроскопа, которые должны будут продемонстрировать реальные преимущества и недостатки использованных методов и приборов.

Приводятся также результаты измерений величин гидродинамического радиуса наночастиц серебра выполненных с использованием трех методов: лазерной ультрамикроскопии упругого рассеяния света, микроскопии динамического рассеяния света и просвечивающей электронной микроскопии, которые демонстрируют реальные возможности использованных методов и приборов на их основе.

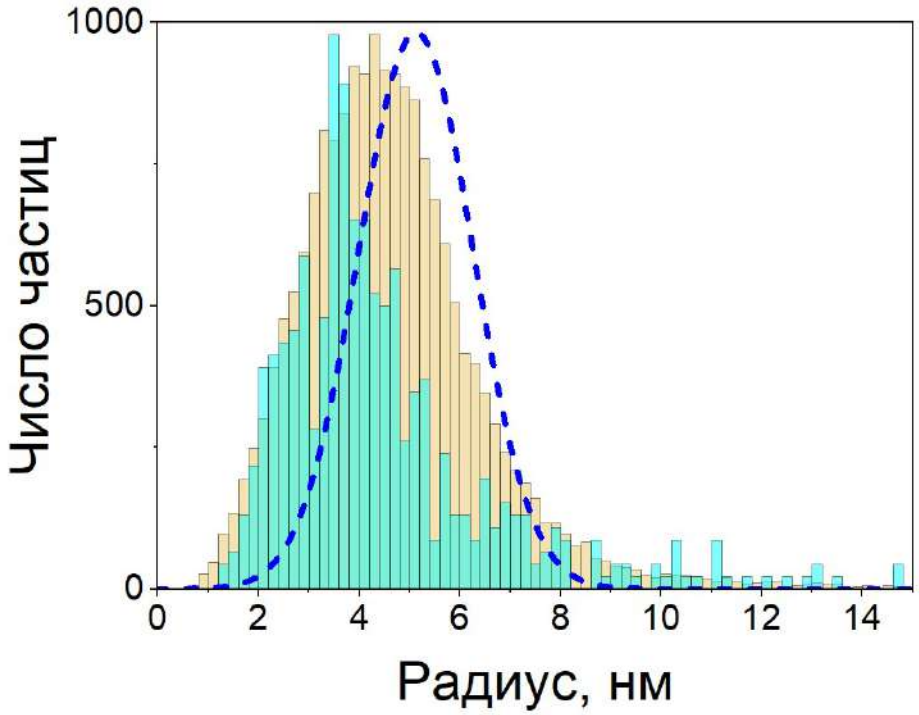


Рисунок 1. Распределения размеров наночастиц серебра, измеренные с использованием разработанных лазерного ультрамикроскопа (светлокоричневый, столбцы), микроскопа динамического рассеяния света (синий, штрих-пунктирная кривая) и просвечивающего электронного микроскопа (голубой, столбцы).

Отдельно обсуждаются возможности применения разработанных микроскопов для получения информации о наночастицах биологической природы, в том числе для целей медицинской диагностики. Приводятся примеры применения созданного микроскопа для характеризации наночастиц в сыворотке крови человека (агрегаты альбуминов, липопротеины и др.).

Сообщается также о результатахх первых экспериментов по использованию наночастиц $LaPO_4$, активированных ионами Pr^{3+}, для преобразования рентгеновского излучения в излучение УФ-С диапазона и воздействию этого излучения на раковые клетки подопытных мышей.

Оценка выживаемости опухолевых клеток культуры LLC при воздействии наносекундными электрическими импульсами

Р.А. Денисов[1], В.А. Вдовин[1], А.А. Панкратов[2], А.Д. Плютинская[2]
[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*
[2]*МНИОИ им. П.А. Герцена*
denisoff.ro@yandex.ru

Область изучения эффектов воздействия ультракороткими (<1 мкс) электрическими импульсами высокой амплитуды (~1–10 кВ) на биологические ткани активно развивается в последние 20 лет. Заметным направлением является исследование применения этих эффектов в медицине и, в частности, изучается возможное практическое приложение импульсного воздействия как метода терапии онкологических заболеваний [1–3]. В настоящее время с этой целью активно проводятся эксперименты по импульсному воздействию *in vitro* [4], *in situ* [5] и *in vivo* [6] на растворах раковых клеток и лабораторных мышах с прививаемыми опухолями, причём как отдельно, так и в совокупности с другими методами, например, химическими [7].

Рассмотрение эффектов применения метода обычно фокусируются на биологических механизмах и явлениях, сопутствующих импульсному воздействию, в то время как работ, посвящённых исследованиям с точки зрения радиофизики, значительно меньше. В настоящей работе мы ставим своей целью исследование зависимости выживаемости опухолевых клеток от частоты повторения импульсов, как часть исследования общих принципов и механизмов, происходящих в биологической среде при воздействии на неё высокомощными наносекундными импульсами.

С целью исследования эффектов, которые наносекундные импульсы оказывают на биологические среды, проводились эксперименты *in vitro*, осуществлявшиеся на установке, схема которой описана в наших предыдущих работах [8-9] по тематике воздействия. Основным элементом является высоковольтный генератор наносекундных импульсов (FID-Technology), с которого импульсы поступают через коаксиальный кабель на неинвазивные параллельно-пластинчатые электроды, между которыми располагается объект-нагрузка. В нашей работе [8] было выявлено, что подаваемый импульс на нагрузке меняет свою форму с монополярного на биполярный, что необходимо учитывать в экспериментах. По предложенному нами в этой работе методу была описана область с объектом воздействия между электродами и вычислены значения параметров сопротивлений и емкостей эквивалентной электрической схемы для конкретной задачи.

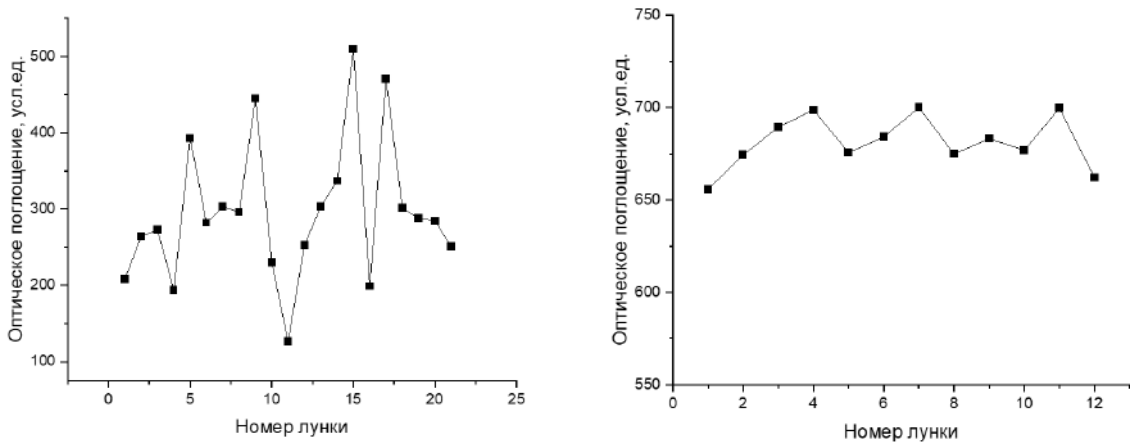
Производилось исследование выживаемости опухолевых клеток после электромагнитного воздействия в зависимости от частоты повторения импульсов. В качестве объекта воздействия использовались культуральные пластмассовые микропланшеты, внутри которых с некоторым шагом по прямоугольнику были расположены цилиндрические лунки. Часть лунок в центре каждого из микропланшетов заполнялась биологическим материалом, а именно, жидким раствором опухолевых клеток карциномы лёгкого Льюис (LLC). Один из микропланшетов был выбран в качестве контрольного.

После этого микропланшеты помещались в экспериментальную установку, где заполненные жидкостью лунки накрывались электродом диаметром 50 мм, к которому подавались высоковольтные наносекундные импульсы. Напряжённость электрического поля составляла 40 кВ/см в каждом из экспериментов, суммарное количество импульсов равнялось 50000. Варьировались частота повторения импульсов и, как следствие, время воздействия. Обработка проводилась со следующими параметрами: частота повторения импульсов 50 имп/сек, время воздействия 16 мин 40 сек; частота повторения импульсов

100 имп/сек, время воздействия 8 мин 20 сек; частота повторения импульсов 200 имп/сек, время воздействия 4 мин 10 сек.

После воздействия оценивалась выживаемость клеток. Оценку выживаемости клеток проводили колориметрическим методом с использованием МТТ-теста, связанного с образованием цветных кристаллов формазана в растворе. Число жизнеспособных клеток прямо пропорционально количеству восстановленного формазана, количество которого измеряется спектрофотометрически после растворения в органическом растворителе. Для этого оценивалось оптическое поглощение раствора формазана на длине волны 550 нм в каждой из заполненных лунок микропланшета с помощью многоканального планшетного ридера.

В качестве примера на рис. 1 представлены данные по оптическому поглощению в лунках одного из обработанных микропланшетов. Как видно из графиков, значение оптического поглощения в обработанных ультракороткими импульсами лунках (рис. 1а) в целом заметно ниже, чем в необработанных контрольных лунках (рис. 1б). Это также визуально заметно по явной потере насыщенности цвета биоматериала в каждой из лунок в сравнении с контрольными образцами.



(а) (б)

Рис. 1. Оптическое поглощение в лунках культуральных микропланшетов после МТТ-теста: в одном из обработанных микропланшетов (а) и в контрольном микропланшете (б).

В то же самое время значения оптического поглощения в пределах одного микропланшета сильно отличаются от лунки к лунке. Это может быть связано с внутренней структурой внутри самого микропланшета и, в частности, находящимися внутри него воздушно-пластиковыми неоднородностями в стенках и крышке. При высокой напряжённости электрического поля (порядка той, что использовалась при эксперименте) возможен пробой воздуха внутри. Различающиеся от лунки к лунке параметры качества внутреннего воздуха влияют на значение пробойного напряжения, которое, следовательно, будет разным в зависимости от лунки. Таким образом, электрическое поле между электродами неравномерно распределяется между биоматериалом в планшете, из-за чего возникает и разброс в измеренных значениях оптического поглощения в разных лунках.

Далее по полученным данным оптического поглощения для каждого обрабатываемого микропланшета вычислялось ингибирование пролиферации (ИП) клеток в культуре по формуле (1):

$$\text{ИП}(\%) = \frac{\text{ОП}_\text{к} - \text{ОП}_\text{о}}{\text{ОП}_\text{к}} \times 100\%, \quad (1)$$

где $ОП_о$ – оптическое поглощение раствора формазана в опытных лунках; $ОП_к$ – оптическое поглощение раствора формазана в контрольных лунках.

По итогам обработки результатов ингибирование пролиферации клеток в культуре в трёх вариантах воздействия на микропланшеты с биоматериалом составило соответственно 54%, 53% и 55%. Таким образом, явно выраженной зависимости эффектов воздействия от частоты повторения импульсов не выявлено.

По итогам экспериментов было выявлено заметное ингибирование пролиферации клеток культуры LLC в биоматериале после воздействия наносекундными импульсами. Однако изменение частоты повторения импульсов, по всей видимости, не оказывает влияния на ингибирование пролиферации опухолевых клеток. Полученные результаты требуют дальнейших исследований с учётом обнаруженных эффектов для формирования общей картины, в том числе с использованием другой конструкции воздействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Vadalà et al. //Cancer medicine. 2016. V. 5. No 11. PP. 3128-3139.
2. K.H. Schoenbach. // Bioelectromagnetics. 2018. V.39. No 4. PP. 257-276.
3. M.A. Alshahat et al. // Appl. Sci. 2023. V. 13. No 18. P. 10029.
4. A. Kiełbik et al. //Scientific Reports. 2021. V. 11. No 1. P. 15835.
5. A. Nanajian et al. //Vaccines. 2024. V. 12. No 6. P. 633.
6. Wu S. et al. //Cancer letters. 2014. V. 343. No 2. PP. 268-274.
7. Novickij V. et al. //Molecules. 2020. V. 25. No 20. PP. 4601.
8. В.А. Вдовин и др. // РЭ. 2023. Т. 68. № 9. С. 910-916.
9. В.А. Вдовин и др. // Журнал радиоэлектроники. 2024. Т. 9.

Анализ изменения плотности черепа после лекарственной терапии в контексте повышения эффективности транскраниального ультразвукового воздействия

Г.М. Сахарова[1], А.А. Крохмаль[2], Р.М. Галимова[1,3], А.Н. Хатмуллина[1], Д.И. Набиуллина[1], И.В. Бузаев[1,3], Д.Ш. Авзалетдинова[3], Д.Д. Чупова[2], В.А. Хохлова[2].

[1]*«Международный медицинский центр им. В.С. Бузаева», г. Уфа*
[2]*Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, г. Москва*
[3]*«Башкирский государственный медицинский университет» Минздрава России, г. Уфа*

krokhmalaa@my.msu.ru

В настоящее время метод тепловой абляции с помощью фокусированного ультразвука (ФУЗ) под контролем МРТ считается одним из самых перспективных способов лечения эссенциального тремора, симптомов болезни Паркинсона и дистонии [1, 2]. Его ключевые преимущества включают бесконтактное воздействие на глубокие структуры мозга, сниженные послеоперационные риски по сравнению с глубокой стимуляцией мозга, обратимость воздействия на начальных этапах процедуры, а также безболезненность и отсутствие необходимости в анестезии во время облучения ультразвуком (соникации). Этот метод особенно востребован у пациентов, устойчивых к медикаментозной терапии.

Важным критерием отбора пациентов для ФУЗ-операции является достаточная ультразвуковая проницаемость костей черепа. Костная ткань служит барьером для ультразвука, отражая, рассеивая и поглощая его энергию, что может препятствовать нагреву целевой зоны до необходимой температуры (как правило, тепловая абляция тканей мозга происходит при температуре 58 °C при облучении около секунды). Увеличение мощности излучения способно привести к перегреву поверхностных тканей черепа, что является серьезным противопоказанием к продолжению операции. Поэтому в качестве критерия отбора пациентов была предложена метрика SDR (skull density ratio) – усредненное отношение минимальной и максимальной плотности кости черепа вдоль лучей от излучателя к фокусной точке [3]. Этот показатель рассчитывается по данным компьютерной томографии (КТ), поскольку установлена линейная зависимость между единицами Хаунсфилда (HU) и физической плотностью костной ткани [4]. Считается, что процедура эффективна для пациентов с SDR ≥ 0.35.

Однако в последнее время появляется все больше свидетельств того, что данная метрика не является универсальной: встречаются как случаи удачных операций с более низким SDR, так и неудач с более высокими значениями данного показателя [5]. Неуспех операции может быть связан с двумя факторами: либо при максимальной мощности излучения температура в целевой точке так и не поднялась до необходимого значения, либо в процессе облучения пациент начинает испытывать сильные болевые ощущения ввиду перегрева черепа. Оба эффекта могут быть вызваны высокой контрастностью плотности черепа и неоднородностью его формы. В то время как изменить форму черепа невозможно, было показано, что прием бисфосфонатов позволяет увеличивать массу костной ткани за счет уплотнения ее пористой части [6]. В ряде случаев было показано увеличение SDR у пациентов, принимавших бисфосфонаты в течение 3 месяцев.

В нашей работе было рассмотрено 5 клинических случаев пациентов, у которых была проведена неудачно первая попытка тепловой абляции с помощью фокусированного ультразвука на аппарате ExAblate Neuro 4000 (InSightec, Израиль). У 4 из 5 пациентов показатель SDR был выше порогового значения (SDR от 0.32 до 0.42, в

среднем 0.378±0.037), у трех пациентов не удалось достичь целевого показателя температуры в фокусе для абляции тканей, у двух пациентов операция прервалась из-за сильных болей в процессе облучения. Все рассматриваемые пациенты были направлены на лечение к эндокринологу для получения комплексной терапии, направленной на укрепление костной ткани черепа. В течение 6–12 месяцев пациенты принимали алендроновую кислоту, витамин D и препараты кальция. После окончания терапии пациенты прошли повторную процедуру тепловой абляции с помощью ФУЗ под контролем МРТ, которая во всех случаях была проведена успешно. При этом показатель SDR увеличился у 4 пациентов из 5 (в среднем стал 0.424±0.045), а уменьшение показателя SDR в одном из случаев с 0.39 до 0.37 не стало препятствием для достижения целевых показателей операции при повторном облучении.

В ходе операции каждый пациент подвергался нескольким соникациям (от 3 до 11). Во время каждой соникации могли быть выбраны различные уровни мощности излучателя, продолжительность воздействия и целевые точки. Нами были проанализированы максимальные температуры нагрева, усредненные по всем соникациям всех пациентов до и после лекарственной терапии (N = 38 и N = 34 соответственно). Кроме того, мы изучили максимальные температуры, зарегистрированные для каждого пациента на протяжении всей процедуры (N = 5). Оказалось, что средняя максимальная фокальная температура по всем соникациям до лечения составила 53.6 ± 4.0 °C, тогда как после лечения она увеличилась до 55.7 ± 4.1°C. Статистическая значимость изменения была подтверждена критерием Уилкоксона, который показал значение p = 0.018. Анализ изменения максимальной температуры для каждого пациента на протяжении всей операции показал, что в среднем максимальная температура увеличилась с 57.0 ± 2.4° C до 60.2 ± 1.8° C, что также было статистически значимым (p = 0.031) и оказалось достаточным для того, чтобы обеспечить успех повторной операции.

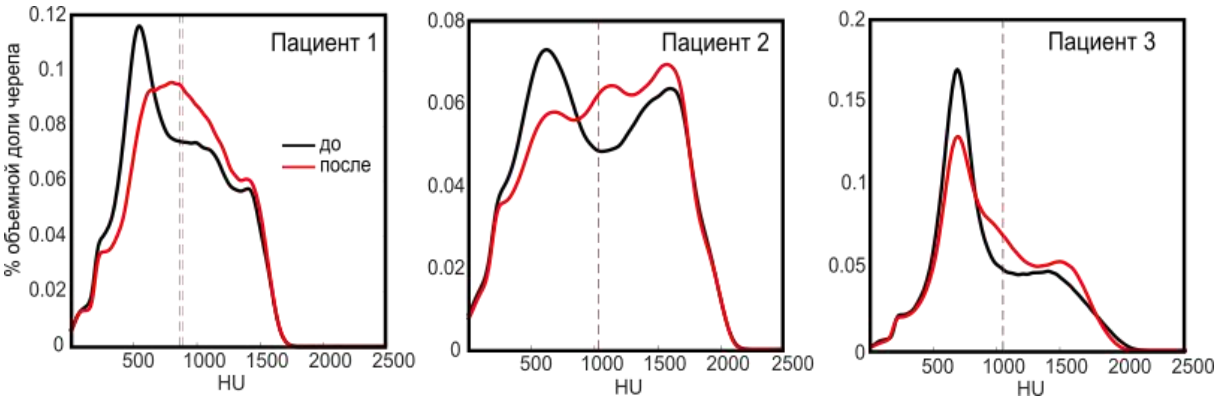


Рис. 1. Гистограммы рентгеновской плотности черепа до и после медикаментозного курса терапии.

Также были проанализированы изменения, произошедшие в структуре черепа после лекарственной терапии. У каждого пациента были сделаны КТ-изображения до и после терапии. Была проведена трехмерная регистрация снимков, то есть точное наложение снимков друг на друга таким образом, чтобы совпадала форма черепа. Нижняя часть головы, которая не подвергается воздействию ультразвука во время соникации, была удалена из файлов. Изображения были центрированы, пустые поля обрезаны для минимизации размера массива, а изображения интерполированы на эквидистантную сетку с шагом 0.5 мм с использованием метода ближайшего соседа. Этот метод был выбран для сохранения значений HU в вокселях при вращении и перемещении КТ изображения во время регистрации, что обеспечивает более точную оценку общих изменений плотности костей черепа. Затем был выполнен двухэтапный

процесс автоматической регистрации изображений. После точного совмещения двух КТ-изображений была создана маска костей черепа с использованием порогового значения 200 единиц Хаунсфилда (HU). Численный анализ проводился только в пределах области, определенной маской.

Для оценки интегральных изменений плотности костей были построены гистограммы (рис. 1), отражающие объемную долю вокселей в зависимости от HU, для черепов до и после терапии. Во всех случаях наблюдается уменьшение количества вокселей, соответствующих более низким значениям HU, в то время как доля вокселей с более высокой рентгеновской плотностью увеличивается. В разной степени наблюдается сдвиг в сторону более высоких значений HU в первом пике, который находится в диапазоне 500–1000 HU. Этот пик соответствует трабекулярной костной ткани, а его сдвиг свидетельствует об уплотнении пористой структуры. Второй пик, соответствующий примерно 1500 HU и представляющий собой кортикальную кость, остается неизменным во всех случаях. Однако в четырех из пяти случаев амплитуда пика выше, что можно интерпретировать как увеличение количества вокселей с такой плотностью, указывающее на утолщение кортикального слоя.

Кроме того, во всех случаях переход между первым и вторым пиками становится более плавным, что свидетельствует об увеличении количества вокселей с промежуточными значениями порядка 1000 HU. Это указывает на более постепенный переход плотности внутри кости черепа, что, вероятно, приводит к уменьшению отражений акустических волн внутри черепа. В целом, среднее значение HU для всего объема кости увеличивается во всех случаях, варьируясь от 2.5 % до 6.2 %.

Анализ КТ изображений позволяет не только количественно оценить успех терапии по уплотнению костной ткани, но и увидеть локальные изменения плотности черепа, замещение дефектов и зарастание пустот костной массой. Визуальный анализ изменений также является удобным инструментом для медицинской команды, которая принимает решение о повторной операции после лечения, так как показатель SDR и его изменение не всегда отражает действительную ультразвуковую проницаемость костной ткани.

Таким образом, в работе показана возможность повышения эффективности ФУЗ-абляции за счет уплотнения костей черепа с помощью терапии алендроновой кислотой в комбинации с витамином Д и препаратов кальция. Даже при формальном несоответствии критерию SDR повторная операция может быть успешной после курса лечения. Статистически значимое увеличение температуры, рост SDR и успех во всех пяти случаях подтверждают эффективность подхода. Анализ трехмерных КТ изображений предоставляет количественные и визуальные данные для интегральной оценки изменений плотности кости и принятия клинических решений.

Исследование выполнено в рамках темы госзадания и при поддержке стипендии фонда «Базис» №22-2-10-6-1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.М. Галимова и др. //Бюллетень Национального общества по изучению болезни Паркинсона и расстройств движений. – 2020. – №. 1. – С. 9-15.
2. Р.М. Галимова и др. //Анналы клинической и экспериментальной неврологии. – 2022. – Т. 16. – N. 2. – С. 5-14.
3. A. Boutet et al. //Journal of Neurosurgery. 2019. V. 132. No. 6. P. 1785-1791.
4. U. Schneider, E. Pedroni, A. Lomax //Physics in Medicine & Biology. 1996. V. 41. No. 1. P. 111.
5. S. Hino et al. //Journal of Neurosurgery. 2024. V. 1. №. aop. P. 1-9.
6. K. Yamamoto et al. //ARCHIVOS DE MEDICINA. 2019. V. 10. No. 2. P. 293.

Определение положения наиболее информативных каналов в спектрах отражения растений коротковолнового инфракрасного диапазона для дистанционного мониторинга их показателей

Г.В. Нестеров[1], А.А. Золотухина[1], А.В. Гурылева[1], С.С. Ладан[1,2]
[1]*Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, г. Москва*
[2]*Всероссийский научно-исследовательский институт Агрохимии им. Д.Н. Прянишникова, г. Москва*
NesterovGeorgiyV@yandex.ru

Дистанционные методы мониторинга состояния растительности востребованы в системах точного земледелия, экологического контроля и оценки продуктивности сельскохозяйственных культур. Основным инструментом при этом является анализ отражательной способности растений в различных спектральных диапазонах, позволяющий судить об их физиологическом состоянии, уровне стресса, водообеспеченности и биохимических характеристиках. Современные агротехнические комплексы для картирования сельскохозяйственных угодий используют мультиспектральные камеры, способные регистрировать несколько спектральных изображений одновременно. Ограниченное количество спектральных каналов в таких камерах стимулирует разработку и внедрение спектральных индексов, которые представляют собой математические комбинации коэффициентов отражения в различных спектральных диапазонах. Эти индексы позволяют проводить анализ состояния растительного покрова, включая физиологические параметры, содержание химических соединений и выявление стрессовых состояний. На сегодняшний день разработано свыше 100 спектральных индексов, каждый из которых предназначен для оценки определённых характеристик растений [1,2].

Наиболее распространенные спектральные индексы формировались на основе данных, полученных в видимой (400–700 нм) и ближнем инфракрасной (700–900 нм) областях спектра. Индексы, основанные на коэффициентах отражения в красной и ближней инфракрасной областях спектра, такие как NDVI, являются самыми распространёнными благодаря высокой чувствительности к изменениям в стадиях вегетации и содержанию хлорофилла [3]. NDVI, GNDVI и другие индексы используются в задачах классификации растительности, выявления деградации посевов и прогнозирования урожайности [4]. С расширением спектрального диапазона чувствительности коммерчески доступных матричных приёмников излучения до 400-1700 нм всё более актуальным становится определение оптимального положения наиболее информативных каналов в спектрах отражения растений в этом диапазоне для дистанционного определения их показателей.

Мониторинг водных показателей растений, таких как водный стресс, толщина водного слоя и уровень влажности, является одной из целевых задач мониторинга растений в ближнем инфракрасном диапазоне благодаря наличию выраженных линий поглощения воды [5,6]. Ближний инфракрасный диапазон позволяет оценивать содержание макроэлементов, таких как азот [5], фосфор и калий [7]. Азот является основным элементом необходимым для роста растений, а его дефицит отражается на общем физиологическом состоянии [8]. Калий отвечает за водный баланс растений, и его определение способствует эффективному управлению орошением агроценозов [9]. Фосфор отвечает за поддержание высокого уровня фотосинтетической активности [10]. Анализ содержания этих элементов позволяет прогнозировать рост растений и корректировать внесение удобрений, снижая их избыточное применение. Лигнин, важный компонент клеточных стенок растений, оказывает влияние на их механическую прочность и устойчивость к внешним факторам [11]. Он служит индикатором состояния

деревьев, кустарников и других многолетних растений при исследованиях устойчивости к воздействию вредителей и болезней.

Спектральные индексы, использующие коэффициенты отражения в ближнем инфракрасном диапазоне, позволяют оценивать содержание воды, азота, фосфора, калия, лигнина и других параметров. Индексы, такие как WBI, NDWI и MSI, чувствительны к изменениям отражательной способности и применяются для выявления ранних стадий водного стресса, что может использоваться при планировании полива и оценке состояния агроценозов [12–14]. Азот определяется с помощью индексов, таких как NDNI, что позволяет проводить оперативный мониторинг азотного питания и оптимизировать внесение удобрений [15]. Фосфор и калий не имеют выраженных линий поглощения, однако их содержание оценивается косвенно по структурным и пигментным изменениям тканей. Наиболее чувствительными считаются длины волн 1385, 1645, 1705 и 1715 нм [16,17]. Для анализа содержания лигнина используется индекс NDLI, который отражает относительную концентрацию этого соединения в тканях [15]. Наиболее информативные спектральные диапазоны, позволяющие реализовать эффективную оценку параметров растений, отображены на рисунке 1.

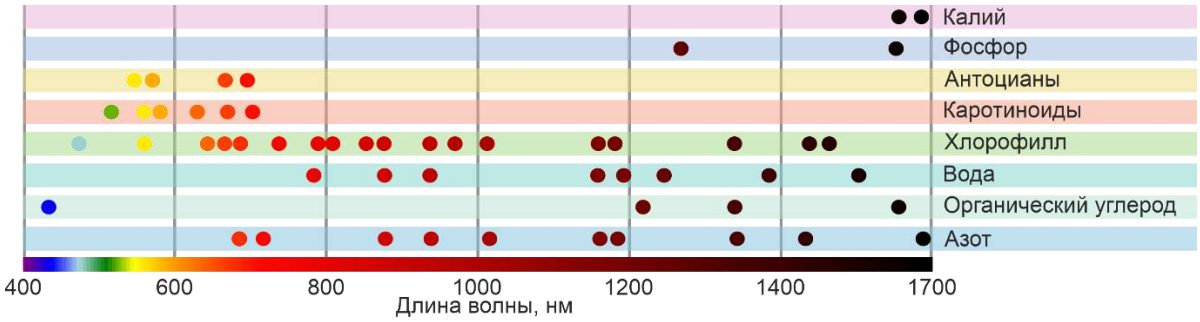


Рис. 1. Информативные спектральные диапазоны, необходимые для расчета индексов

Спектральные индексы в ближнем инфракрасном диапазоне позволяют не только отслеживать водный и химический статус растений, но и обеспечивают извлечение информации о состоянии растений для точного земледелия и устойчивого управления агроценозом. Новым направлением исследований являются индексы, основанные на комбинации длин волн из видимой и ближней инфракрасной областей. Такие пары каналов позволяют создавать информативные показатели, которые одновременно учитывают и пигментный состав, и физиологические характеристики растений. Переход от общепринятых индексов, основанных исключительно на видимом и ближнем инфракрасном диапазонах до 900 нм, к более широкому диапазону, охватывающему до 1700 нм, является перспективным направлением развития дистанционного зондирования в сельском хозяйстве. Это не только требует новых способов проектирования мультиспектральных камер, алгоритмов калибровки и интерпретации данных, но и позволяет проводить более точный и информативный мониторинг состояния агроэкосистем. В рамках настоящего исследования было выявлено оптимальное расположение спектральных каналов, обладающих наибольшей информативностью для оценки параметров растений в задачах дистанционного мониторинга, что обеспечивает научную и методическую основу для целенаправленного выбора длин волн в коротковолновом инфракрасном диапазоне.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-16-00121.

ЛИТЕРАТУРА

1. Xue J., Su B. // J Sens. 2017. Vol. 2017. P. 1–17.
2. Montero D. et al. // Sci Data. 2023. Vol. 10, № 1. P. 197.
3. Zolotukhina A. et al. // Remote Sens (Basel). 2024. Vol. 16, № 6. P. 1073.
4. Sarkar S. et al. // Sensors. 2025. Vol. 25, № 2. P. 543.
5. Herrmann I. et al. // Int J Remote Sens. 2010. Vol. 31, № 19. P. 5127–5143.
6. He L. et al. // Precis Agric. 2023. Vol. 24, № 3. P. 986–1013.
7. Wang Y.-J. et al. // Infrared Phys Technol. 2020. Vol. 108. P. 103365.
8. Zhang Y. et al. // International Journal of Agricultural and Biological Engineering. 2022. Vol. 15, № 2. P. 127–134.
9. Johnson R. et al. // Plant Physiology and Biochemistry. 2022. Vol. 172. P. 56–69.
10. Malhotra H. et al. // Plant Nutrients and Abiotic Stress Tolerance. Singapore: Springer Singapore, 2018. P. 171–190.
11. Liu S. et al. // Breed Sci. 2018. Vol. 68, № 5. P. 508–515.
12. PEÑUELAS J. et al. // Int J Remote Sens. 1993. Vol. 14, № 10. P. 1887–1905.
13. Serrano L. // Remote Sens Environ. 2000. Vol. 74, № 3. P. 570–581.
14. HUNTJR E., ROCK B. // Remote Sens Environ. 1989. Vol. 30, № 1. P. 43–54.
15. Serrano L., Peñuelas J., Ustin S.L. // Remote Sens Environ. 2002. Vol. 81, № 2–3. P. 355–364.
16. Lu J. et al. // Precis Agric. 2020. Vol. 21, № 2. P. 324–348.
17. Pimstein A. et al. // Field Crops Res. 2011. Vol. 121, № 1. P. 125–135.

Пилотный эксперимент по механическому разрушению ткани лейомиосаркомы *ex vivo* методом гистотрипсии с кипением

Л.А. Папикян[1], Е.М. Пономарчук[1], С.А. Цысарь[1], А.В. Квашенникова[1], П.А. Пестова[1], А.В. Кадрев[2,3], Н.В. Данилова[2], П.Г. Мальков[2], А.Л. Черняев[4], С.В. Буравков[5], В.А. Хохлова[1]

[1]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет*
[2]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, медицинский научнообразовательный центр*
[3]*ГБОУ ДПО Российская медицинская академия непрерывного медицинского образования Минздрава России*
[4]*Федеральное государственное бюджетное учреждение «Научно-исследовательский институт пульмонологии» Федерального медико-биологического агентства России*
[5]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, факультет фундаментальной медицины*
papikian.la21@physics.msu.ru

Во многих областях клинической медицины предпочтительными считаются неинвазивные методы лечения, поскольку они обладают рядом преимуществ по сравнению с хирургическим вмешательством, например, более быстрое время восстановления, минимизация риска попадания инфекции в здоровые ткани и меньшее количество послеоперационных осложнений. Высокоинтенсивный фокусированный ультразвук (HIFU, от англ. аббревиатуры High Intensity Focused Ultrasound) является одним из таких неинвазивных методов, применяемых, к примеру, для теплового разрушения опухолей [1]. Технология HIFU основана на возможности фокусировки ультразвуковых (УЗ) волн извне тела пациента через согласующую среду в предполагаемую область разрушения, где УЗ энергия переходит в тепловую, и биологическая ткань нагревается до температуры теплового некроза, а область между излучателем и целевой зоной при этом остается интактной. Однако тепловое HIFU-воздействие влечет опасность перегрева тканей, близлежащих к фокусу, за счет диффузии тепла, а также требует дорогостоящего МРТ-контроля температуры.

В последнее время активно развивается новый подход в применении HIFU, который использует ультразвук еще более высокой интенсивности, что приводит к нетепловому (т.е. механическому) разрушению тканей (*гистотрипсия*) [2,3]. Увеличение пиковой интенсивности приводит к сильному проявлению нелинейных эффектов, что влечет за собой искажение волнового фронта и образование ударных волн в фокусе УЗ пучка. Акустическая энергия ударных волн поглощается биотканью в фокусе пропорционально кубу амплитуды разрыва, т.е. гораздо эффективнее, чем в квазилинейном случае, где мощность тепловыделения пропорциональна квадрату амплитуды акустического давления. Это дает возможность нагревать ткань в фокусе пучка до температур кипения за миллисекунды и в дальнейшем вызывать ее атомизацию на образующихся паро-газовых полостях в ткани, получая локализованные механические разрушения ткани до состояния жидкости. Этот механизм лежит в основе одного из видов гистотрипсии – гистотрипсии с кипением (ГК), в которой используется импульсно-периодический режим воздействия с длительностью импульсов 1–30 мс и коэффициентом заполнения 1–2% [2,3]. Такой режим воздействия позволяет избежать перегрева тканей вокруг фокуса, так как за короткие УЗ импульсы тепло не успевает распространиться за пределы фокальной области на окружающие ткани, что приводит к улучшению локализации разрушения. При этом жидкое содержимое разрушения после гистотрипсии быстрее выводится из организма, чем термически коагулированная ткань после теплового HIFU-воздействия. Кроме того, образующиеся паро-газовые полости и кавитационные пузырьки благодаря их гиперэхогенности позволяют контролировать процесс ГК в реальном времени при помощи доступных УЗИ-установок.

В настоящее время метод ГК развивается для различных клинических приложений, в том числе для неинвазивного разрушения опухолей в различных органах. Одним из распространенных типов злокачественных опухолей является лейомиосаркома, которая развивается преимущественно из гладкой мускулатуры и характерна высокой склонностью к развитию метастазов [4,5]. Однако на сегодняшний день еще не было проведено исследований в области применения метода ГК для разрушения лейомиосаркомы. В связи с этим, целью данной работы являлась первая экспериментальная демонстрация возможности создания объемных механических разрушений в ткани лейомиосаркомы человека *ex vivo* методом ГК.

Исследование было проведено в трех аутопсийных образцах лейомиосаркомы от пациентки 58 лет с прижизненно диагностированной лейомиосаркомой матки. Два образца были взяты из опухоли почки, третий – из забрюшинного пространства рядом с аортой. Методом эластографии сдвиговой волной на системе Aplio i800 (Canon) были измерены модули Юнга образцов опухоли, которые составили в среднем 8.2±4.3 кПа. Перед началом воздействия для удаления препятствующих облучению и УЗИ-контролю пузырей в исследуемых тканях производился процесс дегазации: чередование 3 циклов вакуумирования по 30 минут и 2 циклов компрессии по 15 минут. После этого образцы были заключены в 1.5% агарозный гель и помещены в бассейн с дегазированной водой при температуре 33ºC и другими частями установки (рис. 1а). Для УЗИ-контроля в реальном времени использовался датчик L7-4 (ATL, Philips), управляемый системой Verasonics V1. Для создания УЗ поля в эксперименте использовался 12-элементный секторный пьезоэлектрический излучатель с частотой 1.5 МГц, номинальным фокусным расстоянием 60 мм, апертурой 80 мм и диаметром центрального отверстия 20 мм при подаваемом напряжении 240 В [6]. Объемное разрушение создавалось путем воздействия на узлы трехмерной сетки из 5x5 фокусов с шагом 1 мм в 2–3 слоя перпендикулярно оси излучателя, двигаясь в направлении к излучателю. Воздействие в двух образцах проводилось импульсами длительностью 2 мс с 80 импульсами на каждый фокус (имп/фокус), а в третьем образце – 1-мс импульсами с количеством 150 имп/фокус.

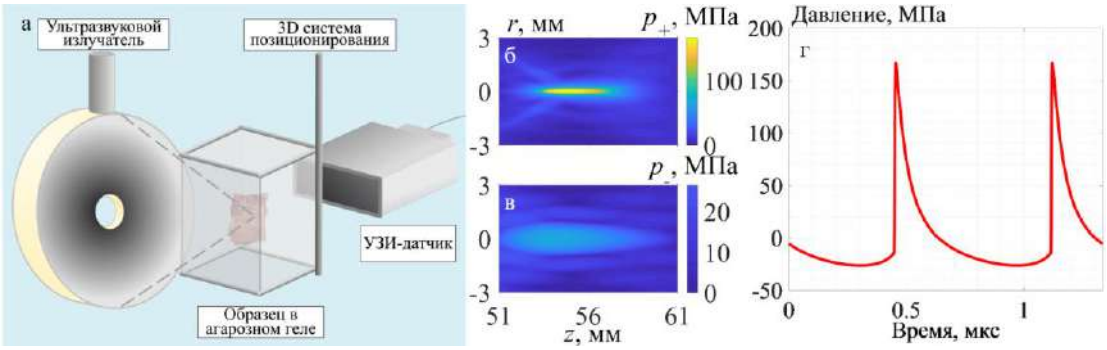


Рис. 1. а) Схема экспериментальной установки. б), в) Пространственное распределение пиковых положительного и отрицательного давлений в фокальной области на средней глубине фокуса в опухоли. г) Два периода профиля волны в точке максимального положительного давления в ткани опухоли.

Акустическое поле, создаваемое в образцах опухоли, оценивалось путем численных расчетов с помощью программного комплекса HIFU-beam в плоскослоистой среде «вода–опухоль» при средней глубине расположения фокуса в ткани, равной 8 мм [7]. Для расчетов использовалось следующее значение для скорости звука в лейомиосаркоме, c_0 = 1657.07 м/с [8]. Остальные параметры были взяты для мышечной ткани, так как рассматриваемый вид саркомы происходит из гладкой мускулатуры: плотность ρ = 1090 кг/м^3, коэффициент нелинейности β = 4.585, коэффициент поглощения на частоте 1 МГц α = 7.1088 Нп/м, коэффициент диффузии δ = 4.33 мм^2/с, [9]. В качестве источника ультразвука использовалась модель эквивалентного

излучателя с параметрами, определенными в работе [6]. Результаты численного моделирования представлены на рис. 1б–г: пиковые положительное и отрицательное давления в фокусе составили 167 и -26 МПа, соответственно, а амплитуда ударного фронта A_s = 179 МПа. Полученные параметры акустического поля использовались для оценки времени вскипания ткани из нелинейного уравнения теплопроводности без учета диффузии [2]: $t_b = \Delta T c_v 6\rho^2 c^4/\beta f_0 A_s^3$, где ΔT = 67°C – разность между температурой кипения и температурой ткани в эксперименте, c_v = 3.73 МДж/(м^3·К) – теплоемкость единицы объема ткани. Оцененное таким образом время вскипания ткани в фокусе составило 0.34 мс, что подтверждает инициацию кипения в течение каждого импульса.

В ходе ГК-воздействия на образцы лейомиосаркомы при УЗИ наблюдались яркие гиперэхогенные области (рис. 2б), указывающие на кипение ткани в фокусе, а после облучения наблюдалась гипоэхогенная область (рис. 2в), свидетельствующая о формировании объемного жидкого разрушения. Для более детального исследования разрушений образцы опухоли были извлечены из агарозного геля, после чего на их поверхности гистологическими чернилами отмечалась ориентация плоскости УЗИ-визуализации, и затем образцы подготавливались к гистологическому анализу с окраской гематоксилином и эозином. Детальный анализ гистологических препаратов подтвердил успешное формирование объемных разрушений (рис. 2г) с четкими границами между разрушенной и интактной тканью (рис. 2д), а также гомогенность их содержимого и отсутствие опухолевых клеток внутри зоны разрушения (рис. 2е).

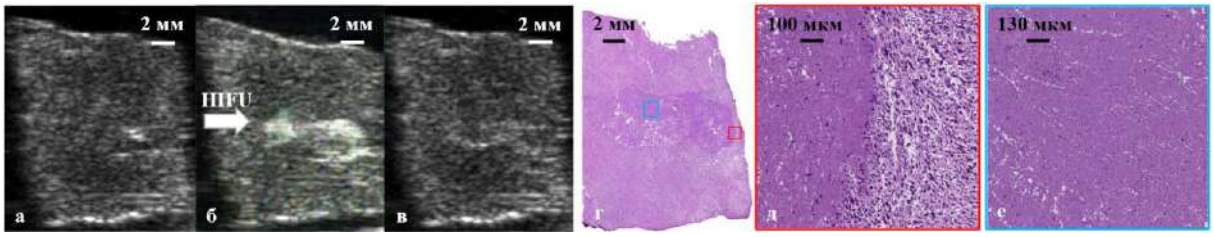


Рис. 2. а–в) УЗИ-снимок образца лейомиосаркомы до облучения (а), во время (б) и спустя 10 минут (в). г–е) Гистологические изображения образца лейомиосаркомы после ГК-воздействия: обзорный снимок (а), увеличенные области на границе (д) и внутри разрушения (е).

Таким образом, в данной работе впервые была продемонстрирована возможность создания объемных механических разрушений в ткани лейомиосаркомы человека ex vivo методом ГК под УЗИ-контролем.

Работа выполнена в рамках НОШ МГУ «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина» №24-Ш06-12.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Р. Гаврилов “Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине” М.: Фазис, 2013.
2. M.S. Canney et al. // Ultrasound. Med. Biol. 2010. V. 36. No 2. P. 250–267.
3. R.P. Williams et al. // Int J Hyperthermia. 2023. V. 40. No 1. P. 2233720.
4. C. Serrano et al. // Hematol Oncol Clin North Am. 2013. V. 27. No. 5. P. 957-974
5. S. George et al. // J Clin Oncol. 2018. V. 36. No. 2. P. 144-150
6. P.B. Rosnitskiy et al. // Ultrasonics. 2023. V. 133. P. 107029.
7. P.V. Yuldashev et al. // IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control. 2021. V. 68. No 9. P. 2837–2852.
8. K. Miura et al. // BJAST. 2014. V. 4. No. 1. P. 1-17.
9. P.A. Hasgall et al. // IT’IS database for thermal and electromagnetic parameters of biological tissues. Version 4.1. 2022.

Сравнительный анализ функциональных сетей головного мозга детей при различной когнитивной нагрузке

О.В. Пилюгин, А.А. Бадарин
Балтийский федеральный университет им. И. Канта
ovplgn@gmail.com

Функциональная сеть головного мозга – это совокупность областей мозга, демонстрирующих схожую нейронную активность как анатомически удаленных друг от друга, так и близрасположенных структур при определенной нагрузке. Такие сети также могут как подавлять активность друг друга, так синхронизироваться в зависимости от выполняемых функций. В рамках данной работы были проанализированные данные биоэлектрической активности мозга детей при когнитивной нагрузке различного типа для построения функциональных сетей мозга – такой подход к анализу нейрофизиологических данных является актуальным направлением коннектомики – области нейронауки, изучающей картографирование и анализ архитектуры нейрональных связей [1]. Изучение особенностей функциональных сетей мозга человека при когнитивной нагрузке, ассоциированной с процессами обучения, в совокупности с анализом поведенческих данных несёт в себе потенциальную возможность улучшения эффективности образовательных методик, и в рамках таких исследований особенный интерес представляет изучение активно развивающегося мозга детей.

В ходе эксперимента производилась запись электроэнцефалограммы (ЭЭГ) с использованием 64 электродов по схеме «10-10», монополярно. В исследовании приняли участие 94 нейротипичных добровольца-учащихся Лицея №23 г. Калининграда в возрасте от 8-ми до 14-ти лет (53 мальчика и 41 девочка, средний возраст составил 11,5 ± 1,98 лет). Эксперимент был одобрен Этическим комитетом Балтийского федерального университета имени Иммануила Канта (Протокол заседания комиссии №32 от 07.04.2022).

Представленные в рамках экспериментальной парадигмы задания были направлены на когнитивные функции [2], главным образом ассоциированные с процессами обучения и представлены в четырёх типах (схемы заданий указаны на рис. 1.):

1. «Визуальный поиск» – задание на поиск элементов в матрице чисел. Испытуемому демонстрируется число, которое затем нужно найти в матрице чисел. Сложность варьировалась размера матрицы.
2. «Ментальная арифметика» – задание на вычислительные способности испытуемых. Цель испытуемого – оценить истинность показанного выражения, и нажать кнопку «да» или «нет» соответственно. Сложность варьировалась от величины вычитаемого.
3. «Рабочая память» – задание, направленное на запоминание набора элементов. Испытуемому нужно было ответить, было ли представленное число в показанном ранее наборе элементов (чисел и символов «*»). Сложность варьировалась в зависимости от количества чисел.
4. «Комбинирование функций» – задание на оценку способности сочетать познавательные способности. Испытуемому предлагалось запомнить два числа, затем в матрице чисел найти в матрице чисел первое и вычесть из него второе, после чего продолжать находить разность и вновь вычитать второе число до окончания задания. Сложность варьировалась в зависимости от величины вычитаемого.

Весь эксперимент включал в себя три блока заданий, разделенных перерывами. Каждый из блоков начинался с записи фоновой активности в течение одной минуты и

включал в себя все четыре типа заданий с различными уровнями сложностей в случайном порядке.

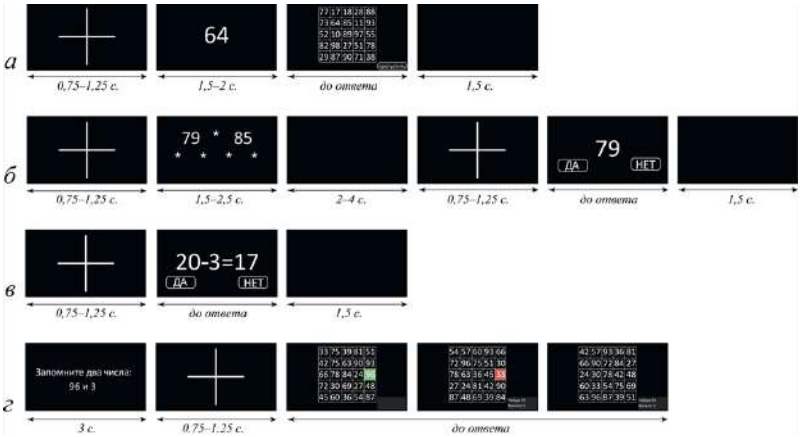


Рис. 1. Схемы заданий: а – «Визуальный поиск», б – «Рабочая память», в – «Ментальная арифметика», г – «Комбинирование функций».

На этапе предобработки при проведении сегментации для каждой эпохи был взят период решения задачи с момента показа задания. Далее из записи фоновой активности, предшествующей выполнению заданий, был взят равный по длительности первой эпохи случайный отрезок записи. Таким образом, для каждого цикла выполнения задания были получены две равные по длительности эпохи: 1 – фрагмент ЭЭГ при решении задачи, 2 – фрагмент ЭЭГ при в состоянии покоя. Такой подход к сегментации осуществлён для того, при реконструкции функциональных сетей мозга чтобы была возможность сравнить активность мозга при когнитивной в состоянии покоя и при когнитивной нагрузке.

Нейрональная связность была рассчитана путем вычисления мнимой части когерентности. Данный метод игнорирует синхронии, вызванные синфазными (с нулевой фазовой задержкой) колебаниями и учитывает только нейронные взаимодействия с некоторой задержкой по фазе, поэтому такая мера отражает более достоверные взаимодействия нейронных структур в сравнении с традиционным когерентным анализом[3]. Исследовалась активность мозга при в основных частотных диапазонах электрической активности мозга: θ (тета, 2.5-7.5 Гц), α (альфа, 7.5-13.5 Гц) и β (бета, 13.5-20.5 Гц). Усреднённая метрика была рассчитана для частотных диапазонов интереса, для каждого типа здания, для каждого состояния субъекта по отдельно (период отдыха – период решения задачи).

В результате были получены сети связности, которые с использованием статистического метода NBS [4] для выявления функциональных сетей, ассоциированных с выполнением конкретного задания для соответствующего частотного диапазона. Далее для каждой сети были рассчитаны основные сетевые метрики, такие как средняя степень узла, коэффицент кластеризации и средняя центральность сети.

Так, различия средних значений коэффициента кластеризации – одной из основных сегрегативных метрик сети – в зависимости от типа задания и частотного диапазона представлены на рис. 2. (ANOVA для фактора «Диапазон»: $p < 0.001$, *MS* (Mean Square – «средний квадрат») = 0.261. ANOVA для фактора «Задание»: $p < 0.001$, *MS* = 0.07. Поправка на множественные сравнения гипотез $p_{Holm} < 0.001$ между в обоих тестах попарно между всеми указанными признаками).

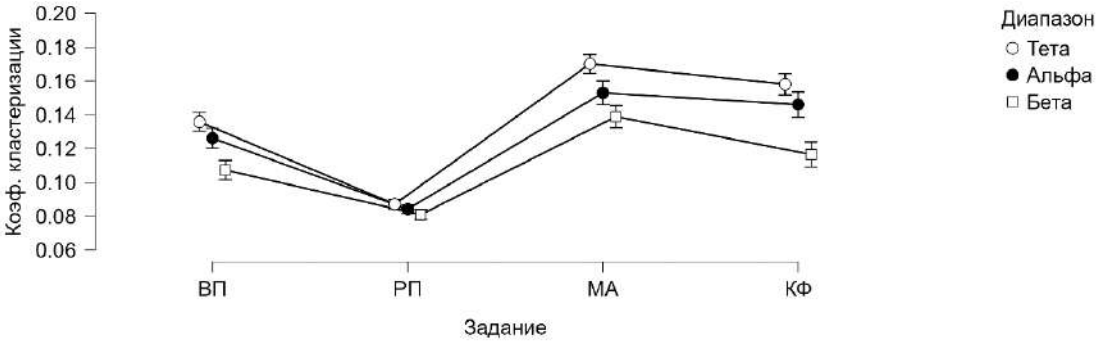


Рис. 1. Схемы заданий: а – «Визуальный поиск», б – «Рабочая память», в – «Ментальная арифметика», г – «Комбинирование функций».

В рамках представленного результата можно отметить повышение кластеризации сети, то есть тенденцию сети к большей локализации в пределах определенной группы узлов при решении типов задач на вычислительную и комбинированную нагрузку в широком диапазоне частот – такие данные могут быть полезны в рамках изучения коннектома человека и его возрастных особенностей при когнитивной нагрузке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедева Н. Н. и др. «Коннектомика: нейрофизиология, достижения и перспективы» //Успехи физиологических наук. – 2015. – Т. 46. – №. 3. – С. 17-45.

2. Grubov V. V. et al. Open-loop neuroadaptive system for enhancing student’s cognitive abilities in learning // IEEE Access. – 2024.

3. Nolte G. et al. Identifying true brain interaction from EEG data using the imaginary part of coherency //Clinical neurophysiology. – 2004. – Т. 115. – №. 10. – С. 2292-2307.

4. Zalesky A., Fornito A., Bullmore E. T. Network-based statistic: identifying differences in brain networks //Neuroimage. – 2010. – Т. 53. – №. 4. – С. 1197-1207.

Особенности спектрального анализа фрактальных биоструктур

Ю.В. Рыжикова, С.Б. Рыжиков
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
ryzhikovaju@physics.msu.ru

Фрактальные биоструктуры (биоморфы, дендримеры и другие дендритоподобные биосистемы) широко используются в различных приложениях [1-3]. Общетеоретические аспекты исследований фрактальных биоструктур имеют отношение к важной фундаментальной проблеме фрактальной оптики, направленной на установление закономерностей, определяющих связь между особенностями структуры изучаемых систем и их спектральными и скейлинговыми характеристиками. Ее решение позволит усовершенствовать оптическую диагностику фрактальных биообъектов.

Цель работы состояла в анализе скейлинговых и фрактальных свойств разных биообъектов и их оптических спектров (фурье-образы). Проводится поиск инвариантов (скейлинговые коэффициенты, фрактальная размерность) и их закономерностей при изменении формы исследуемых биообъектов. На рис. 1 приведены некоторые примеры анализируемых структур.

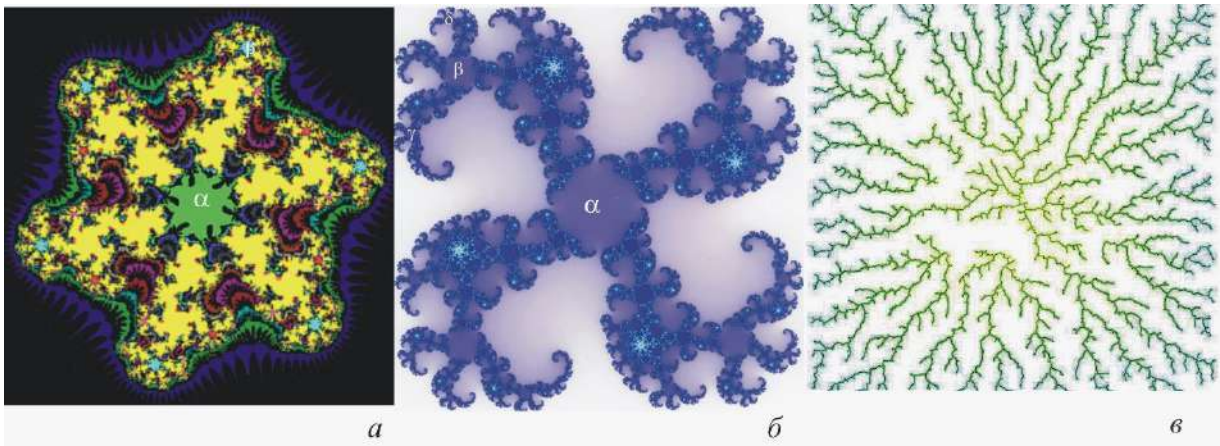


Рис. 1. Примеры анализируемых биоструктур. Структура биоморфа *(а)*, дендритоподобные узоры на комплексной плоскости *(б)*, самоорганизующиеся стохастические дендриты *(в)*. $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ – самоподобные области.

Исследуемые биоструктуры (рис. 1) относятся к четвертой группе разработанной ранее классификации фрактальных объектов [4]. Они характеризуются выраженным структурным самоподобием и не обладают фрактальностью пространственных фурье-спектров. Биоморфы формировались простым алгоритмом многократного возведения в квадрат комплексного числа. При этом возможна ситуация, когда комплексные числа начинают группироваться вокруг некоторой области, внешне похожей на микроорганизм. Так на рис. 1, *а* биоморф характеризуется коэффициентом скейлинга $\varsigma = R_\alpha / R_\beta \approx 5{,}67$, где R_α и R_β радиусы самоподобных областей α и β, соответственно. Коэффициенты скейлинга узора (рис. 1, *б*) определяются соотношениями $\varsigma_1 = R_\alpha / R_\beta \approx 3{,}16$; $\varsigma_2 = R_\beta / R_\gamma \approx 2$ и $\varsigma_3 = R_\gamma / R_\delta \approx 1{,}5$, где R_γ и R_δ радиусы областей γ и δ, соответственно.

Для стохастических самоорганизующихся дендритов (рис. 1, *в*) самоподобие формы образующихся кластеров носит статистический характер. Каждую реализацию

системы дендритных кластеров можно характеризовать набором локальных коэффициентов скейлинга. Число и значения локальных коэффициентов скейлинга различны для каждой реализации. Стохастические дендриты строились по разработанным нами алгоритмам с учетом свойств ассоциации составляющих их частиц в двумерном пространстве и с использованием агрегационных моделей частица-кластер [5]. Результаты моделирования указывают на множественность коэффициентов скейлинга дендритов для широкой области скейлинга.

Особенности фрактальных биоструктур можно учесть на основе анализа их свойств. Для нахождения соответствия между структурой и оптическими характеристиками различных фракталов используется структурный и скейлинговый анализ, Фурье анализ и вейвлет анализ. Для стохастических дендритов этот стандартный набор инструментов дополняется корреляционным анализом [6-8]. Расчет фрактальных характеристик включает в себя оценки фрактальной размерности и области скейлинга.

Расчет распределений амплитуд дифракционных картин биообъектов производился нахождением фурье-образов их структуры (1). Так, поле дифракции в дальней зоне характеризуется амплитудой A_q или A_{q_x,q_y} для одномерных или двумерных структур, соответственно:

$$A_q = \sum_{j=1}^{J} P^o(j)\omega_J^{(j-1)(q-1)} = F(P^o);$$
$$A_{q_x,q_y} = F(F(P^o)^T)^T, \qquad (1)$$

где $\omega_J = \exp\{-2\pi i s / J\}$, q, q_x, q_y – нормированные пространственные частоты, $i = \sqrt{-1}$, J – число элементов, s – масштабирующий множитель, P^o – бинарная функция пропускания фрактального объекта, T – неспрягаемое матричное транспонирование.

Результаты моделирования показали, что в фурье-образах дендритов центральной симметрии, полученных при различных условиях, формируется сходный по форме не фрактальный паттерн. Он состоит из колец разной амплитуды, число и радиусы которых определяются параметрами задачи агрегации (размеры дендрита, размеры составляющих дендрит частиц и др.).

Еще одним примером рассматриваемой группы фракталов является множество Мандельброта [9-10] таких точек C на комплексной плоскости *(x, y),* где $x = \mathrm{Re}\,C$, $y = \mathrm{Im}\,C$. Для заданных C рекуррентное соотношение $z_{n+1} = z_n^2 + C$ при $z_0 = 0$ задает ограниченную последовательность (рис. 2, *а*). На рис. 2 цифрами отмечены характерные самоподобные элементы. Если над множеством Мандельброта провести двумерное фурье-преобразование: $T = fft2(z)$, то самоподобные элементы в пространственном спектре исчезают. Здесь $fft2$ – двумерное фурье-преобразование. Если применить двумерное фурье-преобразование к полученному спектру T еще раз, то самоподобные элементы появляются вновь: $G = \ln fft2(\mathrm{Im}(T))$ (рис. 2, *б*). Аналогичные результаты получаются и для $G = \ln fft2(\mathrm{Re}(T))$. Подобные преобразования могут применяться для синтеза решетчатых структур фазово-растровых масок в фотолитографии [11].

Коэффициенты скейлинга множества Мандельброта и спектра двукратного фурье-преобразования G можно определить согласно [2].

Результаты моделирования показали, что применение двукратного фурье-преобразования к множествам Мандельброта, Жюлиа и к различным структурам биоморфов позволяет выявить новые самоподобные свойства этих фрактальных объектов, которые могут быть потеряны в оптических характеристиках при однократном

фурье-преобразовании. Кроме того, использование двукратного и трехкратного фурье-преобразования к дендритным структурам, сформированным при различных начальных условиях, не позволяет выявить дополнительные самоподобные свойства таких объектов.

Полученные результаты моделирования необходимо учитывать при разработке новых методов оптической диагностики рассматриваемых биообъетов.

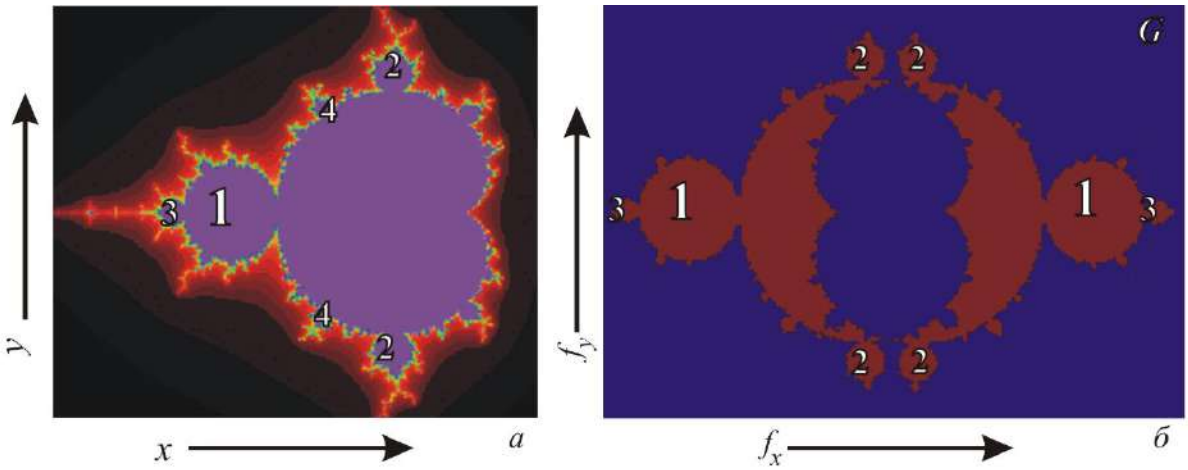


Рис. 2. Фрактал Мандельброта на комплексной плоскости (*а*) и его спектр двукратного фурье-преобразования *G (б)*. Цифрами показаны наиболее крупные самоподобные структурные элементы объекта (*а*) и его спектра *G (б)*. f_x, f_y - пространственные частоты.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А. Каретин “Самоорганизация живых систем. Краткий курс синергетики для биологов”. Владивосток: Мор. гос. ун-т., 2017.

2. Ю.В. Рыжикова, С.Б. Рыжиков // Вестник Моск. Ун-та. Серия 3. Физика, астрон. 2024. №5. С. 2450401.

3. J.A. Canabal, M.A. Otaduy, B. Kim, J. Echevarria // Eurographics. 2020. V. 39. N 2. P. 597.

4. Ю.В. Рыжикова, С.Б. Рыжиков // Вестник Моск. Ун-та. Серия 3. Физика, астрон. 2023. №4. С. 2340406.

5 Д.Д. Ружицкая, С.Б. Рыжиков, Ю.В. Рыжикова // Вестник Моск. Ун-та. Серия 3. Физика, астрон. 2021. №4. С. 3.

6. Ю.В. Рыжикова, С.Б. Рыжиков // Ученые записки физического факультета МГУ. №6. 2023. С. 2351001.

7. J.W. Goodman “Statistical Optics”. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2015.

8. О.М. Вохник, А.М. Зотов, П.В. Короленко, Ю.В. Рыжикова “Моделирование и обработка стохастических сигналов и структур”. Учебное пособие. М.: МГУ, 2013.

9. Б. Мандельброт “Фрактальная геометрия природы”. М.: Институт компьютерных исследований, 2002.

10. А.Н. Боголюбов “Лекции по основам математического моделирования”. Лекция 13. https://www.phys.msu.ru/rus/lectures...

11. Г.В. Белокопытов. Ю.В. Короткова // Вестник Моск. Ун-та. Серия 3. Физика. Астрон. 2007. №3. С. 44.

Анализ тонов сердца для диагностики легочной гипертензии

Рябков М.В.[1], Грамович В.В.[2], Дмитриев К.В.[1]
[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва*
[2]*ФГБУ «НМИЦ кардиологии им. ак. Е.И. Чазова» Минздрава России, отдел легочной гипертензии и заболеваний сердца, Москва*
qbba@ya.ru

Легочная гипертензия (ЛГ) — это синдром, характеризующийся повышенным давлением в легочной артерии (среднее давление в покое превышает 20 мм рт. ст.), который встречается при различных заболеваниях легочных сосудов и сердца. Без необходимого лечения ЛГ приводит к правожелудочковой сердечной недостаточности и летальному исходу. Вместе с тем, раннее выявление этой патологии и своевременный старт терапии существенно улучшают прогноз пациентов, что делает раннюю диагностику критически важной [1]. Традиционные методы инструментальной диагностики ЛГ — и неинвазивные (эхокардиография), и тем более инвазивные (катетеризация легочной артерии) — имеют ограничения по доступности в первичном звене здравоохранения, что не позволяет своевременно выявлять ЛГ. Сложность диагностики этого патофизиологического состояния заключается в том, что его клинические проявления неспецифичны и чаще всего представлены одышкой при физической нагрузке. На протяжении длительного исторического периода выслушивание тонов сердца опытным врачом с помощью вспомогательных инструментов (стетоскопа или фонендоскопа) было ключом к диагнозу ЛГ. Однако, у современных врачей, к сожалению, навыки аускультации сердца утрачиваются из-за крена в сторону инструментальной диагностики болезней сердца. В этой связи существенную помощь в диагностике ЛГ в первичном звене здравоохранения могла бы оказать цифровая фонокардиография (ФКГ) — запись звуков сердца с последующей компьютерной обработкой. Аналоговая ФКГ широко применялась в диагностике болезней сердца в первой половине XX века, однако она, как и аускультация, требовала большого опыта врача для интерпретации результатов исследования. Современная цифровая ФКГ может быть использована для машинного автоматического анализа, что может существенно упростить обследование пациента и сделать его объективным. Неинвазивность, безопасность и дешевизна метода, возможность применения в первичном звене (у постели больного) делают его перспективным средством диагностики ЛГ, а современные вычислительные технологии усиливают этот потенциал. Особый интерес представляет разработка автоматизированных алгоритмов, способных заменить врача в диагностике ЛГ на основе анализа фонокардиограмм. Подобные исследования уже проводились [2,3], а последние достижения в области нейронных сетей свидетельствуют о значительном потенциале их применения для решения данной задачи. Настоящее исследование демонстрирует реализацию этого подхода.

Диагностический метод основан на анализе звуков, возникающих при закрытии сердечных клапанов, формирующих первый и второй тоны сердца [4]. При ЛГ повышенное давление в легочной артерии замедляет процесс закрытия легочного клапана, что вызывает расщепление компонент второго тона (рис. 1). Количественный анализ задержки между этими компонентами позволяет неинвазивно оценить давление в лёгочной артерии [3], обеспечивая основу для применения ФКГ в диагностике ЛГ.

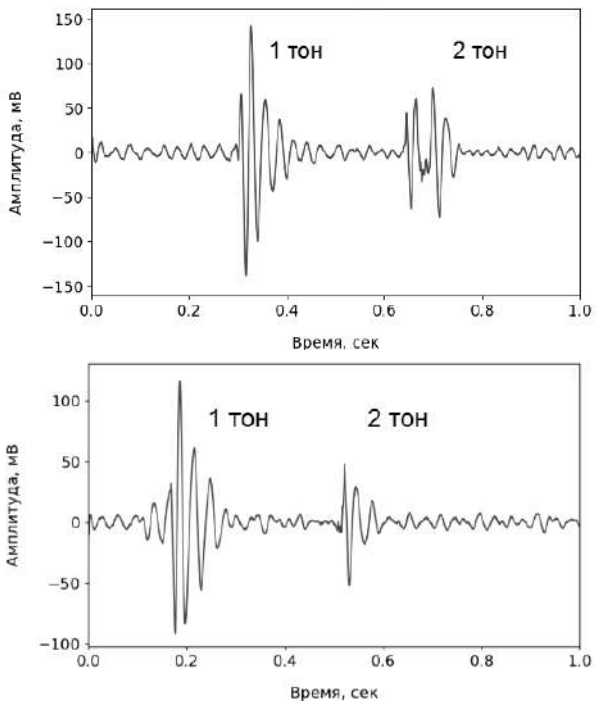


Рис. 1. Первый и второй тоны сердца пациентов (верхняя запись соответствует пациенту с легочной гипертензией, нижняя – здоровому).

Первоначально была сформирована база данных с синхронными записями ФКГ и ЭКГ здоровых и больных пациентов и соответствующими им средними значениями давления в легочной артерии. Уровень давления был определен при катетеризации сердца и/или при проведении экспертной эхокардиографии (в большинстве случае с нормальными величинами давлений). Регистрация цифровых ФКГ и обследование больных проводилось на базе ФГБУ “НМИЦ кардиологии им. ак. Е. И. Чазова” Минздрава России. Во время проведения процедуры осуществлялась запись тонов сердца с помощью электронного стетоскопа, сделанного на кафедре акустики Физического факультета МГУ. Таким образом, база данных является уникальной с точки зрения полноты данных по каждому конкретному пациенту. В ее состав вошли обследованные 140 пациентов. Суммарный объем выборки составил 2 тысячи записей длительностью по 2 сек. Частота дискретизации составляла 500 кГц.

Обработка данных производилась в несколько стадий. На первой стадии частота дискретизации сигналов ФКГ и ЭКГ снижалась до 4 кГц для ускорения дальнейшей обработки, затем ФКГ фильтровались в полосе частот от 32 до 256 Гц.

На второй стадии сигнал ФКГ разделялся на отдельные компоненты (т.н. “эмпирические моды” [5]). Алгоритм декомпозиции сигнала на эмпирические моды (преобразование Хуанга) представляет собой итеративный процесс разложения сигнала на осцилляторные компоненты (моды) и остаток. Процесс начинается с поиска экстремумов исходного сигнала, построения верхней и нижней огибающих методом интерполяции (в работе использовались кубические сплайны) и вычисления среднего между ними. Найденное среднее вычитается из исходного сигнала, и полученная разность проверяется на соответствие критериям моды. Процедура повторяется несколько раз, пока не будет получена первая эмпирическая мода. На рис. 2 приведен пример результата такой обработки. Можно заметить, что такая обработка позволяет существенно улучшить соотношение сигнал-шум для анализируемого сигнала.

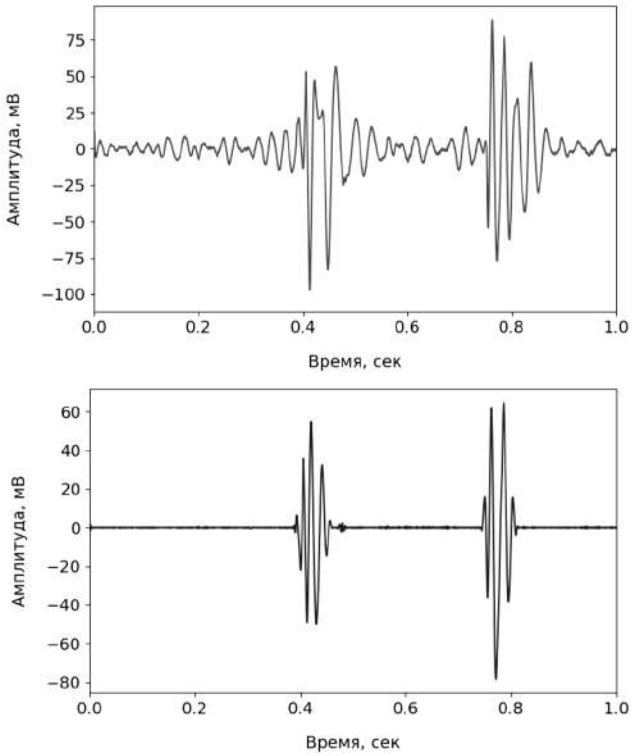


Рис. 2. Верхняя запись – исходные тоны сердца, нижняя – после фильтрации и выделения первой моды.

На третьей стадии выполнялось время-частотное преобразование, переводящее сигнал в двумерное представление, более удобное для последующего анализа. Среди нескольких вариантов таких преобразований наилучшим образом разделять компоненты второго тона сердца удалось с помощью вейвлет-преобразования на основе вейвлета Морле [6]. Однако в результате его применения сигналы первого и второго тонов выглядят схоже. Чтобы различать их, использовался сигнал ЭКГ и то обстоятельство, что начало первого тона на ФКГ приблизительно соответствует положению *R*-пика на ЭКГ. Поэтому результат вейвлет-преобразования в интервале времени [−0.25; 0.3] сек от *R*-пика умножался на −1. Следует отметить, что определение положения *R*-пиков на ЭКГ представляет собой отдельную задачу. Хотя для ее решения предложено множество алгоритмов, большинство из них плохо работает в условиях коротких записей, содержащих только 1-2 сердечных цикла.

На четвертой стадии подготовленные изображения использовались для оценки давления в легочной артерии. С этой целью они подавались на вход той или иной нейросети. База записей ФКГ и ЭКГ была разделена на тренировочную (90%) и тестовую (10%) выборки таким образом, чтобы в них оказались разные пациенты. Тестовая выборка формировалась случайным образом и включала в себя равное количество больных (с давлением в легочной артерии выше 20 мм рт. ст.) и здоровых (с давлением ниже 20 мм рт. ст.) пациентов. В рамках тренировочной выборки подбор типа нейросети и параметров ее обучения производился с помощью кросс-валидации. В процессе обучения минимизировалась средняя абсолютная ошибка:

$$L = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} |p_i - \hat{p}_i|,$$

где N — число пациентов в выборке, p_i — давление в легочной артерии у i-го пациента и $\hat{p}_i$ — его оценка. Важно отметить, что предсказание давления в легочной артерии происходило по каждому изображению (вейвлет-преобразованию). Оценка $\hat{p}_i$ считалась как медианное значение давления, предсказанное по изображениям i-го пациента. Процедура кросс-валидации показала, что наименьшей ошибки при определении давления удается достичь при использовании нейронной сети resnet18 [7], предварительно обученной для распознавания изображений [8]. Эта модель содержит небольшое число параметров, что позволяет получать приемлемый результат даже при небольшом объеме имеющихся данных.

На рис. 3 показаны результаты оценки среднего давления в легочной артерии с помощью предложенного алгоритма. Каждая точка соответствует конкретному пациенту. Видно, что точность алгоритма снижается при низких давлениях. Это может быть связано с тем, что у здоровых пациентов второй тон сердца не расщепляется, и оценить давление по задержке между компонентами второго тона становится практически невозможно. Несмотря на это, уже сейчас точность предсказания наличия ЛГ на сбалансированной тестовой выборке превосходит 90%. Чувствительность и специфичность метода составили 0,81 и 0,67 соответственно.

Таким образом, разработанный метод демонстрирует потенциал для неинвазивной диагностики ЛГ с использованием ФКГ.

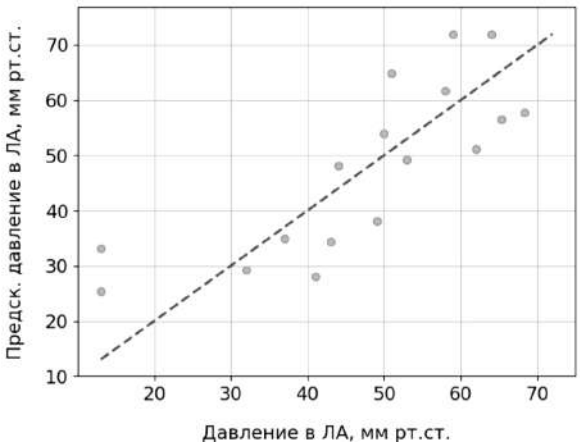


Рис. 3. Результат оценки давления в легочной артерии по сигналам ФКГ.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 24-22-00192, https://rscf.ru/project/24-22-00192/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Lai et al. // Circ. Res. 2014. V. 115. No 1. P. 115–130.
2. В. Г. Андреев и др. // Акуст. журн. 2019. Т. 65. №6, с. 847–852.
3. В. Г. Андреев и др. // Акуст. журн. 2020. Т. 66. №5, с. 556–562.
4. М. В. Рябков и др. // УЗФФ. 2023. №4, с. 2340101–1–7.
5. Z. Wu et al. // Adv. Data Sci. 2009. V. 1. No 1. P. 1–41.
6. C. Michael // NeuroImag. 2019. No 199. P. 81–86.
7. K. He et al. // IEEE CVPR. 2016. P. 770–778.
8. O. Russakovsky et al. // Int. J. Comput. Vis. 2015. V. 115. No 3. P. 211–252.

Метод определения дисперсионных характеристик сдвиговых волн (SWD) в моделях мягких биологических тканей

А.Е. Спивак, И.Ю. Демин
Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
spivak@rf.unn.ru

Метод эластографии сдвиговой волной (SWE) обеспечивает измерение упругих свойств мягких тканей (жесткости в медицинской терминологии) с визуализацией результатов в реальном времени [1]. Этот метод широко используется для диагностики онкологических патологий и оценки фиброза печени, однако его точность снижается при наличии у пациента воспалительных процессов или стеатоза [1–3].

Данное ограничение возникает из-за используемой в алгоритмах количественной оценки жесткости органов пациента модели мягкой ткани, которая является идеально эластичной и не зависит от изменения частоты сдвиговых волн. Как следствие, в SWE не учитывается такой параметр, как вязкость. В действительности ткань представляет собой вязкоупругую среду, где распространение сдвиговых волн зависит как от упругих свойств, так и от вязкости (рис. 1).

Исследования показывают, что при таких заболеваниях печени, как неалкогольный стеатогепатит (NASH), неалкогольная жировая болезнь печени (NAFLD) и острый гепатит, наблюдается увеличение вязкости печеночной ткани, что может искажать оценку её жесткости. Своевременная диагностика и лечение этих патологий позволяют предотвратить патологическое перерождение тканей. Следовательно, учет вязкостных характеристик при ранней диагностике приобретает критически важное значение [2-3].

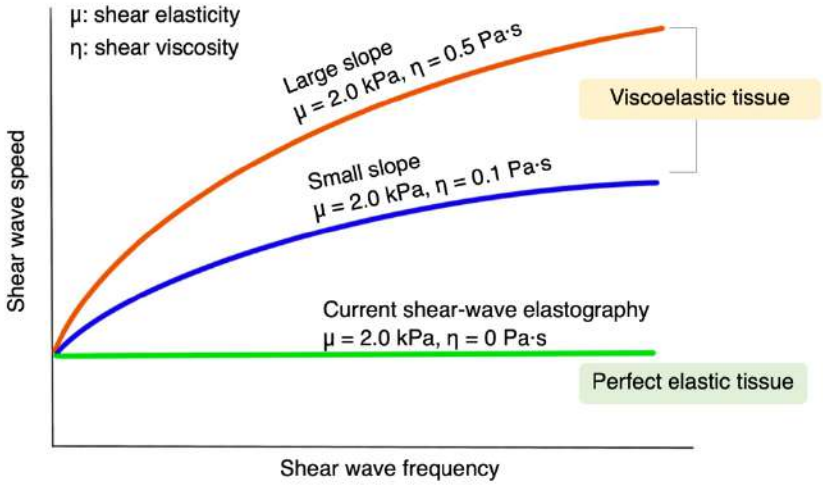


Рис.1 Графическое отображение связи между скоростью сдвиговой волной и её частотой в зависимости от выбранной модели измерения (Зеленое – идеальная эластичная ткань, красное и синие – вязкоупругие модели).

Целью данного исследования стала разработка методики учета вязкостных свойств тканей в рамках эластографии сдвиговой волной (SWE) для совершенствования ранней диагностики и терапии заболеваний печени.

В работе применен метод анализа дисперсии сдвиговых волн (Shear Wave Dispersion, SWD) [3], позволяющий оценить параметры дисперсии, коррелирующие с вязкостью тканей при диффузных поражениях печени. Представлен численный анализ данных, полученных при исследовании фантома CIRS с использованием акустической системы Verasonics и метода SWE.

Расчет параметра SWD включает в себя четыре этапа:

1. Получение смещения частиц ткани, вызванного сдвиговой волной, в нескольких точках регистрации данных;
2. Смещение в каждой точке преобразуется из временной области в частотную посредством преобразования Фурье для оценки изменения фазы в сдвиговой волне на нескольких частотах;
3. Скорость сдвиговой волны $c_s(\omega)$ рассчитывается по формуле

$$c_s(\omega) = \omega \frac{\Delta L}{\Delta \phi(\omega)}, \quad (1)$$

   где $\Delta\phi(\omega)$ – изменение фазы на пройденном расстоянии ΔL между двумя точками измерения в направлении распространения сдвиговой волны;

4. По углу наклона скоростей определяется значение параметра SWD.

Программная реализация метода SWD была применена для анализа вязкоупругих свойств калибровочного полимерного фантома CIRS Model 049 Elasticity QA Phantom (Spherical), содержащего сферические включения различного радиуса с заданными значениями модуля Юнга. Выбор фантома со сферическими включениями обусловлен их клинической релевантностью. В качестве наполнителя использован твердый эластичный гидрогель Zerdine.

Экспериментальные исследования проводились на акустической системе Verasonics (Verasonics Inc., США) с открытой архитектурой, установленной в лаборатории "МедЛаб" кафедры акустики. Методика включала регистрацию смещений частиц, индуцированных сдвиговой волной, с последующим расчетом параметра SWD для различных включений фантома CIRS 049 (рис. 2).

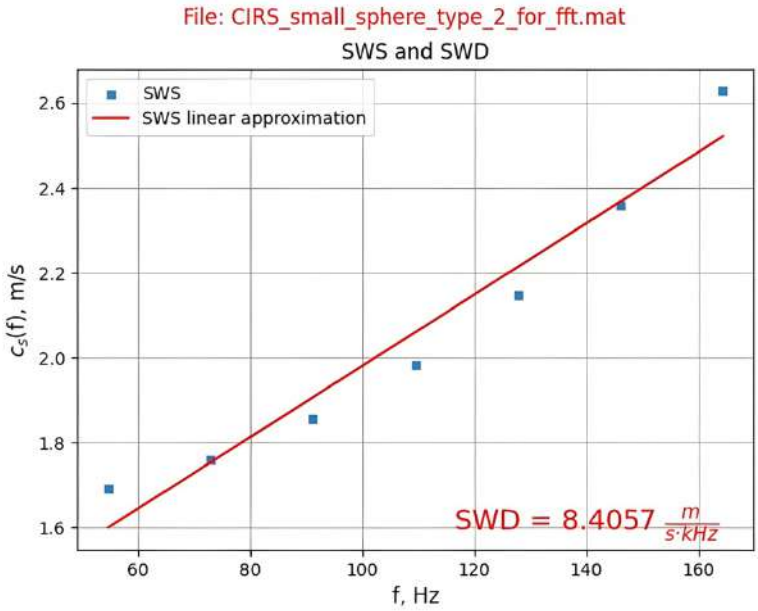


Рис.2 Графическое отображение расчета параметра дисперсии сдвиговой волны (SWD) на примере полимерного фантома CIRS 049.

Согласно данным исследования [4], проведенного с использованием ультразвуковой системы Canon Aplio i800 (Canon Medical Systems, Япония) и опубликованного в журнале Ultrasound in Medicine & Biology, были количественно оценены вязкоупругие характеристики (скорость сдвиговой волны и параметр SWD) четырех стандартизированных гомогенных фантомов печени (модель 039 CIRS) с изотропными упругими свойствами. Данные фантомы демонстрируют

пространственную однородность механических свойств и изотропию распространения волн. Конструктивно они представляют собой цилиндры (Ø10×12 см), заполненные твердым эластичным гидрогелем Zerdine, с градиентом модуля Юнга от 3.7 кПа (P1, нормальная печень) до 44 кПа (P4, цирроз). В таблице 1 представлено сравнение наших результатов измерений фантома 049 CIRS с референсными данными по фантому 039 CIRS из работы [4].

Результаты исследования показали, что параметр SWD демонстрирует значительную зависимость от механических свойств тканей: его значения варьировались от 4.65 м/с/кГц для мягких включений (аналог здоровой ткани) до 24.33 м/с/кГц для наиболее жестких структур (аналог патологических изменений). Параллельные измерения скорости сдвиговой волны (SWS) выявили менее выраженный разброс значений (1.46-3.25 м/с).

Как отмечено в работе [4], коэффициент вариации параметра SWD превышает таковой для SWS в 2-3 раза. Полученные нами данные по фантому 049 CIRS согласуются с этим наблюдением, демонстрируя более выраженную вариабельность SWD по сравнению с упругими модулями сферических включений. Это свидетельствует о диагностической ценности SWD как дополнительного биомаркера для характеристики вязкоупругих свойств тканей.

Особенно показательным оказалось сравнение результатов для включений средней жесткости (SWS = 1.83 м/с), где SWD достигал 8.41 м/с/кГц, что в 2.3 раза превышало значение для мягких включений. Такая чувствительность параметра SWD к изменениям вязкоупругих свойств подтверждает его перспективность для дифференциальной диагностики ранних стадий фиброза и стеатоза печени.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Ю. Демин и др. // Современные технологии в медицине. 2022. Т. 14. № 5. С. 5.
2. M.S. Bae et al. // Ultrasonography. 2023. V. 42. N. 4. P. 589.
3. K. Sugimoto et al. // Ultrasonography. 2020. V. 39. N. 1. P. 3.
4. V.K. Martiartu et al. // Ultrasound in Med. & Biol. 2021. V. 47. N. 12. P. 3529.

Исследование дифракционных характеристик электрически управляемых чирпированных мультиплексированных многослойных неоднородных дифракционных структур с КПЖК

Ю.А. Алтухов, Д.М. Чубаров, В.О. Долгирев, Д.С. Растрыгин, С.Н. Шарангович
Томский Государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники (ТУСУР)
vitial2@mail.ru, shr@tusur.ru

Введение. Современные требования в фотонике и оптоэлектронике требуют разработки новых технологических материалов с управляемыми оптическими свойствами. Особый интерес представляют голографические дифракционные структуры (ГДС) на основе фотополимеризующихся материалах с жидкими кристаллами (ФПМ-ЖК), обладающими возможностями управления при воздействии внешнего электрического поля. В последние годы значительное внимание уделяется многослойным неоднородным голографическим дифракционным структурам (МНГДС) [1, 2], в частности, с капсулированными полимером нематическими жидкими кристаллами (КПЖК) [3], в которых жидкие кристаллы заключены в капсулы (капли). Данные структуры также обладают возможностью динамического управления селективным откликом. Однако проблемой таких структур является узкая угловая селективность, размеры которой зависят от ширины дифракционного слоя.

Одним из способов достижения уширения угловых и спектральных характеристик для таких структур является метод чирпирования, при котором формируемая структура имеет изменяющийся период вдоль вектора решетки. Так, например, в работе [4] авторы показали на примере одиночных голографических дифракционных структур (ГДС) в ФПМ возможность уширения селективного отклика дифрагировавшего излучения за счет записи дифракционной решетки с изменяющимся периодом.

Еще одним возможным способом уширения угловых и спектральных характеристик для таких структур является мультиплексированная запись нескольких решеток, что позволяет увеличить селективный отклик на коэффициент, который кратен количеству записанных решеток.

Таким образом, если применить в совокупности оба метода, чирпирование и мультиплексирование, то это позволит многократно уширить угловые и спектральные характеристики относительно обычной МНГДС. Так, например, в работе [5] проводилось исследование селективных свойств электрически управляемых чирпированных мультиплексированных многослойных неоднородных ФПМ-ЖК дифракционных структур, которое продемонстрировало, что при использовании метода чирпирования и мультиплексирования возможно кратно уширить угловые и спектральные характеристики МНГДС с ФПМ-ЖК (концентрация ЖК более 90%). Однако, для аналогичных структур с меньшей концентрацией ЖК, например, в случае с КПЖК, не были изучены их селективные свойства. Кроме того, отсутствуют математические модели, которые позволили бы описать процесс дифракции света на чирпированных мультиплексированных МНГДС с КПЖК.

Таким образом, целью данной работы является исследование дифракционных характеристик электрически управляемых чирпированных мультиплексированных МНГДС на основе КПЖК.

Теоретическая часть Опираясь на ранее представленные математические модели из [5, 6] была разработана новая математическая модель, описывающая процесс дифракции света на чирпированных мультиплексированных МНГДС с КПЖК.

В модели учитывается фазовый профиль $\varphi_c^n(\vec{r})$ чирпированной структуры для каждого отдельного слоя, который описывается выражением:

$$\varphi_c^n(\vec{r}) = \varphi_0^n + \nabla\varphi^n \cdot \vec{r} + 0,5\nabla^2\varphi^n \cdot \vec{r}^{\,2}, \quad (1)$$

где $0,5\nabla^2\varphi^n$ является квадратичным коэффициентом изменения модуля вектора решетки $\vec{K}$, а $\nabla\varphi^n = K_0^n$ средней величиной.

Математическая модель основана на уравнении связанных волн в частотных производных [5, 6]. С помощью этих уравнений можно вычислить амплитудные профили световых пучков E_j^{n,m,n_h}, которые взаимодействуют с каждой дифракционной структурой:

$$\begin{cases} N_{r0}^{n,m,n_h} \cdot \nabla E_0^{n,m,n_h}(r) = -iC_1^{n,m,n_h} E_1^{n,m,n_h} n_n^{n,m,n_h}(r) \exp(i\nabla\vec{K}^{n,m,n_h} \cdot r) \\ N_{r1}^{n,m,n_h} \cdot \nabla E_1^{n,m,n_h}(r) = -iC_0^{n,m,n_h} E_0^{n,m,n_h} n_n^{n,m,n_h}(r) \exp(i\nabla\vec{K}^{n,m,n_h} \cdot r) \end{cases}, \quad (2)$$

где E_j^{n,m,n_h} – амплитудное распределением профиля световых пучков, N_{rj}^{n,m,n_h} – вектор групповых нормалей, C_j^{n,m,n_h} – значение амплитудных коэффициентов связи, n_n^{n,m,n_h} – значение нормированного амплитудного профиля показателя преломления структуры, $\nabla\vec{K}^{n,m,n_h} = \vec{K}^{n,m,n_h} + \vec{k}_0^{n,m,n_h} - \vec{k}_1^{n,m,n_h}$ – вектор фазовой расстройки, n_h – номер записанной ГДС.

На выходе всей чирпированной мультиплексированной МНГДС световое поле можно записать в виде перемножения матричных передаточных функций дифракционных и буферных слоев, умноженных на входное поле:

$$\vec{E}^{m,N} = (\vec{T}_h^{\,N,m,1} + ...\vec{T}_h^{\,N,m,n_h} + ...\vec{T}_h^{\,N,m,N_h}) \cdot \vec{E}_0,$$

(3)

где $\vec{E}^{N,m} = \begin{bmatrix} E_0^{m,n}(E,\Delta K) \\ E_1^{m,n}(E,\Delta K) \end{bmatrix}$ – определяет выходное оптическое поле, $\vec{T}_h^{\,N,m,1} = \vec{T}^{N,m,n_h} \cdot \vec{A}^{N-1,m} \cdot \vec{T}^{N-1,m,n_h} \cdot ... \cdot \vec{A}^{1,m} \cdot \vec{T}^{1,m,n_h}$ – матричная передаточная функция для всей голограммы, $\vec{T}^{n,m,n_h} = \begin{bmatrix} T_{00}^{n,m,n_h}(E,\Delta K) & T_{10}^{n,m,n_h}(E,\Delta K) \\ T_{01}^{n,m,n_h}(E,\Delta K) & T_{11}^{n,m,n_h}(E,\Delta K) \end{bmatrix}$ – матричная передаточная функция для n-го слоя и n_h голограммы, $\vec{A}^{n,m} = \exp\left[-i(\vec{k}_1^{n,m,n_h} \cdot \vec{y}_0)t_n\right] \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp\left[\dfrac{-i\nabla\vec{K}^{n,m,n_h} \cdot t_n}{d_n}\right] \end{bmatrix}$ – матрица перехода.

Численное моделирование. В качестве основных параметров для численного моделирования использовалась структура толщиной 20 мкм для дифракционного (d_n) и 120 мкм для буферного (t_n) слоя. Длина считывающей световой волны (λ_{read}) и записывающей световой волны (λ_0) равнялись 633 нм, количество дифракционных слоев (N) и количество решеток (n_h) равнялось $N = 2$ и $n_h = 2$. Углы поворота образца при последовательной записи для двухслойной МНГДС равнялись $\psi_1 = \{-8;8\}$ градусов, а для записи мультиплексированной чирпированной ГДС $\psi_2 = \{-11;11\}$ градусов. Квадратичный коэффициент изменения модуля вектора решетки $0.5\nabla^2\varphi^n = 3 \cdot 10^5$.

На рисунке 1 приведено сравнение угловых селективностей двухслойных ГДС относительно значений угла считывания. Зависимость выражена в дБ относительно

максимальной интенсивности излучения для качественного анализа коэффициента уширения локальных максимумов контура селективности.

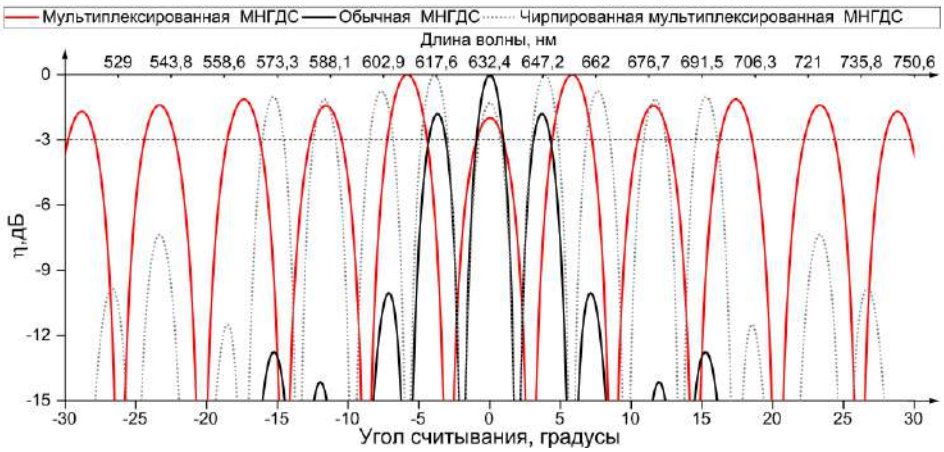


Рис. 1. – Сравнение угловых селективностей МНГДС

Как видно из рисунка 1, использование метода чирпирования позволяет кратно уширить локальные максимумы, не меняя их количество, как было в случае только мультиплексирования. Данное уширение зависит от значения изменения периода структуры вдоль ширины образца, которое достигается за счет формирования самой структуры записывающим световым полем с неоднородным фазовым профилем. В данном случае, удалось добиться уширения в 2 раза, что в совокупности с мультиплексированием позволило увеличить угловые характеристики обычной МНГДС в 4 раза.

На рисунке 2 представлена зависимость ДЭ двухслойной чирпированной мультиплексированной ГДС от значения угла азимута линейно-поляризованного считывающего излучения. Внешнее электрического поле было приложено на оба КПЖК слоя $E = 2E_c$, где E_c – критическая напряженность Фредерикса.

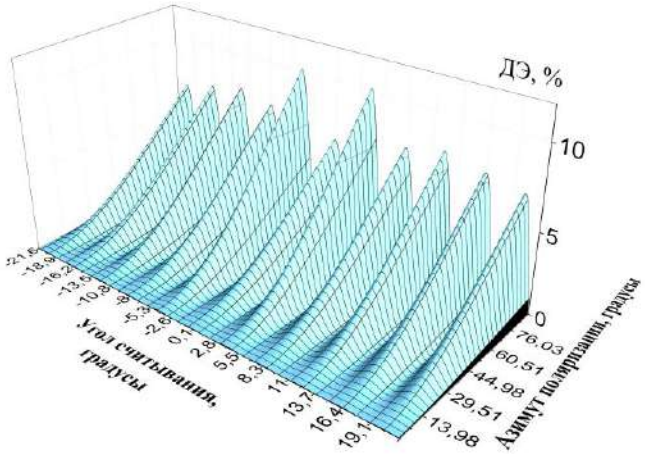


Рис. 2. Зависимость ДЭ двухслойной чирпированной мультиплексированной МНГДС от значения азимута поляризации считывающего излучения

Исходя из рисунка 2 можно сделать вывод о том, что ДЭ максимальна при значении азимута поляризации считывающего излучения, равного 90 градусов, что соответствует случаю считывания на собственных обыкновенных волнах, и снижается по мере уменьшения значения угла азимута поляризации, что обусловлено увеличением вклада необыкновенных собственных волн в дифракционные эффекты.

На рисунке 3 представлена зависимость ДЭ двухслойной чирпированной мультиплексированной ГДС от значения напряженности внешнего электрического поля

и угла считывания. Считывание проводилось световой волной с круговой поляризацией и при воздействии внешнего электрического поля разной полярности на оба КПЖК слоя.

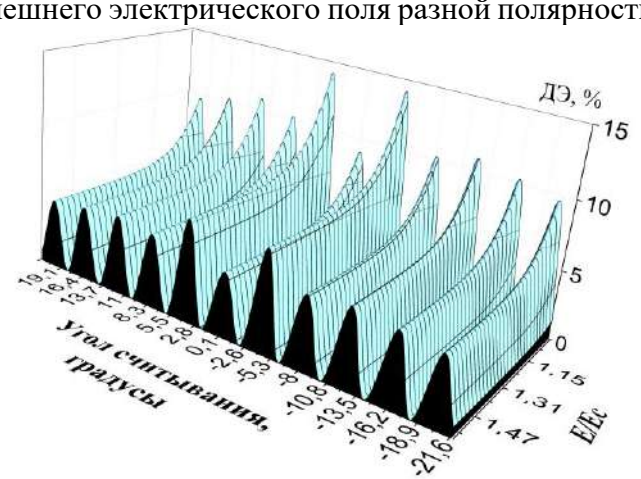


Рис. 3. Зависимость ДЭ двухслойной чирпированной мультиплексированной МНГДС от напряженности внешнего электрического поля и угла считывания

Как видно из рисунка 3, при воздействии внешним электрическим полем разной полярности на оба КПЖК слоя и считывании световой волной с круговой поляризацией не происходит смещения угловой селективности, как для случая с ФПМ-ЖК, где концентрация ЖК достаточно велика (более 90%). ДЭ не падает до нуля, что также свидетельствует о вкладе как обыкновенных, так и необыкновенных волн в процесс дифракции.

Заключение. В данной работе на основе разработанной математической модели было проведено теоретическое исследование дифракции света на чирпированных мультиплексированных МНГДС с КПЖК. В результате исследования было выявлено, что управление дифракционными характеристиками чирпированных мультиплексированных МНГДС с КПЖК возможно не только с помощью воздействия внешнего электрического поля, но также с помощью учета состояния поляризации считывающего излучения. Кроме того, было установлено, что с помощью чирпирования возможно кратно уширить угловые характеристики МНГДС с КПЖК. В данном случае удалось добиться увеличения ширины локальных максимумов в 2 раза и уширение угловой селективности в 4 раза по сравнению с обычной МНГДС.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.F. Pen, M.Y. Rodionov // Quantum Electron. 2010. Vol. 40. P. 919–924.
2. В.А. Лойко, В.Я. Зырянов, А.В. Конколович, А.А. Мискевич // Оптика и спектроскопия, 2016. Т. 120, № 1. С. 158–168.
3. В.И. Лапаник, С.Н. Тимофеев // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния: материалы VII Международной научно-практической конференции, посвященной 120-летию со дня рождения академика Антона Никифоровича Севченко, 2023 г. С. 408–410.
4. E.A. Dovolnov, S.N. Sharangovich, J.T. Sheridan // Photorefractive effects, materials, and devices 2005: OSA Trends in Optics and Photonics Series. 2005. P. 337–342.
5. D.S. Rastrygin, V.O. Dolgirev, S.N. Sharangovich // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2024. Vol. 88, Suppl. 3. P. S408–S412.
6. В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович, Д.С. Растрыгин // Информационные технологии и нанотехнологии (ИТНТ-2024): сборник трудов по материалам X Международной конференции и молодежной школы 2024. – С. 11112.

Влияние параметров осаждения и термического окисления на структурные и оптические свойства оксидов ванадия

И.Н. Асхадуллин, Е.М. Сгибнев, М.Е. Докукин, А.В. Шелаев, А.В. Барышев
ФГУП “ВНИИА” им. Н.Л. Духова
ildar1112f@yandex.ru

Разнообразие степеней окисления ванадия (от +2 до +5) обуславливает формирование оксидов с уникальными электрическими, оптическими и магнитными свойствами [1]. Благодаря этому оксиды ванадия перспективны для применения в газовых сенсорах, элементах оптической памяти, умных стеклах и других фотонных устройствах [2]. Одним из наиболее доступных и простых методов получения оксидов ванадия является термическое окисление тонких металлических пленок. Однако влияние параметров осаждения и последующего термического отжига на структурные и оптические свойства тонких пленок оксидов ванадия остается недостаточно изученным.

В данной работе исследованы пленки, полученные методом электронно-лучевого испарения мишени металлического ванадия. Изучены два типа пленок, осажденных со скоростями 1 нм/с и 0,01 нм/с. Установлено, что изменение скорости осаждения при неизменном остаточном давлении в камере (2×10^{-5} торр) приводит к различному содержанию кислорода в пленках. Образцы, полученные при различных скоростях осаждения, при схожей толщине (70–75 нм) демонстрируют существенные различия в оптических свойствах. Для окисления пленок до VO_2 и V_2O_5 были выбраны следующие параметры термического воздействия: температура 500 °C, продолжительность 2 часа, атмосфера – азот с добавлением кислорода. Для пленок, осажденных со скоростью 1 нм/с, использовались концентрации кислорода 20% (образец I) и 0,2% (образец II), тогда как для пленок, полученных при 0,01 нм/с, — 20% (образец III) и 0% (образец IV). Структурные и оптические свойства окисленных пленок были исследованы методами спектральной эллипсометрии, атомно-силовой микроскопии (АСМ), спектроскопии комбинационного рассеяния (КР). Газохромные свойства пленок V_2O_5 были исследованы после напыления катализатора Pd (толщина 3 нм) в кварцевой газовой ячейке с помощью спектрофотометрии.

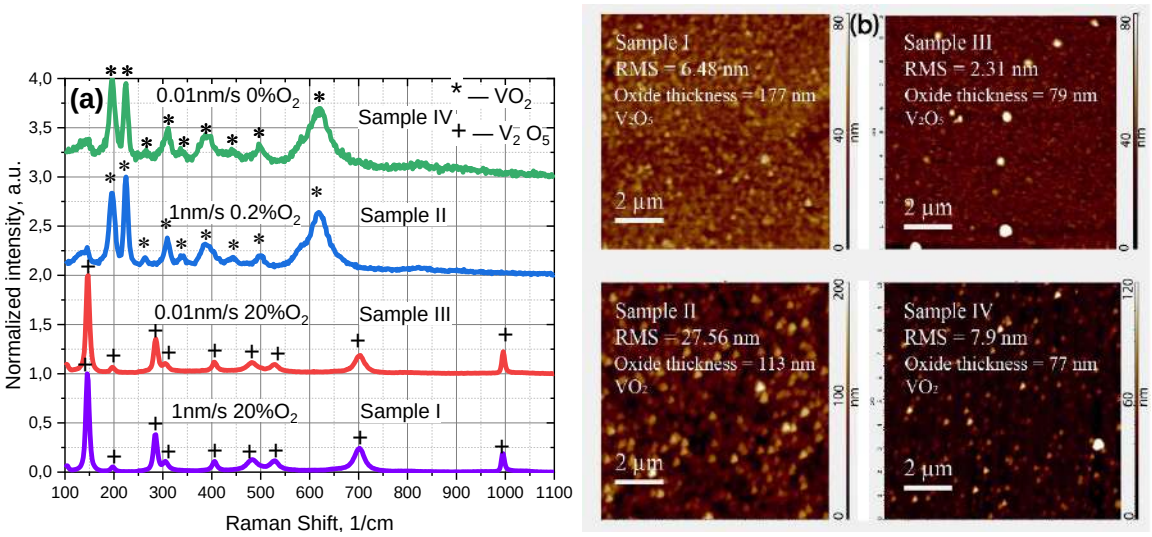


Рис. 1. Спектры КР (a) и АСМ поверхности (b) образцов I-IV.

Установлено, что окисление пленок в азоте с добавлением 20% кислорода приводит к формированию фазы V_2O_5 вне зависимости от скорости осаждения. Фаза VO_2 образуется при окислении пленки, осажденной со скоростью 1 нм/с, в атмосфере с содержанием кислорода 0,2%. При осаждении со скоростью 0,01 нм/с остаточный кислород в вакуумной камере приводит к образованию аморфного оксида ванадия, что способствует формированию фазы VO_2 при последующем термическом отжиге в атмосфере 100% азота. После отжига толщина образцов I и II увеличивается в 1,5–2,4 раза по сравнению с исходным значением, тогда как для образцов III и IV данный прирост составляет лишь 10–15%.

Полученные пленки VO_2 характеризуются изменением оптических свойств при фазовом переходе. Например, интенсивность прошедшей волны меняется на 54% для образца II и на 60% для образца IV на длине волны 2500 нм. Стоит отметить, что, учитывая толщину плёнок VO_2, соотношения изменения оптического пропускания к толщине пленки существенно отличаются и составляют 0,47 %/нм и 0,77 %/нм для образцов II и IV, соответственно. Таким образов, образец, осажденный со скоростью 0,01 нм/с демонстрирует большее изменение оптических свойств при меньшей толщине. Благодаря значительным изменениям пропускания при фазовом переходе, пленки VO_2 могут применяться в “умных” стеклах, болометрах и других фотонных устройствах. Образцы V_2O_5 с катализатором Pd демонстрируют необратимый отклик на водород при комнатной температуре в азоте. В частности, при воздействии 0,5% H_2 изменение оптического пропускания составило 11% на длине волны 1050 нм. Полученные результаты показывают перспективность применения пленок в качестве индикаторных датчиков.

Установлено, что снижение скорости осаждения с последующим термическим окислением для пленок VO_2 позволяет снизить шероховатость с 28 до 8 нм и изменение толщины при окислении со 150% до 10%, с одновременным улучшением функциональных свойств. Полученные результаты подтверждают, что управление скоростью осаждения является важным фактором оптимизации структурных характеристик пленок, что имеет ключевое значение для их применения в оптических устройствах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hu P. et al. //Chemical Reviews. – 2023. – Т. 123. – №. 8. – С. 4353-4415.
2. Prasadam V. P. et al. //Materials Today Chemistry. – 2019. – Т. 12. – С. 396-423.

Особенности эффекта Фарадея в пленках нанометровой толщины

А.В. Белькова[1], Д.О. Игнатьева[1,2], А.Н. Калиш[1,2], С.Н. Полулях[3], А. Кудряшов[3], В.И. Белотелов[1,2]

[1]*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова*
[2]*Российский квантовый центр*
[3]*Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского*

belkova.av18@physics.msu.ru

Прямой эффект Фарадея был открыт Майклом Фарадеем в 1846 году. Этот эффект был тщательно изучен, и используется в таких устройствах как вращатели Фарадея [1,2,3]. Прямой эффект Фарадея лежит в основе оптических изоляторов [4,5] и оптических циркуляторов [6] Вот почему возможность управлять эффектом Фарадея имеет большое практическое значение в современной оптике, спинтронике и сенсорике.

Способность управлять эффектом Фарадея имеет большое практическое значение в современной оптике. В однородных пленках прямой эффект Фарадея определяется по хорошо известной формуле [7]

$$\Phi = -\frac{\pi}{\lambda} d \frac{g'n' + g''n''}{|n^2|} \quad (1)$$

В некоторых случаях можно управлять величиной и даже знаком угла поворота Фарадея. Например, используя толстые анизотропные кристаллы, исследованные более 70 лет назад, можно добиться немонотонной зависимости угла поворота Фарадея в зависимости от угла падения линейно поляризованного света [8]. Недавно были продемонстрированы возможности управления прямым эффектом Фарадея, а именно его усиления в структурах с нанесенными плазмонными и диэлектрическими наноструктурами [9,10]. Немонотонная зависимость прямого эффекта Фарадея от толщины также проявляется в тонких пленках, когда учитываются явления интерференции [11]. Однако в случае однородных пленок нанометровой толщины ожидается, что угол поворота Фарадея будет определяться знаком следующего выражения

$$\Phi \sim g'n' + g''n'' \quad (2)$$

В этой работе мы экспериментально и теоретически демонстрируем новые свойства прямого эффекта Фарадея в тонких пленках, заключающиеся в переменном поведении на нанометровых масштабах при фиксированной длине волны. Эти возможности важны для многих практических применений, например, для записи зашифрованной информации. Мы определили, что эффект Фарадея определяется не только выражением (2), но и толщиной пленки. Полученный эффект описывается с использованием аналитической теории и точных численных расчетов.

В результате проведенных экспериментальных исследований было показано, что знак угла вращения Фарадея зависит от толщины нанометровой пленки (см. Рис. 1). Для более глубокого исследования полученных результатов были проведены теоретические расчеты с использованием метода матриц переноса. Для выяснения физической причины обнаруженного эффекта была выведена аналитическая теория, показывающая что знак угла вращения Фарадея определяется вкладами от интерфейса воздух-пленка, от интерфейса пленка-подложка, а также объёмным вкладом.

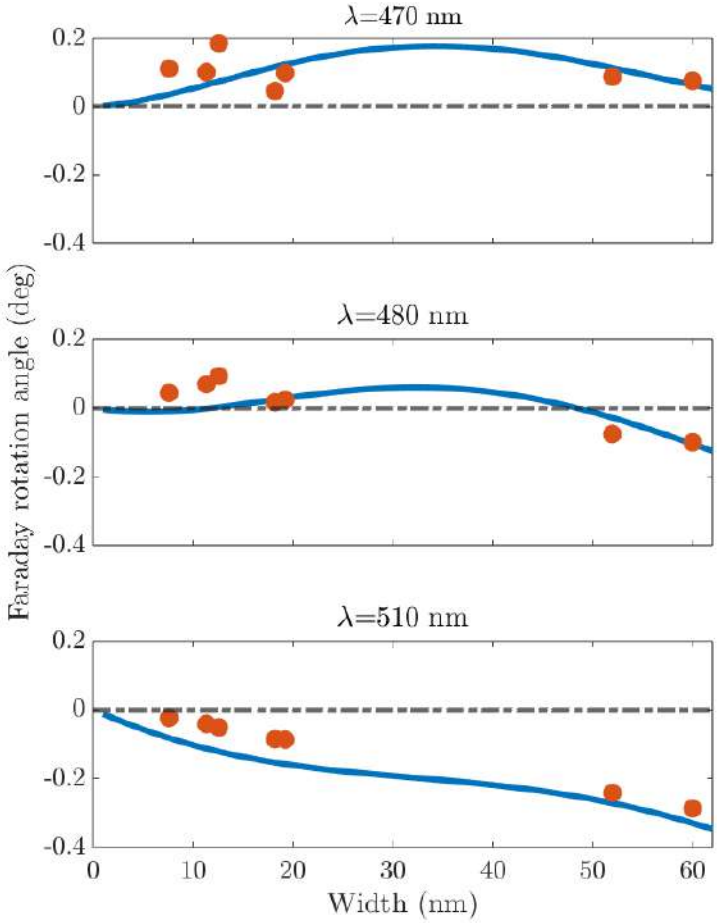


Рис.1.Экспериментально (оранжевые точки) и теоретически (сплошная синяя линия) полученные зависимости угла вращения Фарадея в зависимости от толщины пленки для длин волн падающего света 470 нм, 480 нм и 510 нм

ЛИТЕРАТУРА

1. Chetvertukhin A. V. et al. Femtosecond time-resolved Faraday rotation in thin magnetic films and magnetophotonic crystals //Journal of Applied Physics. – 2012. – Т. 111. – №. 7.
2. S. Matsumoto and S. Suzuki, Temperature-stable faraday rotator material and its use in high-performance optical isolators, Applied optics 25, 1940 (1986).
3. Srinivasan K., Stadler B. J. H. Review of integrated magneto-optical isolators with rare-earth iron garnets for polarization diverse and magnet-free isolation in silicon photonics //Optical Materials Express. – 2022. – Т. 12. – №. 2. – С. 697-716.
4. Chen G., Jin Z., Chen J. A review: Magneto-optical sensor based on magnetostrictive materials and magneto-optical material //Sensors and Actuators Reports. – 2023. – Т. 5. – С. 100152.
5. Aplet L. J., Carson J. W. A Faraday effect optical isolator //Applied Optics. – 1964. – Т. 3. – №. 4. – С. 544-545.
6. Yu H. et al. Magnetic thin-film insulator with ultra-low spin wave damping for coherent nanomagnonics //Scientific reports. – 2014. – Т. 4. – №. 1. – С. 6848.

7. Shirasaki M., Kuwahara H., Obokata T. Compact polarization-independent optical circulator //Applied optics. – 1981. – Т. 20. – №. 15. – С. 2683-2687.
8. Bi L. et al. On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators //Nature Photonics. – 2011. – Т. 5. – №. 12. – С. 758-762.
9. Chumak A. V. et al. Magnon spintronics //Nature physics. – 2015. – Т. 11. – №. 6. – С. 453-461.
10. Karki D., El-Ganainy R., Levy M. Toward high-performing topological edge-state optical isolators //Physical Review Applied. – 2019. – Т. 11. – №. 3. – С. 034045.
11. Silva C. R. et al. Assembly of a Faraday modulator for polarimetric measurements //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2015. – Т. 575. – №. 1. – С. 012019.

Термически управляемая магнитооптическая метаповерхность для перестраиваемого вращения Фарадея

П. В. Головко[1,2*], Д. О. Игнатьева[1,3], Ш. Ся[4], П. Е. Зимнякова[1], В. И. Белотелов[1,3], Л. Би[4]
[1]*Российский квантовый центр, Сколково, Москва, 121353, Россия*
[2]*Московский физико-технический институт (МФТИ), Долгопрудный, 141700, Россия*
[3]*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*
[4]*Национальный инженерный исследовательский центр материалов для контроля электромагнитного излучения, Университет электронной науки и техники Китая, Чэнду, 610054, Китай*
golovko.pv@phystech.ru

Область магнитооптики стремительно развивается, предлагая универсальные подходы для динамического, реконфигурируемого и наноразмерного управления взаимодействием света и материи. Наноструктурированные материалы и метаповерхности позволяют значительно усилить магнитооптические эффекты [1,2], что имеет решающее значение для передовых фотонных приложений [3]. Хотя возбуждение волноводных мод [4], типа Ми [5] позволяет усилить магнитооптический отклик, перестройка длины волны обычно ограничивается структурными изменениями при изготовлении. В качестве альтернативы можно использовать внешние стимулы, такие как тепловой контроль [6], поскольку они позволяют динамически настраивать оптические и магнитооптические свойства нанофотонных систем.

В работе представлена перестраиваемая магнитооптическая метаповерхность, которая позволяет динамически управлять вращением Фарадея, причем его величина и знак могут непрерывно регулироваться после изготовления с помощью тепловой модуляции. Эта функциональность имеет решающее значение для разработки реконфигурируемых оптических изоляторов, модуляторов и поляризационно-чувствительных фотонных компонентов. Рассматривается гибридная полностью диэлектрическая магнитная метаповерхность, содержащая гладкий слой Dy:CeYIG толщиной 200 нм и массив кремниевых нанодисков с периодом P=492 нм на его вершине. Высота дисков составляет 117 нм, а их радиус - 140 нм. Метаповерхность схематически показана на рис. 1. Благодаря высокому показателю преломления нанодисков, такая метаповерхность поддерживает возбуждение резонансов Ми.

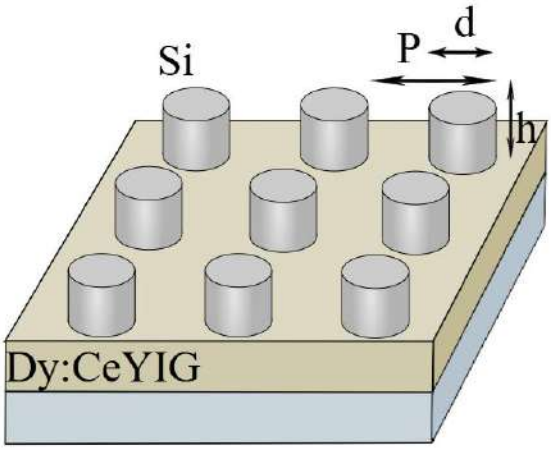


Рисунок 1. Схема рассматриваемой метаповерхности

Нагрев изменяет намагниченность ферримагнитного материала Dy:CeYIG, что, в свою очередь, приводит к изменению его гирации. В гладких плёнках такая температурная зависимость гирации приводит к пропорциональному уменьшению угла Фарадея при повышении температуры. Однако в случае наличия метаповерхности ситуация становится иной. Метаповерхность чувствительна к нагреву, поскольку он одновременно изменяет диэлектрическую проницаемость материалов и периодичность структуры за счёт теплового расширения, что приводит к сдвигу резонансного положения. В отличие от широких резонансов пропускания, которые слабо реагируют на изменение показателя преломления, резонансы эффекта Фарадея являются узкими и гораздо более чувствительными к температуре. Сдвиг резонансного положения в оптическом спектре при нагреве вызывает смещение резонансной кривой угла Фарадея. Это смещение наблюдается экспериментально и подтверждается численным моделированием (рис. 2). Хотя в численных расчётах не учитываются технологические неточности, что приводит к завышенным значениям добротности и амплитуды, резонансная частота и её температурный сдвиг в целом воспроизводятся. Учёт разброса периодов, имитирующего технологические отклонения, приводит к уширению резонанса и сближению теоретических и экспериментальных данных. При этом может быть достигнута высокая температурная чувствительность угла Фарадея. Особенно интересен диапазон длин волн в районе MD-моды, в котором при низкой температуре угол Фарадея отрицательный, а при высокой — положительный. Разность между этими значениями может превышать величину эффекта в гладкой плёнке.

Таким образом, даже при неизменном знаке гирации, изменение температуры позволяет получать противоположные знаки угла Фарадея при одной и той же длине волны. Это явление можно объяснить с помощью теории связанных мод, согласно которой температурное изменение параметров приводит к изменению фазового сдвига между циркулярными компонентами и, как следствие, к инверсии знака эффекта Фарадея [7].

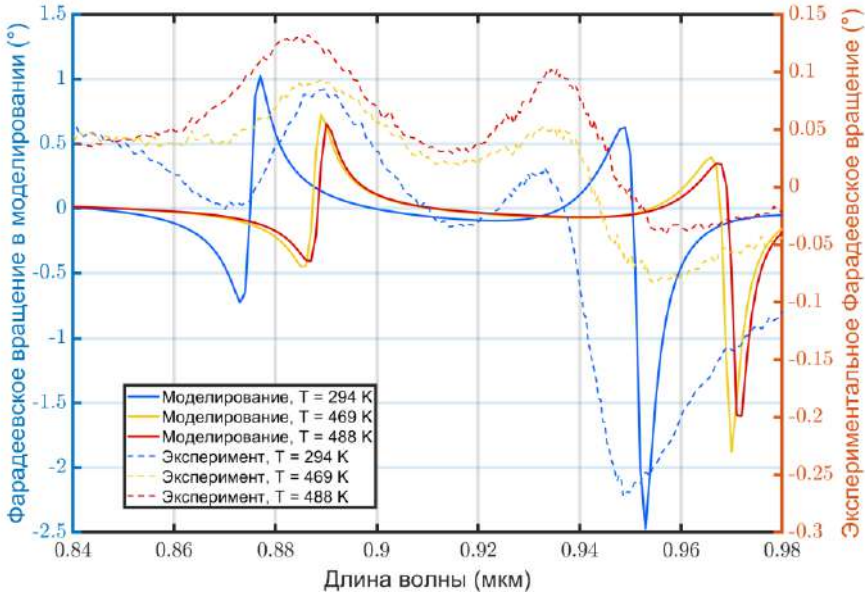


Рисунок 2. Экспериментальные спектры вращения Фарадея в метаповерхности, измеренные при различных температурах: 294 K, 469 K и 488 K и численные спектры эффекта Фарадея, смоделированные с помощью метода RCWA для тех же температур

Метаповерхность может быть использована в современных модуляторах света, где угол поворота поляризации контролируется нагревом за счет внешнего лазера или самим сигналом. Нагрев метаповерхности можно реализовать либо с помощью дополнительного лазера с длиной волны в области поглощения структуры, либо за счет

поглощения энергии самого сигнального лазера. В первом случае увеличение мощности контрольного лазера приводит к изменению знака эффекта Фарадея: низкие мощности вызывают поворот в одну сторону, а более высокие — в противоположную. Во втором случае самомодуляция приводит к аналогичному эффекту, однако из-за более низкого коэффициента поглощения в инфракрасном диапазоне требуется значительно большая мощность для достижения аналогичного изменения знака вращения (рис. 3). Таким образом, метаповерхность позволяет динамически управлять эффектом Фарадея, что позволяет использовать ее для адаптивной модуляции световых сигналов.

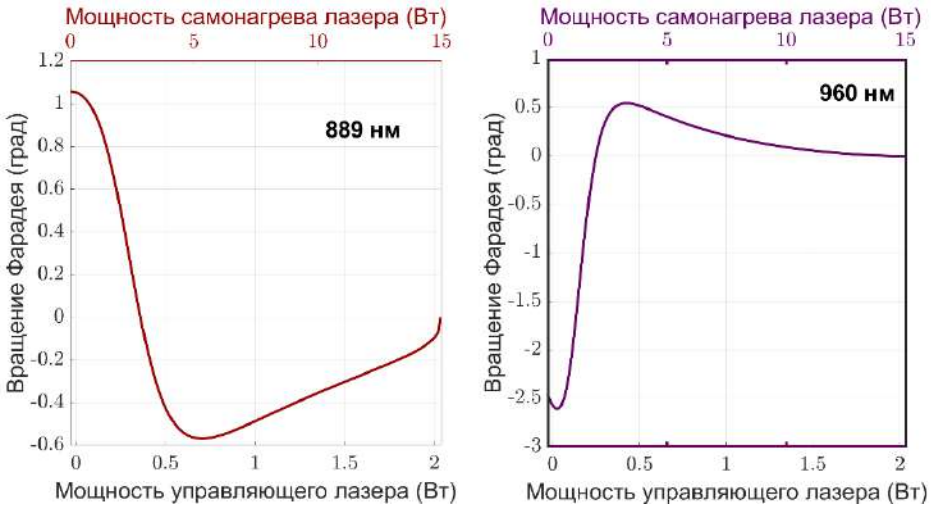


Рисунок 3. Зависимость мощности угла поворота Фарадея для случаев нагрева структуры управляющим 532-нм лазером для сигнального лазера с длиной волны 889 нм и 962 нм (нижняя ось); самомодуляции сигнального лазера с длиной волны 889 нм и 962 нм, соответственно (верхняя ось).

Предложенная гибридная метаповерхность демонстрирует резонансы эффекта Фарадея с высокой температурной чувствительностью. Показано, что изменение температуры позволяет эффективно управлять не только величиной, но и знаком угла Фарадея в широком диапазоне от –0.3° до +0.1°. Такая метаповерхность перспективна в качестве сенсора измерения температуры и показателя преломления, а также для модуляции и самомодуляции поляризации лазерного излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №23-12-00310.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Xia et al. // ACS Photonics 9, 1240–1247284 (2022)
2. L. Bsawmaii et al. // Opt. Mater. Express 12, 513–523 (2022)
3. K.-S. Ho et al. // Sci. reports 8, 1–8 (2018)
4. D. O. Ignatyeva, et al. // Nat. communications 11, 5487 (2020)
5. M. G. Barsukova et al. // Acs Photonics 4, 2390–2395 (2017)
6. Wang Z. et al. //APL Photonics T. 9. – №. 1. (2024)
7. Darki B. S et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials T. 419. – С. 84-91. (2016)

Магнитооптические эффекты в метаповерхностях с анапольными состояниями

П. В. Головко[1,2*], Д. О. Игнатьева[1,3], А.Н. Калиш[1,3], Д.М. Кричевский[1], В. И. Белотелов[1,3]

[1]*Российский квантовый центр, Сколково, Москва, 121353, Россия*

[2]*Московский физико-технический институт (МФТИ), Долгопрудный, 141700, Россия*

[3]*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*

golovko.pv@phystech.ru

Управление светом на субволновом масштабе является ключевой задачей современной нанофотоники. Для этого разрабатываются резонансные наноструктуры, в которых электромагнитное поле может локализоваться и усиливаться за счёт интерференции различных мод. Одним из наиболее интересных классов таких возбуждений являются нерадиационные резонансы, к которым относятся анапольные состояния. В последние годы они привлекают всё больше внимания благодаря уникальному сочетанию слабого дальнезонного рассеяния и сильной локализации поля, открывая перспективы для приложений в нелинейной оптике, сенсорике и лазерных наноустройствах.

Такие резонансные состояния, в том числе анапольные моды, сопровождаются усилением локального электрического поля и могут значительно повышать эффективность как упругих, так и неупругих световых процессов, включая фотолюминесценцию и комбинационное рассеяние света [1–3]. Подобные эффекты наблюдаются как в плазмонных, так и в диэлектрических наноструктурах, обладающих высоким показателем преломления.

Анапольное состояние представляет собой особый тип нерадиационного электромагнитного резонанса, возникающего в диэлектрических наночастицах, когда излучения от классического электрического диполя и тороидального диполя интерферируют в дальней зоне, что приводит к подавлению рассеяния [4]. Несмотря на слабое излучение в дальней зоне, внутри частицы формируется резонансная локализация поля и высокая плотность фотонных состояний. Это делает анапольные моды близкими по физической природе к «тёмным модам» или Фано-интерференциям в плазмонных наноструктурах [5]. Уже было показано [1], что в нанодисках из кремния при определённом соотношении высоты и диаметра может возбуждаться анапольный резонанс, приводящий к подавлению упругого рассеяния и усилению генерации третьей гармоники. В более поздней работе [6] показано, что нанодиски из германия поддерживают высшие порядки анапольных состояний, в которых распределение тока становится более сложным, а локализация поля — ещё более выраженной. Это позволяет добиться значительного усиления нелинейного отклика и обеспечить субволновую фокусировку.

Анапольные состояния в последнее время активно исследуются как платформа для ряда прикладных нанофотонных задач. В частности, они применяются в создании компактных нанолазеров, в которых высокая плотность фотонных состояний и подавление утечек излучения позволяют достигать порогов генерации в субволновых объёмах [7]. Кроме того, за счёт высокой добротности и чувствительности резонансного состояния к изменениям внешнего показателя преломления, анапольные моды используются в качестве высокочувствительных сенсорных элементов [8]. Инженерия рассеяния на основе анапольных мод также открывает возможности для управления диаграммой направленности, что делает их перспективными в задачах оптического камуфляжа и разработки направленных антенн [9].

Несмотря на быстрое развитие области анапольных резонансов, их применение в магнитооптике остаётся практически не изученным. Это связано, прежде всего, с тем, что большинство существующих исследований проводится на немагнитных материалах, таких как кремний или германий. Между тем, магнитооптические эффекты обусловлены изменением тензора электромагнитного отклика среды при намагничивании. Резонансная локализация электромагнитного поля и увеличение плотности фотонных состояний в анапольных модах могут усиливать световое взаимодействие с магнитноактивным материалом, что потенциально приводит к усилению магнитооптических эффектов. Это может быть использовано для разработки функциональных метаповерхностей с управляемыми магнитооптическими свойствами. Настоящая работа направлена на исследование этой возможности.

В качестве объекта исследования рассматривалась двумерная метаповерхность, состоящая из периодического массива нанодисков, изготовленных из магнитного полупроводника GaMnAs. Этот материал обладает выраженными анизотропными магнитооптическими свойствами. Метаповерхность формируется в виде решётки с периодом P=500 нм; нанодиски имеют радиус r=140 нм и высоту h=70 нм (рис. 1). Такие геометрические параметры были подобраны с учётом условий возбуждения анапольного резонанса в ближней инфракрасной области спектра, в диапазоне 700–800 нм GaMnAs сохраняет оптическую прозрачность и магнитную активность. Кроме того, указанные размеры соответствуют текущим возможностям нанофабрикации, включая электронно-лучевую литографию и молекулярно-лучевую эпитаксию GaMnAs, что делает структуру реализуемой в эксперименте.

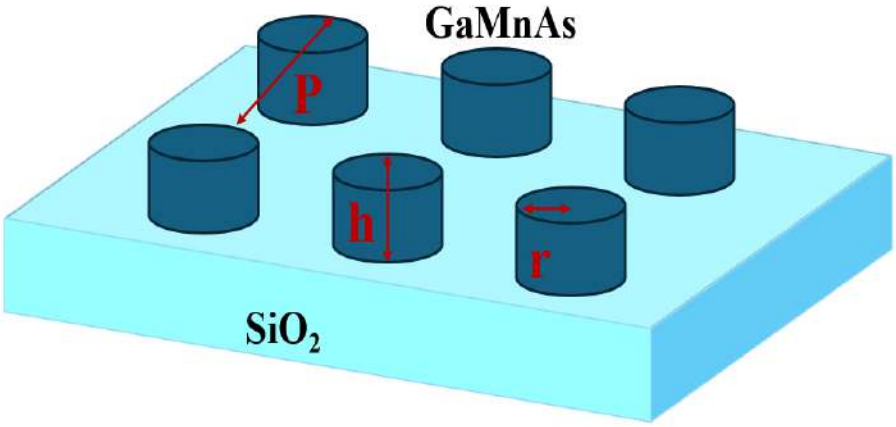


Рисунок 1. Схема рассматриваемой двумерной метаповерхности

С помощью численного моделирования, основанного на решении уравнений Максвелла для магнитноактивной среды, были построены спектры пропускания (рис. 2а) и полярного эффекта Керра (рис. 2б). В спектре пропускания наблюдается резонансный максимум на длине волны около 768 нм, соответствующий основному анапольному состоянию. В данной спектральной области происходит деструктивная интерференция между классическим электрическим дипольным моментом и тороидальным диполем, приводящая к подавлению рассеяния в дальней зоне. Это сопровождается усиленной локализацией поля внутри нанодисков, а внешне проявляется как резкий рост пропускания. Подобное поведение хорошо согласуется с ранее описанными характеристиками анапольных мод в диэлектрических резонаторах [1,3,6].

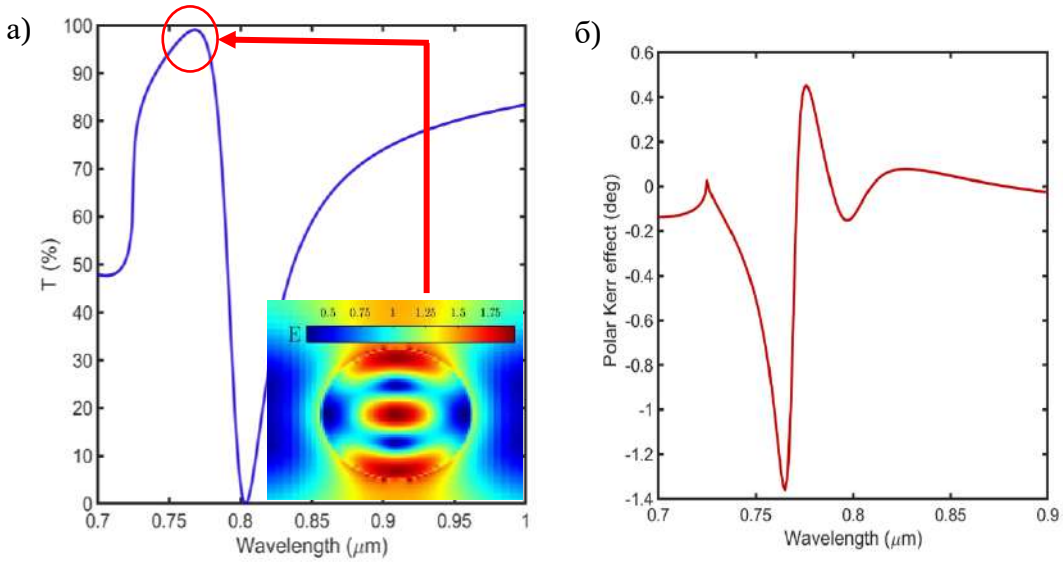


Рисунок 2. Спектры пропускания и полярного эффекта Керра метаповерхности

На той же длине волны регистрируется выраженный пик в спектре полярного эффекта Керра. Это указывает на усиление магнитооптического взаимодействия вблизи анапольного резонанса. Такое совпадение максимумов пропускания и отклика полярного эффекта Керра свидетельствует о том, что локализация электромагнитного поля в анапольной моде способствует увеличению эффективной длины взаимодействия света с магнитноактивной средой и, как следствие, приводит к росту угла вращения плоскости поляризации.

Таким образом, численное моделирование показывает, что анапольные моды в магнитных наноструктурах способны усиливать магнитооптический отклик за счёт локализации поля. Полученные результаты демонстрируют перспективность использования нерадиационных резонансов для управления светом в компактных магнитооптических метаповерхностях.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №23-12-00310.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Grinblat et al. // Nano Lett. 16, 4635–4640 (2016)
2. L. Novotny, B. Hecht // *Principles of Nano-Optics*. Cambridge Univ. Press (2012)
3. A. E. Miroshnichenko et al. // Nat. Commun. 6, 8069 (2015)
4. A. A. Basharin et al. // Phys. Rev. X 5, 011036 (2015)
5. B. Luk’yanchuk et al. // Nat. Mater. 9, 707–715 (2010)
6. Y. Yang et al. // Nano Lett. 17, 3238–3245 (2017)
7. J. S. T. Gongora et al. // Nat. Commun. 10, 2694 (2019)
8. Zeng L. et al. //IEEE Sensors Journal 22, 12, 11644-11652 (2022)
9. Luo Y. et al. //Nanoscale 15, 32, 13335-13345 (2023)

Нелинейный отклик одномерного фотонного кристалла с экситон-поляритонным слоем

О. А. Дмитриева[1,2 *], С. Г. Тиходеев[1,2,3]
[1] *Московский государственный университета им. М.В.Ломоносова*
[2]*Сколковский институт науки и технологий*
[3]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

В настоящее время привлекают интерес системы, в которых экситонные поляритоны взаимодействуют с резонансной оптической модой [1-5]. В таких системах вследствие возникновения нелинейности наблюдается сдвиг резонансной частоты при изменении интенсивности накачки, который может приводить к возникновению би- и мультистабильности отклика.

Рассматривают различные варианты структур со взаимодействием с экситон-поляритонами, изготавливаемых на базе микрорезонаторов, плазмонных решёток, фотоннокристаллических слоёв и т. д. [4]

Известно, что при увеличении интенсивности накачки и соответствующем увеличении экситонной плотности взаимодействие между экситонами приводит к синему сдвигу резонансной частоты. В случае хиральных систем снятие вырождения между состояниями света с правой и левой циркулярной поляризацией приводит к возникновению резких скачков интенсивности и степени циркулярной поляризации отклика при усилении интенсивности внешней накачки на частоте, близкой к резонансной частоте системы в линейном случае [5].

В настоящей работе изучается оптический отклик структуры, аналогичной предложенной в работе [4]. Она представляет собой слой одномерного фотонного кристалла на подложке, взаимодействующий с экситон-поляритонами в однородном слое, нанесённом на его поверхность (см. рис. 1).

Для анализа оптических свойств системы применялось Фурье-модальное разложение и метод оптической матрицы рассеяния [6,7]. Подобный подход позволяет анализировать линейный отклик слоистых структур. Для учёта нелинейных эффектов, связанных с взаимодействием между экситонами, применялся самосогласованный метод расчёта, при котором нелинейность проявлялась в изменённых значениях диэлектрической проницаемости в слое, содержащем экситонные поляритоны. А именно, для данных параметров накачки выбиралось некоторое затравочное значение этой диэлектрической проницаемости, для этого значения производился расчёт распределения электрического поля методом матрицы рассеяния и по нему вычислялось соответствующая диэлектрическая проницаемость экситонного слоя с учётом синего сдвига резонансной частоты. Отклонение результирующей диэлектрической проницаемости от исходной минимизировалось методом Ньютона.

В результате расчёта были получены зависимости интенсивности экситонной плотности в системе от частоты и интенсивности накачки, а также распределения электрического поля в экситонном слое.

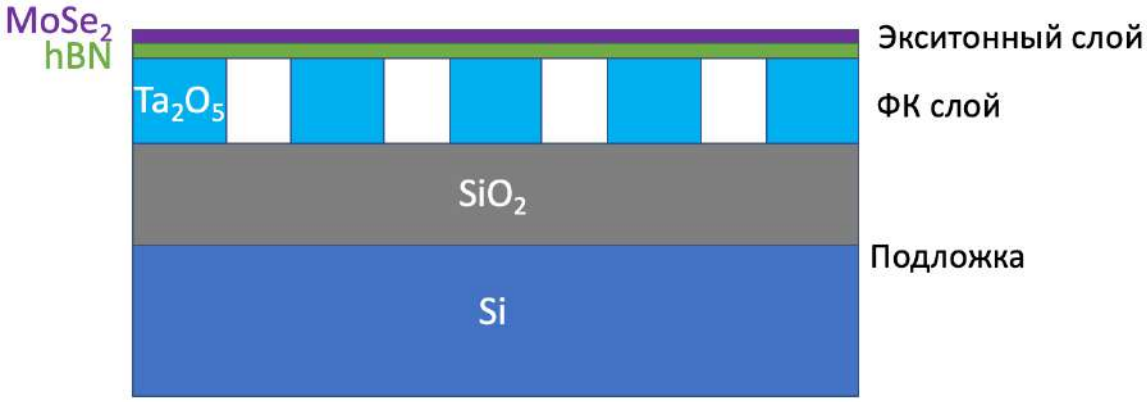


Рис. 1. Схема исследуемой системы.

В рассматриваемой структуре резонансы связаны со стоячей волной, приводящей к сильной неоднородности поля в плоскости системы. Поэтому, в отличие от микрорезонатора, рассмотренного нами ранее [5], в этом случае нельзя считать электрическое поле зависящим только от координаты, изменяющейся по нормали к структуре. Поэтому при расчёте учитывалась также неоднородность электрического поля и экситонной плотности в плоскости структуры. В дальнейшем планируется использование разработанного подхода для анализа аналогичных хиральных систем с возможностью управления степенью циркулярной поляризации отклика.

О.А. Дмитриева благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «Базис» за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii et al. // Europhys.Lett. 2004. V. 67. P. 997.
2. N.A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 236401.
3. С.С. Гаврилов // УФН 2020. Т. 190 137.
4. Kravtsov et al. // Light: Science & Applications 2020, V. 9 No 56.
5. Дмитриева О.А., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г. // Доклады РАН. Физика. Технические науки. 2023. Т. 510. С. 10–15.
6. Whittaker D.M., Culshaw I.S. // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. No 15. P. 2610–2618.
7. Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A., Gippius N.A., Ishihara T. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. No 4. P. 045102.

Полностью оптическое управление пропусканием света в структурах ENZ-метаматериал / фотохромные жидкие кристаллы

А.А. Доценко[1], В.Б. Новиков[1], С.В. Сотничук[2], Н.К. Давиденко[2], К.С. Напольский[2,3], Т.В. Мурзина[1]

[1]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
[2]*Факультет наук о материалах МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
[3]*Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
dotsenko.a@shg.ru

Использование наноструктурированных материалов лежит в основе современной фотоники, позволяя реализовывать структуры с заданными оптическими свойствами, недостижимыми в обычных веществах. Для практических приложений, например, маршрутизации световых сигналов и модуляции их интенсивности, первостепенное значение имеет возможность активного управления оптическим откликом метаматериалов. Это достигается применением в их структуре сред с перестраиваемыми оптическими свойствами. Перспективны в этом отношении жидкие кристаллы (ЖК), величина анизотропии диэлектрической проницаемости которых может изменяться с помощью внешних воздействий: температуры, электрического или магнитного полей. Особенно интересны здесь смеси ЖК с фотохромными добавками, позволяющими переключать состояние ЖК между нематической и изотропной фазами с помощью светового облучения. Недавно эта особенность фотохромных ЖК смесей была применена для фотоиндуцированного спектрального смещения резонанса фотонно-кристаллической микроструктуры [1].

Значительный интерес в фотонике вызывают гиперболические метаматериалы (ГММ), представляющие собой композитные металл-диэлектрические наноструктурированные среды с сильной одноосной анизотропией. Отличительная особенность этих материалов заключается в том, что действительные части главных компонент тензора их эффективной диэлектрической проницаемости имеют противоположные знаки. Это необычное свойство приводит к гиперболической изочастотной поверхности световых волн, распространяющихся в таких средах. Высокая плотность фотонных состояний света в режиме гиперболической дисперсии позволяет усиливать излучение источников света, расположенных внутри этих сред, а наличие волн с высокими значениями длины волнового вектора делает возможным преодоление дифракционного предела [2].

Для таких структур помимо гиперболической дисперсии света характерно наличие спектрального диапазона, в котором их эффективная диэлектрическая проницаемость близка к нулю (т.н. режим Epsilon-Near-Zero или ENZ). Недавно было показано, что ENZ режим диэлектрической проницаемости позволяет многократно увеличить оптические поля внутри ГММ, усиливая тем самым нелинейные оптические эффекты.

Помимо этого, в ENZ области спектра становится существенной пространственная дисперсия эффективной диэлектрической проницаемости (ε) нанокомпозита и, следовательно, проявляются эффекты нелокальности его оптического отклика, которые в привычных оптических средах чрезвычайно малы и трудно детектируемы. Эта ключевая особенность ГММ и ENZ метаматериалов существенно сказывается на пропускании ими света. Например, в ГММ, построенном из массива металлических наностержней, пространственная дисперсия ε приводит к появлению дополнительной оптической моды, связанной с цилиндрическим плазмоном, бегущим вдоль металлических наностержней. При этом падающая ТМ-поляризированная волна света возбуждает сразу две моды: дополнительную и главную, связанную с дипольным

откликом наностержней на электрическое поле световой волны. Возникающая межмодовая интерференция в значительной степени определяет оптический отклик ГММ, а управление ею дает новые возможности для контроля прохождения света через такие среды.

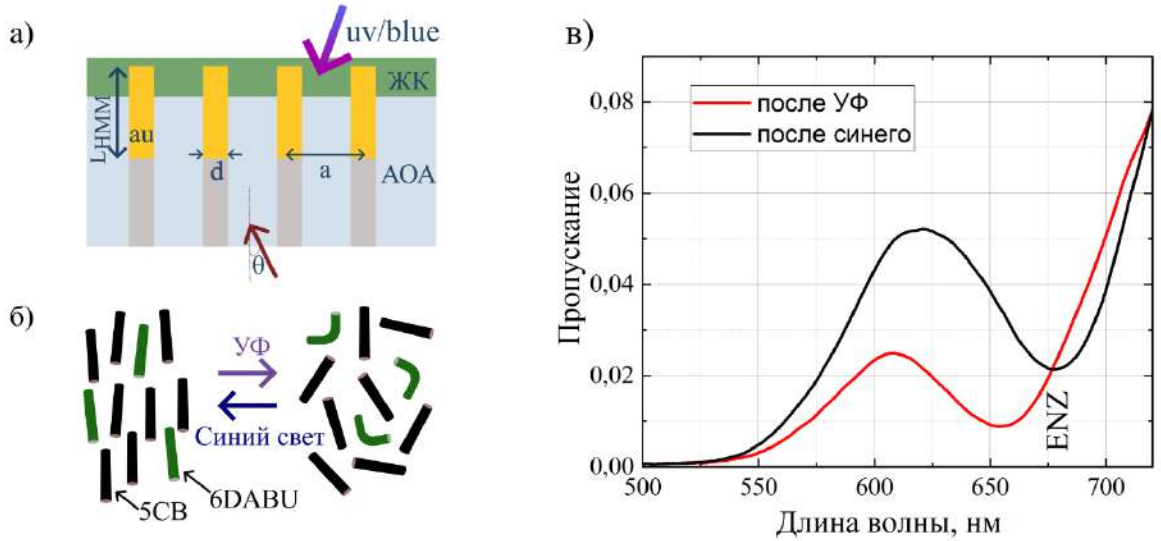


Рис. 1. а) Схематическое изображение ENZ-метаматериала, состоящего из золотых наностержней, свободная часть которых окружена фотохромной ЖК смесью. Направление падения зондирующего пучка света показано красной стрелкой, направление падения излучения накачки – синей стрелкой. б) Схематическое изображение процесса E-Z изомеризации молекул 6DABU и перехода смеси ЖК из изотропной в нематическую фазу. в) Экспериментальные спектры пропускания p-поляризованного света через гибридную ENZ-структуру после воздействия на нее УФ и синего света; угол падения излучения θ=26.5°.

В данной работе исследовано полностью оптическое управление коэффициентом пропускания гибридного ENZ-метаматериала, состоящего из массива металлических наностержней с сегментами, окруженными фотохромной ЖК смесью.

Экспериментальная ENZ-структура представляла собой массив золотых наностержней, выращенных в порах плёнки анодного оксида алюминия (АОА) путем электрохимического осаждения металла (Рис. 1 (а)). Диаметр наностержней составлял d = 30 нм, длина L_{HMM} = 420 нм, а расстояние между их центрами a ≈ 100 нм. Далее верхний слой АОА толщиной около 100 нм химически растворялся, в результате чего на верхней поверхности структуры был получен массив свободно стоящих золотых наностержней.

Для реализации оптического управления оптическим свойствами метаматериала пространство между свободностоящими наностержнями было заполнено фотохромной смесью нематических ЖК 5CB и производной азобензола 6DABU [1]. Главной особенностью последнего соединения является обратимая E-Z изомеризация под действием светового излучения, влияющая на фазовое состояние ЖК 5CB. Так при комнатной температуре и воздействии УФ излучения с длиной волны около 360 нм Z-изомеризация 6DABU приводит к фазовому переходу ЖК смеси из нематической фазы в изотропную (Рис. 1 (б)). Такое фотоиндуцированное переключение демонстрирует высокую стабильность с характерным временем обратного перехода около 20 дней. Обратный фазовый переход из изотропной в нематическую фазу может быть индуцирован воздействием синего излучения с длиной волны около 465 нм, вызывающего E-изомеризацию добавки 6DABU. Показатель преломления ЖК смеси в изотропной фазе составляет n_{iso} = 1.70. В нематической фазе ЖК демонстрирует высокую оптическую анизотропию, связанную с преимущественной ориентацией молекул ЖК и

обладает обыкновенным и необыкновенным показателями преломления n_o = 1.65 и n_e = 1.93 [1]. Столь высокие значения модуляции показателя преломления ЖК использованы нами для эффективного управления пропусканием света гибридной структуры ГММ+ЖК.

В соответствии с моделью Максвелла-Гарнетта рассчитано, что в исследуемой структуре эффективная диэлектрическая проницаемость ГММ близка к нулю при λ_{ENZ} = 660 нм. Кроме этого, экспериментально обнаружено, что в ENZ режиме при угле падения p-поляризованного света в окрестности θ = 26.5° наблюдается резкое падение коэффициента пропускания (T) структуры. Такой эффект связан с гибридизацией главной и плазмонной волн в массиве металлических наностержней и их интерференцией.

После заполнения пространства между свободностоящими наностержнями фотохромной смесью ЖК в нематической фазе спектральное положение ENZ-минимума пропускания p-поляризованного света принимает значение 678 нм (Рис. 1 (в)). Установлено, что облучение полученной структуры УФ светом с длиной волны 366 нм и интенсивностью около 17 мВт/см^2, излучаемого светодиодом, вызывает коротковолновый сдвиг положения минимума пропускания на $\Delta\lambda \approx 22$ нм (Рис. 1 (в)). Фотоиндуцированная модуляция пропускания резонансным образом усиливается в ENZ-режиме, достигая величины T(blue)/T(uv) ≈ 4. Наблюдаемый эффект полностью оптического переключения вызван светоиндуцированным фазовым переходом ЖК смеси в изотропную фазу при Z-изомеризации молекул 6DABU. Экспериментально обнаружена полная обратимость фотопереключения. Так облучение структуры непрерывным излучением с длиной волны λ = 465 нм и интенсивностью 40 мВт/см^2, генерируемым лазерным светодиодом, вызывало переключение ЖК в нематическую фазу и восстановление исходного спектра пропускания ГММ (красная кривая на Рис. 1 (в)). Характерное время переключения составляло около 3 секунд.

Численные расчеты, выполненные с использованием метода конечных разностей во временной области для гексагонального массива золотых наностержней с сегментами в АОА и ЖК, подтверждают наблюдаемый эффект усиления светоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания в ENZ-режиме метаматериала. Анализ показывает, что ключевыми механизмами фотопереключения являются (а) изменение величины λ_{ENZ} и (б) спектрально-угловое смещение условий деструктивной интерференции главной и дополнительной волн в структуре при фотоиндуцированном изменении диэлектрической проницаемости ЖК.

Таким образом, обнаружен эффект усиления фотоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания света ГММ, состоящего из массива золотых наностержней с сегментами окруженными фотохромными жидкими кристаллами, в спектральной окрестности ENZ-режима метаматериала. Наблюдаемый эффект вызван изменением диэлектрической проницаемости ЖК при фотоиндуцированном переходе между изотропной и нематической фазами ЖК.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова. Работа А.А.Д. была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (24-2-2-31-1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Bobrovsky A. et al. //Advanced Optical Materials. – 2020. – Т. 8. – №. 22. – С. 2001267.
2. Kolmychek I. A. et al. // Jetp Letters. – 2021. – Т. 114. – №. 11. – С. 653-664.

Геометрическая фаза света при закручивании жидкого кристалла магнитным полем в микрорезонаторе Фабри-Перо на основе металлических зеркал

А.С. Зуев, В.А. Гуняков, В.С. Сутормин, А.М. Паршин, В.Я. Зырянов, И.В. Тимофеев
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН –
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
ant.zue@iph.krasn.ru

Геометрическая фаза – это фаза колебательной системы, набегающая при перемещении системы в параметрическом пространстве, обладающем геометрической кривизной [1]. Геометрическая фаза получила большую известность после работ Берри по квантовой механике [2]. Простым примером геометрической фазы является угол поворота плоскости качания маятника Фуко при вращении земного шара. Угол поворота маятника пропорционален телесному углу, охватываемому траекторией маятника: чем дальше от полюса расположен маятник, тем больше геометрическая фаза. В общем случае характерное время изменения параметров колебательной системы может быть сопоставимым с периодом колебаний, в таком случае важен учет неадиабатической (диабатической) составляющей геометрической фазы [3].

В начале прошлого века Моген экспериментально обнаружил и объяснил эволюцию состояния поляризации в ячейке с жидким кристаллом, в которой угол поворота преимущественной ориентации молекул составлял 90 градусов (твист-ячейка) [4]. Он изобразил пространство поляризаций в виде сферы Пуанкаре. Моген показал, что для света в твист-ячейке состояние поляризации смещается на сфере Пуанкаре по криволинейной траектории как точка конуса, катящегося по экватору сферы Пуанкаре и отслеживающего изменение ориентации молекул жидкого кристалла.

Микрорезонатор Фабри-Перо с включением закрученного тем или иным способом нематического жидкого кристалла (ЖК) в качестве управляемого дефектного слоя благодаря своим оптическим свойствам является уникальной структурой как для создания функциональных элементов в устройствах нанофотоники и оптоэлектроники, так и для наблюдения новых физических эффектов и явлений [5]. В частности, хиральность планарно ориентированного слоя нематика можно индуцировать зондирующим полем, направленным вдоль этого слоя ортогонально директору. При такой конфигурации реализуется деформация чистого кручения нематика – *T*-эффект (от англ. torsion). Ранее магнитооптический *T*-эффект в резонаторе с распределёнными брэгговскими зеркалами был исследован в работе [6]. Использование вместо брэгговских металлических зеркал позволяет существенно расширить спектральный интервал для наблюдения эффектов, связанных с геометрической фазой, с диапазона 420-620 нм до диапазона 400-900 нм.

В данной работе резонатор был собран из двух металлических Ag-зеркал с зазором толщиной $d = 4.64$ мкм между ними, заполненным планарно ориентированным слоем нематического ЖК 5CB. Образец помещался между полюсами магнита ФЭЛ-18 ($0 < H < 20$ кЭ) таким образом, чтобы реализовать деформацию чистого кручения (рис. 1).

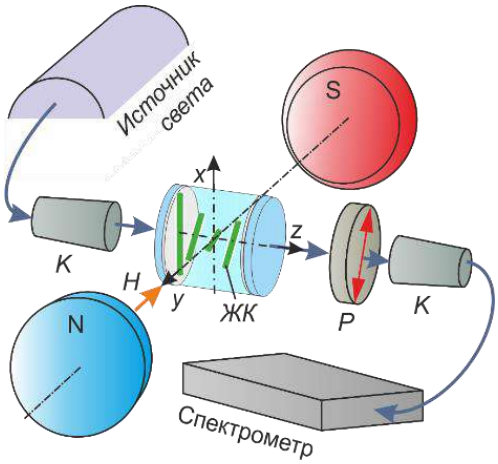


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования поляризационных и спектральных свойств резонатора типа Фабри-Перо с нематиком, хиральность которого индуцирована магнитным полем (*T*-эффект).

Для численного расчета использовался метод Берремана. Представлены расчётные и экспериментальные спектры пропускания, которые удовлетворительно согласуются между собой (рис. 2, 3). В окрестности длины волны 507 нм наблюдается максимум Герберта-Шадта [7], когда связь мод различной поляризации максимальна. Эта связь приводит к дополнительному смещению, которое не связано с геометрической фазой. В диапазоне от 780 нм в спектре пропускания начинают проявляться небольшие сателлиты рядом с основными пиками пропускания. Связано это с приближением к следующему максимуму Герберта-Шадта (выше 900 нм).

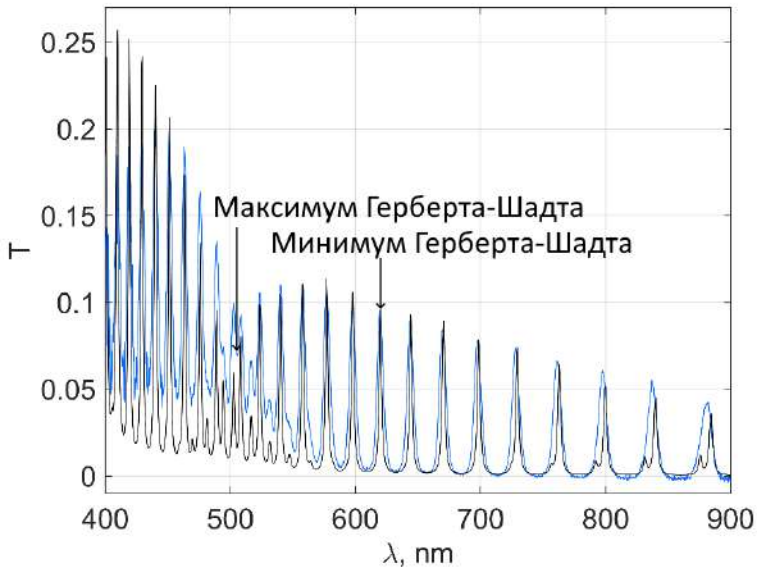
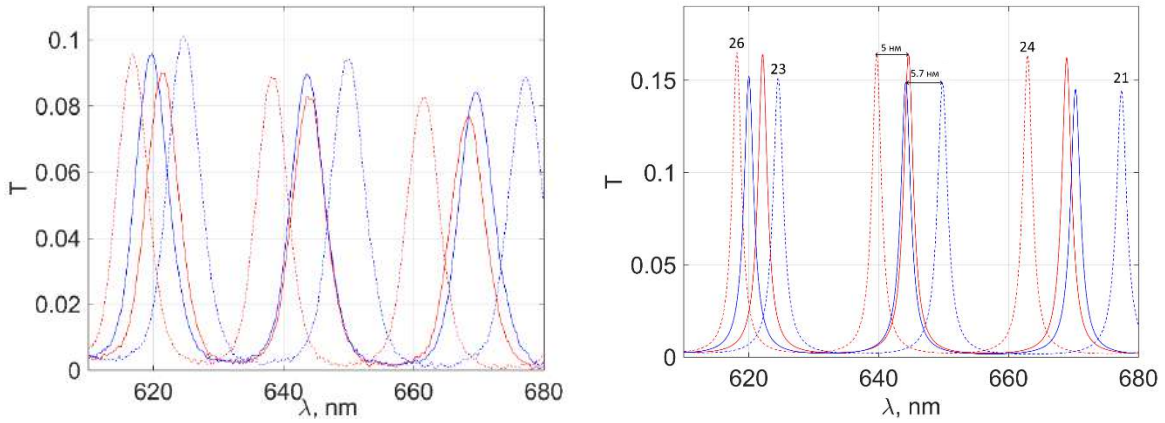


Рис. 2. Спектр пропускания системы в диапазоне 400-900 нм. Чёрная линия – расчётный спектр, синяя линия – экспериментальный спектр. Вертикальными стрелками отмечены длины волн, соответствующие экстремумам Гербер-Шадта.

Выбран диапазон длин волн (610-680 нм) в окрестности минимума Герберта-Шадта для исключения эффектов расталкивания резонансов, обусловленных связью мод различной поляризации, что позволяет связать смещение только с проявлением геометрической фазы [5]. В выбранном диапазоне представлены смещения резонансных

пиков в противоположные стороны для серий *o*- и *e*-мод (ordinary, extraordinary), соответственно (рис. 3).



(а) (б)

Рис. 3. Экспериментальный (а) и расчётный (б) спектры пропускания системы в диапазоне 610-680 нм. Сплошная линия – спектры пропускания при значении $H = 15$ кЭ, пунктирная линия – спектры пропускания при значении $H = 0$ кЭ, синяя линии – T_o компонента, красная линия – T_e компонента. Цифрами обозначены номера мод.

Величина смещений составляет 5 – 5.7 нм, что на порядок больше, чем для наблюдаемых смещений в пределах фотонной запрещенной зоны микрорезонатора Фабри-Перо с брэгговскими зеркалами. На резонансной длине волны 645 нм была построена сфера Пуанкаре, которая показывает изменение поляризации при прохождении света вглубь нематика (рис. 4).

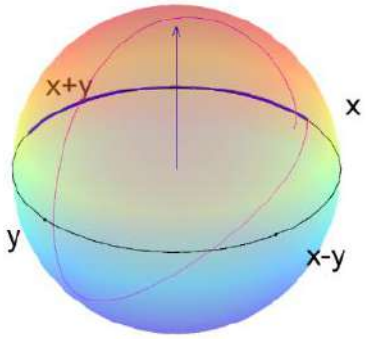


Рис. 4. Рассчитанное изменение поляризации света по мере прохождения ЖК-слоя изображено траекторией на сфере Пуанкаре. Малиновым цветом показана траектория в слое нематика. На сфере Пуанкаре точки экватора соответствуют линейным поляризациям света. Направлениям y, x-y, x, x+y соответствуют углы Ф = 0, 90, 180 и 270 градусов. Полюса сферы – круговые поляризации, верхнее полушарие – правые эллиптические поляризации.

Справедлива «геометрическая» формула: геометрическая фаза равна половине площади, охватываемой траекторией параллельного перенесения по сфере Пуанкаре [1]. Численно посчитав значение площади данной фигуры, можно оценить значение геометрической фазы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 24-12-00236.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Н. Клышко // УФН. 1993. Т. 163, № 11. С. 1–18.
2. M.V. Berry // Proc. RSA. 1984. Vol. 392, № 1802. P. 45–57.
3. Y. Aharonov, J. Anandan // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58, no. 16. P. 1593-1596

4. C.V. Mauguin // Bull. Soc. Fr. Miner. 1911. Vol. 34. P. 71–117.
5. С. Я. Ветров, И. В. Тимофеев, В. Ф. Шабанов // УФН. 2020. Т. 190. С. 37–62.
6. V. A. Gunyakov et al. // Phys. Rev. E. 2020. Vol. 102. P. 042701.
7. P. R. Gerber, M. Z. Schadt // Naturforschung. 1980. Vol. 35a, No 10. P. 1036.

Полуклассический анализ эффективного аксионного отклика в антиферромагнитной структуре

Э.А. Кокурина[1], В.А. Симонян[1], Э. Барредо-Аламилла[1], М.А. Горлач[1]
[1]*Физический факультет, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*
elina.kokurina@yandex.ru

В физике конденсированного состояния и фотонике наблюдается множество различных типов электромагнитного отклика, среди которых хорошо исследованы такие явления, как бианизотропия и хиральность[1]. Особое место занимают такие типы линейного отклика, которые связаны с нарушением симметрии обращения во времени и нарушением принципа взаимности. Примером таких материалов являются теллегеновские среды, которые недавно стали предметом активных исследований [2,3]. В физике конденсированного состояния этот же тип отклика известен как аксионный [4], и описывается уравнениями для Теллегеновской среды:

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{\mathrm{E}} + \chi\,\vec{B} \tag{1}$$

$$\vec{H} = -\chi\vec{\mathrm{E}} + \mu^{-1}\,\vec{B} \tag{2}$$

Недавние исследования показывают, что существует еще один тип магнито-электрического невзаимного отклика, весьма схожий с аксионным, но отличающийся от него [5]. В отличие от обычного аксионного отклика, возникающего в средах с гиротропией диэлектрической проницаемости и обусловленного орбитальным моментом, дуальный аксионный отклик возникает в средах с гиротропией магнитной проницаемости и, предположительно, связан со спиновым вкладом в намагниченность.

Однако микроскопической теории, позволяющий различить аксионный и дуальный аксионный отклик пока нет. Для решения данной проблемы мы рассматриваем модель многослойного антиферромагнетика, состоящего из чередующихся слоев с противоположно направленными спинами и периодом решетки a. Изначально, в невозбужденном состоянии все спины ориентированы вдоль оси z. При освещении системы плоской монохроматической волной, падающей по нормали, спины начинают колебаться с малыми отклонениями вдоль осей x и y под действием внешнего поля и взаимодействия друг с другом.

Путем расчета для эффективной многослойной среды с чередующимся показателем диэлектрической проницаемости ε был получен общий вид коэффициента аксионного отклика для метаматериала [6], освещаемого плоской волной

$$\chi_{multilayer} = \frac{\pi g 2a}{2\lambda} \tag{3}$$

где g это гиротропия, λ – длина волны падающего электромагнитного излучения, a – период слоистой структуры. Теперь мы рассматриваем наш материал как спиновую цепочку в антиферромагнитном порядке, прецессирующую во внешнем электромагнитном поле (Рис.1). Мы учитываем связь лишь соседних спинов через обменное взаимодействие с энергией:

$$W = \sum_{i=0}^{n} J\vec{S}_n\vec{S}_{n+1} \tag{4}$$

где обменный интеграл J>0, а спины S направлены в противоположные стороны. В данном случае состояние с антипараллельными спинами соответствует минимуму потенциальной энергии – изучаются малые возмущения на фоне этого минимума. Согласно предыдущим исследованиям, слоистые метаматериалы имеют очень сильный аксионный отклик (близкий к 1) [7].

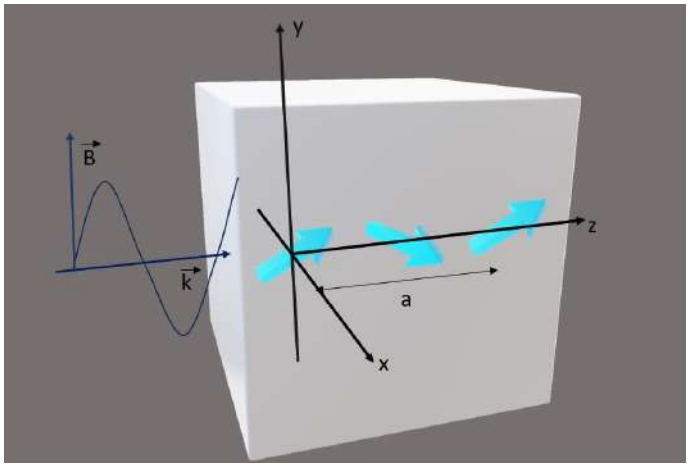


Рис.1. Цепочка спинов, колеблющаяся под действием ЭМВ.

Рассмотрим распространение плоской волны в слоистой структуре с помощью разложения по Флоке гармоникам с волновым вектором k_z и периодом обратной решетки b=$\frac{2\pi}{a}$.

$$\vec{H}(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \overrightarrow{H_n}\ e^{i(k_z+nb)z+ikr} \tag{5}$$

Суммарное магнитное поле системы спинов с единичной площадью ячейки S_0 будет задаваться следующим образом:

$$\overrightarrow{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} = \vec{H} - \frac{4\pi\gamma}{S_0}\sum_m \overrightarrow{s'_m}\,\delta(z - z_m) \tag{6}$$

Тогда мы можем рассматривать поведение спинов во внешнем поле $\vec{H}_{ex}$ с помощью уравнения Ландау-Лифшица, как отклонения первого порядка по времени вдоль осей x,y, считая что спины практически не отклоняются от прямой вдоль которой выстроены изначально. Таким образом, мы можем представить величину каждого из спинов через сумму независящей от времени и переменной частей $\vec{s}(t) = \overrightarrow{s^0} + \overrightarrow{s'}$(t), где $\overrightarrow{s^0} \gg \overrightarrow{s'}$(t).

$$\frac{d\overrightarrow{s_m}}{dt} = -\gamma\left[\overrightarrow{s_m} \times \vec{H}_{ex}\right] - \gamma[\overrightarrow{s_m} \times \vec{H}(\vec{r})] \tag{7}$$

Решая полученную систему на m спинов совместно с граничными условиями получаем условия для Флоке-гармоник на границе слоев, откуда видим что дуальный аксионный отклик имеет вид

$$\tilde{\chi} = \frac{2\pi^2\gamma^2 q\hbar\omega}{Vb\Delta} \tag{8}$$

где $q = \frac{\omega}{c}$, $\Delta = \omega^2 - (J\hbar)^2 sin^2(\frac{k_z a}{2})$. Здесь $\omega,\ V, J, b$ это частота излучения, объем ячейки занимаемой одним спином, обменный интеграл и период решетки в вертикальном направлении соответственно. Граничные условия на интерфейсе данной структуры принимают вид

$$\begin{cases} \vec{E}^{out} = \sum_n \vec{E}_n \\ \vec{H}^{out} = \sum_n \vec{H}_n \end{cases} \qquad \begin{cases} \vec{E}^{out} = \vec{E}_0 + \frac{2\pi^2\gamma^2 q\hbar\omega}{Vb\Delta}\vec{H}_0 \\ \vec{H}^{out} = \vec{H}_0 \end{cases} \tag{9}$$

Где E^{out} и H^{out} – это электрическое и магнитное поле вне структуры.

Помимо этого, интересным эффектом, описывающим свойства данной системы и измеримым экспериментально является поворот плоскости поляризации отраженной волны. При этом поляризация волны, прошедшей через структуру, не изменяется.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Serdyukov A. et al. Electromagnetics of bi-anisotropic materials: Theory and applications. – 2001.*
2. Safaei Jazi S. et al. //Nature Communications. – 2024. – Т. 15. – №. 1. – С. 1293.
3. Yang Q. et al. //Nature Communications. – 2025. –Т. 16. – №. 1. – С. 151.
4. *Nenno D. M. et al. //Nature Reviews Physics. – 2020. – Т. 2. – №. 12. – С. 682-696.*
5. *Seidov T. Z. et al. //arXiv preprint arXiv:2407.20767. – 2024.*
6. *Shaposhnikov L. et al. // Phys. Rev. B. – 2023. – Т. 108. – №. 11. – С. 115101.*
7. *Li R. et al. //Nature Physics. – 2010. – Т. 6. – №. 4. – С. 284-288.*

Оптические эффекты в структурах с неоднородной намагниченностью

И.А. Колмычек, Т.В. Мурзина
МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет
irisha@shg.ru

Взаимодействие оптического излучения с магнитными материалами является активно развивающейся областью современной науки, открывающей широкие возможности как для наблюдения новых эффектов, так и для изучения и характеризации ферромагнитных материалов [1,2]. Это особенно важно в связи с развитием технологий, позволяющих прецизионное изготовление тонких ферромагнитных пленок и массивов наночастиц различной формы, композиционного состава и взаимного расположения, обладающих новыми магнитными и оптическими свойствами, реализация которых в естественных материалах невозможна [3,4]. Такие структуры интересны как с фундаментальной точки зрения для исследования эффектов низкоразмерного магнетизма, обменного и магнитостатического взаимодействия и др., так и с прикладной - для создания на основе наноструктурированных ферромагнитных сред различных устройств спинтроники и магнитной памяти.

Создание и исследование наноструктур и тонких пленок требует развития высокочувствительных и неинвазивных способов их контроля и диагностики. Среди оптических методов следует отметить поляризационную микроскопию и нелинейно-оптические методы, основанные, в первую очередь, на генерации магнитоиндуцированной второй гармоники (ВГ) [5]. Особенностью метода генерации ВГ является локализация соответствующих источников на поверхностях и интерфейсах центросимметричных сред, что определяет высокую чувствительность метода к магнитным свойствам наноструктурированных материалов.

В работе представлены результаты исследований линейных оптических эффектов и генерации ВГ в ферромагнитных тонких пленках, нано- и микроструктурах. Рассмотрен новый механизм генерации ВГ, в основе которого лежит светоиндуцированная динамика намагниченности в бислойных пленках ферромагнитный\тяжелый металл. Продемонстрирован и другой механизм генерации ВГ в наноструктурированных ферромагнитных металлах, связанный с наличием макроскопического тороидного момента в массивах частицах с вихревым распределением намагниченности. Показано, что обменное взаимодействие в наноструктурах антиферромагнетик\ферромагнетик приводит к смещению петель гистерезиса магнитооптического эффекта Керра как в линейном, так и в квадратичном оптическом отклике. Продемонстрированы уникальные возможности оптической и нелинейно-оптической диагностики сред с неоднородным распределением намагниченности, а также визуализация пиннинга доменных стенок в пленках гранатов с нанесенными на них метаповерхностями на основе ферромагнитных металлов.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М.В. Ломоносова.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Fert // Rev. Mod. Phys. 2008. V. 80. P. 1517.
2. J. Mccord // J. of Physics D: Applied Physics. 2015. V. 48. P. 333001.
3. S. Yakata et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 222503.
4. P. Metaxas // J. of Applied Physics. 2013. V. 113. P. 073906.
5. R.-P. Pan et al. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 1229.

Фотохромные свойства микроструктурированного оксида вольфрама

О.А. Лютикова, М.Е. Докукин, Д.П. Куликова, А.В. Барышев
ФГУП «ВНИИА им. Н.Л. Духова», Москва, Россия
А.В. Казиев, М.М. Харьков
НИЯУ «МИФИ», Москва, Россия
email: *lutikovaolga@mail.ru

Обработка металлов потоком гелиевой плазмы является методом, позволяющим получать микроструктурированную поверхность, называемую «металлическим пухом», для широкого ряда металлов, включая вольфрам, титан, молибден и др. [1]. Показано, что схожие системы с развитой поверхностью могут быть сформированы методом импульсного магнетронного распыления в среде плазмообразующего гелия [2]. Дополнительный термический отжиг микроструктурированных металлов приводит к их окислению и формированию мезопористых оксидов. Подобные газочувствительные оксиды с развитой поверхностью, в частности, оксид вольфрама [3], являются перспективными в разработке сенсоров водорода ввиду высокого отношения поверхности к объёму материала.

В данной работе исследовались оптические свойства микроструктурированного триоксида вольфрама (WO_3), изготовленного методом импульсного магнетронного распыления в среде гелия. Термическое окисление производилось на воздухе при температуре 500 ^oC в течение 1 часа. Измерение спектров рассеяния (в обратную полусферу) от поверхности образцов проводилось с помощью двухлучевого спектрофотометра, оснащенного интегрирующей сферой. Было установлено, что в результате отжига произошло окисление микроструктурированного вольфрама до триоксида вольфрама с моноклинной кристаллической решёткой [4], характеризующегося высокой пористостью (Рис. 1).

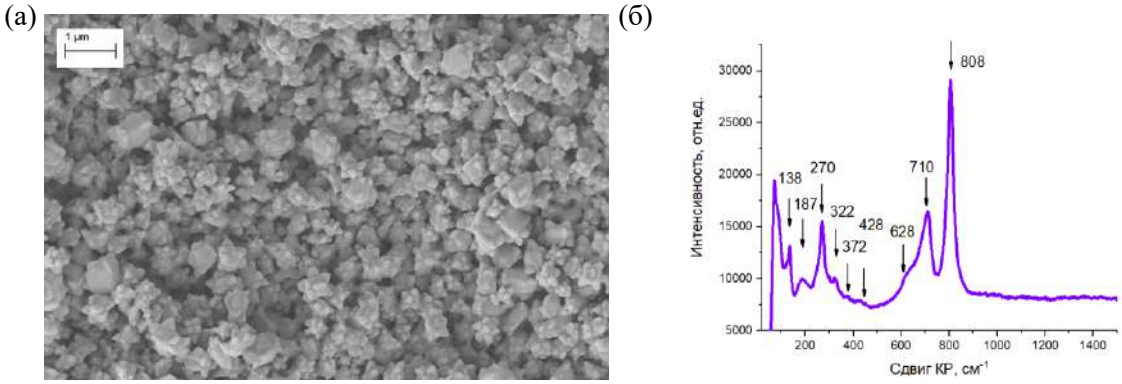


Рис. 1 (а) РЭМ-изображение и (б) спектр комбинационного рассеяния микроструктурированного WO_3.

Полученные образцы микроструктурированного WO_3 были подвергнуты воздействию ультрафиолетового (УФ) излучения с длиной волны 254 нм в течение 30 минут. Было обнаружено, что в результате данного воздействия происходит

уменьшение интенсивности рассеяния света от образца из-за и роста поглощения материала (Рис. 2(а)), т.е. наблюдается эффект фотохромизма. Показано, что после воздействия УФ излучения при хранении на воздухе в течение 72 часов оксид вольфрама переходит в состояние с меньшим количеством кислородных вакансий, но для полного восстановления оптических свойств образца требуется дополнительный отжиг при температуре 300 °C в течение 30 минут в воздухе. Представленный в работе микроструктурированный WO_3 не изменяет свои оптические свойства при многократном повторении цикла облучения УФ/термического окисления.

На рисунке 2(б) показана спектральная зависимость изменения интенсивности рассеяния света от поверхности микроструктурированного оксида вольфрама, обусловленного влиянием УФ излучения. Наблюдаемые особенности коррелируют с экспериментальными данными, полученными в работе [5], в которой исследовались оптические свойства наноплёнок аморфного WO_3 при протекании реакции восстановления в водороде и, соответственно, образовании кислородных вакансий [5]. Таким образом, в случае микроструктурированного триоксида вольфрама, выделенные на рисунке 2(б) гауссовые кривые можно отнести к полосам поглощения [5], возникающим за счёт образования кислородных вакансий на поверхности (1,18 эВ) и в объёме WO_{3-x} (2,35 эВ).

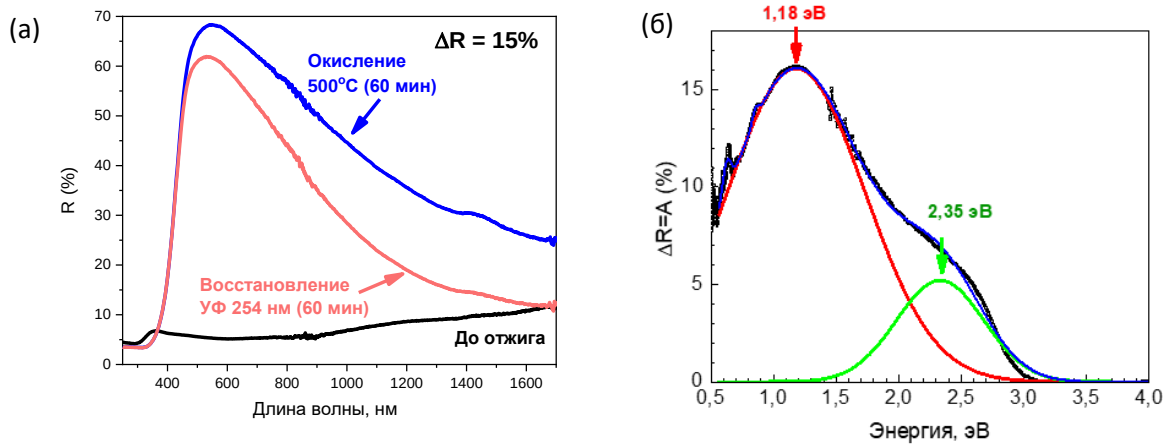


Рис. 2 (а) Спектры рассеяния в обратную полусферу микроструктурированного вольфрама (чёрная кривая), триоксида вольфрама до (синяя кривая) и после (красная кривая) воздействия УФ излучения.
(б) Спектральная зависимость, иллюстрирующая поглощение вследствие фотохромного окрашивания WO_3.

Таким образом, в работе исследованы оптические свойства микроструктурированного оксида вольфрама, обладающего хорошей повторяемостью оптических свойств, что показывает возможность применения его в качестве сенсора. По аналогии с аморфными плёнками триоксида вольфрама [3], изготовленная мезопористая структура будет исследована в экспериментах по детектированию водорода.

Список литературы

1. Kajita, Shin & Ito, Atsushi & Ibano, Kenzo. (2022). Growth of fiberform nanostructures on metal surfaces by helium plasma irradiation. Journal of Applied Physics. 132. 181101. 10.1063/5.0123430

2. Харьков М. М. и др. Магнетронное распыление вольфрамовых покрытий в дейтериево-гелиевых смесях // Высокотемпературные процессы в материаловедении. 2023. Т. 27. № 4. С. 25-32.

3. Kulikova, Daria & Baburin, Alexander & Amiraslanov, Ali & Lotkov, E.S. & Rodionov, Ilya & Pukhov, A. & Baryshev, Alexander & Dorofeenko, Alexander. (2023). Optical properties of ultrathin Pd and Pt films on a quartz substrate and on tungsten trioxide films. Journal of Radio Electronics. 2023. 10.30898/1684-1719.2023.12.7.

4. R.F. Garcia-Sanchez et al. Thermal Effects Associated with the Raman Spectroscopy of WO_3 Gas-Sensor Materials. The journal of physics chemistry A 117 (2013) 13825-13831

5. Kulikova, Daria & Baburin, Alexander & Lotkov, E.S. & Rodionov, Ilya & Baryshev, Alexander. (2024). In-situ ellipsometric study of WO_{3-x} dielectric permittivity during gasochromic colouration. International Journal of Hydrogen Energy. 82. 767-775. 10.1016/j.ijhydene.2024.07.458.

Наблюдение связанных состояний в континууме под световой линией в полностью диэлектрических метаматериалах

Р.Х. Назаров[1], А.А. Богданов[1,2], З.Ф. Кондратенко[1]
[1]*Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Харбинский инженерный университет, г. Циндао, Китай*
r.nazarov@metalab.ifmo.ru

Связанные состояния в континууме (ССК) можно охарактеризовать как локализованные состояния, энергетический спектр которых встроен в непрерывный спектр распространяющихся волн в окружающем пространстве [1]. В оптике такие резонансные состояния можно обнаружить в периодических фотонных структурах, более того, сегодня проводится множество исследований по их теоретическому описанию [2] и практическому применению [3]. Поскольку экспериментально ССК может быть обнаружено в виде сверхузких резонансов Фано в спектре отражения, активно исследуется их приложение в разработке сенсоров с высокой чувствительностью и показателем качества (FOM) [3]. Помимо этого, ССК нашли широкое применение в усилении взаимодействия света с веществом [4], а также в генерации высших гармоник [5].

Одной из особенностей ССК является их топологическая защищенность, что объясняется наличием топологического заряда. Топологический заряд можно описать как вихрь поляризации дальнего поля в $k-$пространстве. В силу наличия топологической природы, под воздействием возмущения, не меняющего плоскостную симметрию системы, ССК мигрируют в импульсном пространстве. Недавно в работе [6] было показано, что путем оптимизации геометрии структуры и нарушения плоскостной симметрии можно наблюдать миграции топологических зарядов в волноводную область. Очевидно, что для практического исследования миграции ССК, предложенный авторами подход является труднореализуемым.

В связи с этим, в этой работе мы исследуем влияния изменения показателя преломления среды на характер миграции ССК под световую линию верхнего пространства (аналита). На Рис.1 (а) схематически показано смещение ССК из светового конуса под него при изменении показателя преломления среды. Как показана на Рис.2 (б), рассматриваемая структура представляет из себя метаповерхность из периодического массива бесконечно-длинных диэлектрических брусков с периодом a=120 нм, высотой H = 170 нм и фактором заполнения 0.5. Показатель преломления брусков равняется 3.14. Рассматривается TE поляризованная падающая волна в субдифракционным режиме. Панели (в-г) на Рис.1 показывают рассчитанную зонную диаграмму резонансной моды, с указанием положения ССК и профиля электрического поля при разных значениях показателя преломления среды. Профили поля были рассчитаны в пакете COMSOL Multiphysics, в то время как зонная диаграмма и добротности были получены решением нелинейной задачи нахождения собственных чисел методом Ньютона для второй производной (Halley's method).

Из полученных результатов видно, что в режиме ССК значение добротности ограничено лишь точностью численного метода и теоретически может достигать бесконечности. При этом, даже при нарушении симметрии, то есть при отличии показателя преломления подложки и окружающего пространства и попадания ССК под световую линию аналита, добротность остается максимальным. Нужно отметить, что образовавшийся ССК под световым конусом, в отличии от традиционного случайного ССК вне Г точки, является истинным. Это объясняется тем, что, находясь под световой линией аналита, резонансное состояние не утекает на верхнее пространство, в то же время являясь неизлучающим относительно подложки. Эти два фактора приводят к

возникновению «запертого» состояния, который является устойчивым к возмущению показателя преломления среды.

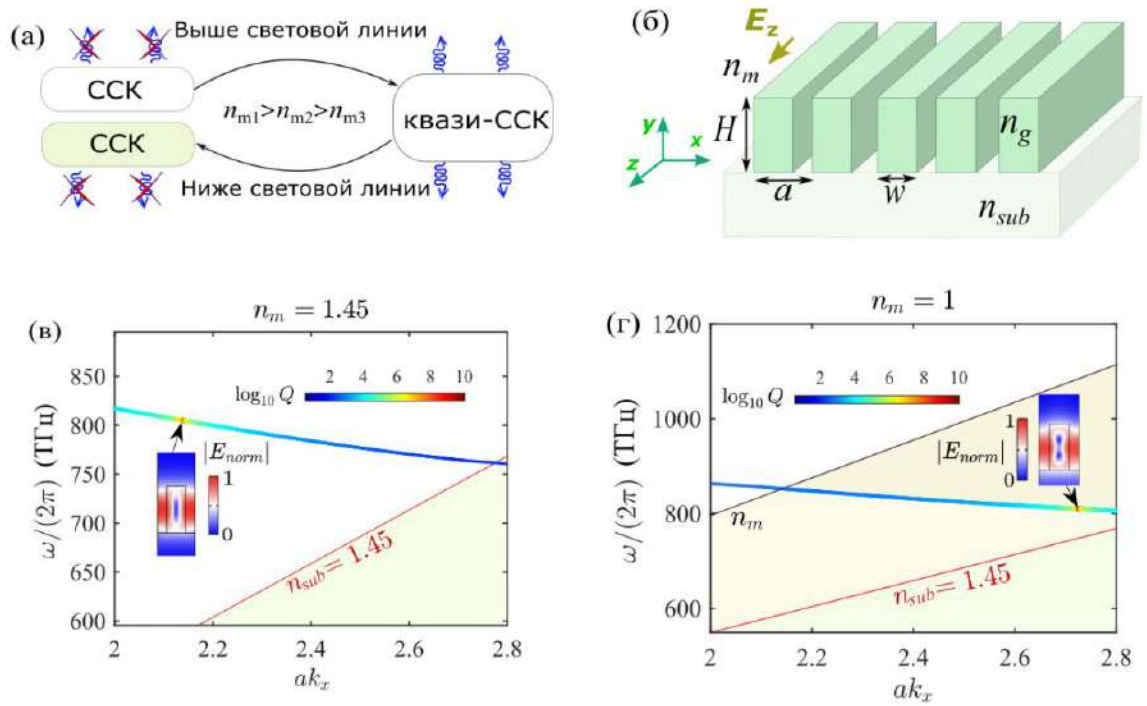


Рис. 1. (а) Схематическое изображение процесса смещение ССК под световой конус; (б) Иллюстрация структуры с периодом a = 120 нм, высотой H = 170 нм, шириной брусков $w = 0.5a$, имеющие показатель преломления n_g = 3.14, находящегося на подложке с n_{sub} = 1.45; (в-г) Положение ССК на зонной диаграмме при разных значениях показателя преломления среды n_m. На вставках показаны распределение электрического поля и добротность резонансного состояния.

Таким образом, в этой работе мы изучаем новый механизм преобразования случайного ССК в истинный ССК под световой линией аналита при изменении показателя преломления среды. Более того, во время этого процесса случайный ССК сначала преобразуется в квази-ССК, а затем превращается в истинное локализованное состояние. Далее мы исследуем динамику данного процесса, и показываем, что при нахождении ССК под световым конусом возмущение показателя преломления среды не влияет на его устойчивость. Полученные результаты могут быть полезны в проектировании высокодобротных сенсоров, для эффективной локализации электромагнитного поля и усиления взаимодействия излучения с веществом.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23–72-10059, https://rscf.ru/project/23-72-10059/

ЛИТЕРАТУРА

1. Koshelev K. L. et al. //Phys.-Usp. E. 2023. V. 93. P. 528-553.
2. Zhen B. et al. //Physical review letters. E. 2014. V. 113. No. 25. P. 257401.
3. Liu X. et al. // Optik. E. 2022. V. 261. P. 169248.
4. Yoon J. W. et al. //Scientific reports. E. 2015. V. 5. No. 1. P. 18301.
5. Hwang M. S. et al. //Nature Communications. E. 2021. V. 12. No. 1. P. 4135.
6. Lepeshov S., Yesmantovich M., Bogdanov A. // Optica. E. 2023. V. 10. No. 6. P. 797-800.

Оптические эффекты в метаматериалах с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью

В.Б. Новиков[1], А.А. Доценко[1], А.К. Загравский[1] С.В. Сотничук[2], Н.К. Давиденко[2], К.С. Напольский[2,3], Т.В. Мурзина[1]

[1]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

[2]*Факультет наук о материалах МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

[3]*Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

vb.novikov@physics.msu.ru

Метаматериалы являются ключевым элементом фотоники из-за своих необычных оптических свойств, возникающих при микро- и наноструктурировании сред, что позволяет усиливать их взаимодействие со светом. Особенно интересны здесь гиперболические метаматериалы (ГММ), т.е. среды с противоположными знаками главных компонент тензора диэлектрической проницаемости. Это свойство приводит к формированию гиперболоидной изочастотной поверхности для световых волн в ГММ, сопровождается (а) распространением излучения с необычно большими волновыми числами и (б) высокой плотностью фотонных состояний, позволяя, например, преодолевать дифракционный предел при визуализации микрообъектов и увеличивать скорость спонтанных переходов источников света внутри ГММ [1]. Экспериментально эти свойства реализуются в многослойных металл-диэлектрических композитах и массивах плазмонных наностержней в диэлектрической матрице.

В таких структурах возникает и другая особенность, заключающаяся в смене знака действительной части одной из главных компонент тензора их эффективной диэлектрической проницаемости (ε) и соответственно прохождении ее через нулевое значение. Этот epsilon-near-zero (или ENZ) режим спектрально разделяет диапазоны гиперболической и эллиптической дисперсий света. Малые значения ε позволяют увеличивать оптические поля внутри анизотропных ENZ-сред при падении на них света, приводя, например, к усилению генерации оптических гармоник и эффекта самофокусировки излучения. Также в ENZ-режиме коэффициент пропускания метаматериала и поляризация прошедшего света могут значительно модулироваться при воздействии мощной лазерной накачки [2]. Кроме этого, малые величины ε таких ENZ-метаматериалов существенно повышают роль обычно слабых эффектов нелокальности оптического отклика, приводя к новым оптическим явлениям.

В данной работе рассматриваются 1) эффекты быстрого и медленного света при распространении фемтосекундных лазерных импульсов, 2) получение пространственно-временных оптических вихрей и управление ими с помощью чирпирования, 3) усиление термо- и магнитооптических эффектов в ENZ-метаматериалах.

Структуры, исследованные в нашей работе, представляли собой массивы серебряных или золотых наностержней в матрице анодного оксида алюминия (АОА). Такие композиты были получены электроосаждением металла в поры АОА. Типичная длина выращенных наностержней составляла около 1 мкм, диаметры наностержней составляли около $d = 30 - 35$ нм, а расстояние между их центрами 95-105 нм в зависимости от условий анодирования алюминия при создании АОА. Выбор этих параметров, определяющих объемную долю металла в композите, позволял задавать спектральное положение ENZ-режима.

Образец, использовавшийся для экспериментального исследования времени прохождения фемтосекундных лазерных импульсов через ENZ-среды, демонстрировал ENZ-режим при длине волны света около $\lambda_{ENZ} = 760$ нм. Эта особенность проявлялась спектральным минимумом коэффициента пропускания (T) для p-поляризованного света. В этой же спектральной области обнаружены дополнительные минимумы T,

возникновение которых связано с нелокальным оптическим откликом массива металлических наностержней [3, 4].

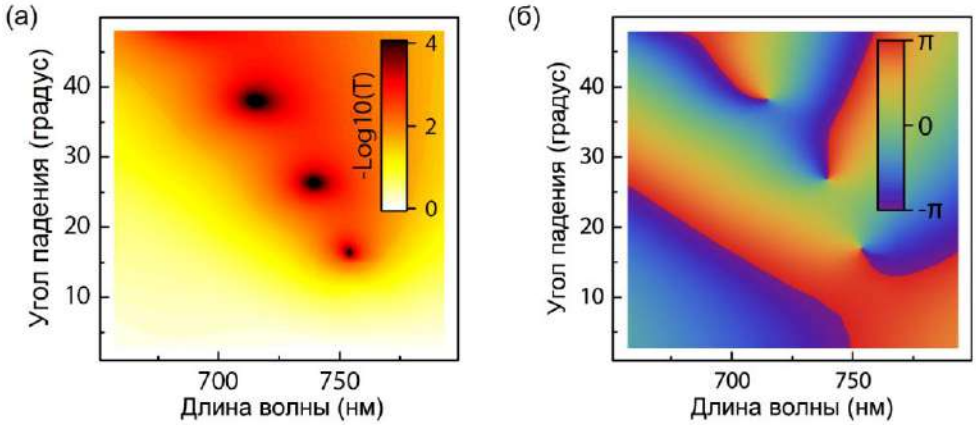


Рис. 1 Рассчитанные частотно-угловые зависимости (а) коэффициента пропускания света по интенсивности и (б) фазы комплексного коэффициента пропускания по полю.

Это наблюдение подтверждается численными расчетами прохождения света через гексагональный массив серебряных наностержней в матрице АОА (Рис. 1(а)). Анализ пропускания показывает, что в ENZ части спектра возникают точечные области нулевых значений коэффициента пропускания, вызванные деструктивной интерференцией электромагнитных мод, возбуждаемых в метаматериале падающим светом. Важно, что в интерференции принимают участие две оптические моды, т.н. главная и дополнительная. С точки зрения модели эффективной одноосной среды появление дополнительной волны связано с нелокальным откликом композита. Также ее возникновение обусловлено распространением цилиндрического плазмона вдоль металлических наностержней [4]. Важно, что точки нулевого пропускания соответствуют фазовым сингулярностям комплексного коэффициента пропускания с единичным топологическим зарядом (Рис. 1(б)). Именно эти особенности использовались нами при наблюдении оптических эффектов для импульсного излучения.

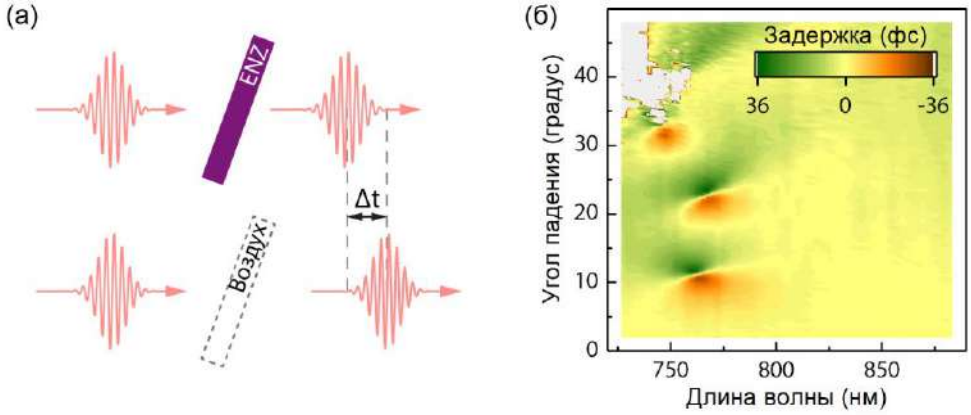


Рис. 2 (а) Схема прохождения лазерного импульса, (б) экспериментальная спектрально-угловая зависимость величины задержки Δt фемтосекундных лазерных импульсов в ENZ-метаматериале.

Методом нелинейно-оптической кросскорреляции были измерены времена задержек (Δt) фемтосекундных лазерных импульсов длительностью около 80 фс в ENZ-метаматериале на основе серебряных наностержней (Рис. 2(а)) [4, 5]. На Рис. 2(б) показана полученная спектрально-угловая (λ-θ) зависимость величины Δt относительно задержки импульса света в слое воздуха той же толщины, что и метаматериал, т.е. около 1 мкм. Обнаружены эффекты быстрого и медленного света, заключающиеся в опережающем или запаздывающем движении лазерного импульса через структуру, что проявляется знакопеременным профилем Δt на Рис. 2(б). Видно, что динамические эффекты наблюдаются исключительно в ENZ спектральной области метаматериала и

усиливаются вблизи минимумов пропускания, вызванных нелокальностью оптического отклика структуры. Обнаружено, что величиной задержки Δt и ее знакопеременным λ-θ профилем можно управлять путем чирпирования падающего фемтосекундного импульса [5]. Например, оно приводит к усилению наблюдаемых эффектов быстрого и медленного света. Анализ показывает, что ключевую роль в наблюдаемом динамическом эффекте играют λ-θ сингулярности группового показателя преломления вблизи фазовых дислокаций коэффициента пропускания структуры, показанных на Рис. 1(б).

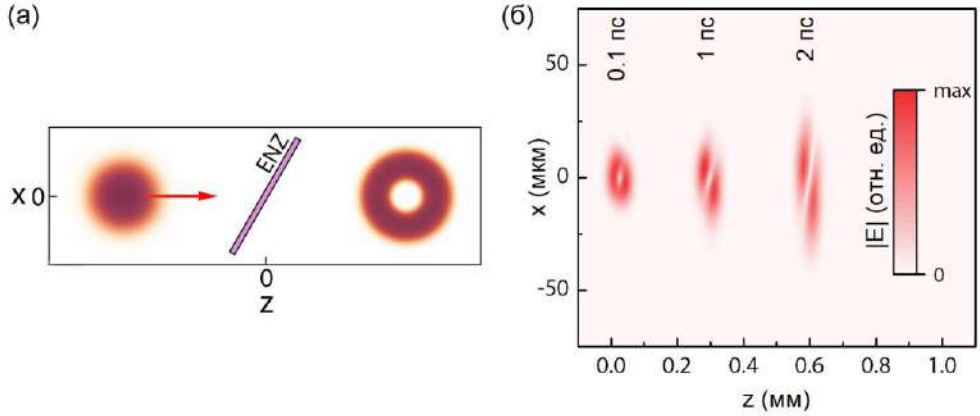


Рис. 3 (а) Схема получения пространственно-временного оптического вихря, (б) рассчитанная пространственная зависимость амплитуды электрического поля импульса в разные моменты времени.

Эти фазовые особенности также могут быть использованы для получения пространственно-временных оптических вихрей – лазерных импульсов с “закрученностью” фазы оптического поля и кольцеобразным распределением интенсивности света в координатах «пространство-время» [6]. Это приводит к наличию у таких импульсов орбитального оптического момента, ориентированного поперек направления их движения. Кроме фундаментального интереса рассматриваемые вихревые состояния света перспективны для передачи информации по оптическому каналу и даже релятивистского ускорения электронов. ENZ-метаматериалы позволяют создавать компактные планарные устройства для генерации таких импульсов.

С помощью расчетов нами показано, что пространственно-временные оптические вихри формируются при прохождении через ENZ-метаматериал гауссова лазерного импульса, ограниченного в продольном и поперечном направлениях (Рис. 3(а)) [7]. Для такого преобразования излучения спектрально-угловой спектр падающего света должен быть центрирован с фазовой сингулярностью комплексного коэффициента пропускания структуры. На Рис. 3(б) видно, что сразу за метаматериалом (z≈0) образуется оптический вихрь с кольцеобразным распределением амплитуды поля. Расчеты подтверждают наличие винтовой дислокации фазы электрического поля в центре вихря с топологическим зарядом (l) равным единице. Оптические вихри с большей величиной l могут быть получены с помощью каскада ENZ структур [7]. Важно, что по мере движения в свободном пространстве оптический вихрь распадается на два отдельных импульса (Рис. 3(б)). Мы показали, что путем чирпирования падающего излучения возможно смещать вдоль направления z область формирования вихря, добиваясь его устойчивого распространения даже в дальней области дифракции [8].

Функциональные свойства ENZ-метаматериалов существенно расширяются при их объединении с магнитными материалами [9, 10] и жидкокристаллическими средами [11]. Так, например, в ENZ-структурах, покрытых слоем ферромагнетика, поперечный интенсивностный магнитооптический эффект, заключающийся в магнитоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания, может многократно усиливаться благодаря оптической нелокальности отклика метаматериала. Это продемонстрировано на Рис. 4(а), на котором показан измеренный спектр магнитного

контраста пропускания (ρ) для массива золотых наностержней в матрице АОА, покрытой сверху 10 нм слоем никеля. Величина ρ демонстрирует знакопеременный профиль и усиление почти на порядок в окрестности λ-θ минимумов пропускания, связанных с деструктивной интерференцией главной и дополнительной волн в структуре.

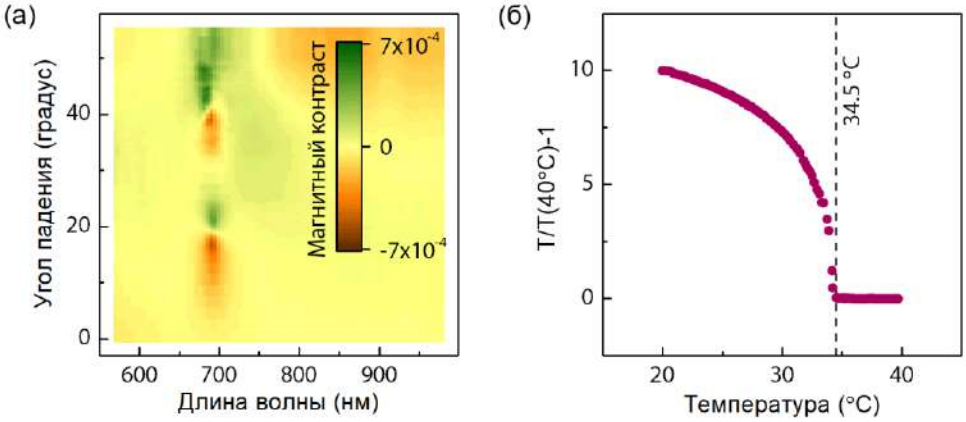


Рис. 4 (а) Экспериментальная спектрально-угловая зависимость магнитного контраста коэффициента пропускания, (б) измеренная температурная зависимость относительного изменения пропускания массива золотых наностержней с сегментами в ЖК.

Нами обнаружено, что особенно эффективное управление межмодовой интерференцией реализуется в гибридных структурах ENZ-метаматериал/ЖК [11]. Так продемонстрировано более чем 10-кратное увеличение коэффициента пропускания в ENZ массивах золотых наностержней, чьи сегменты длиной около 100 нм окружены нематическими ЖК 5CB, при охлаждении структуры от 40 °C (Рис. 4(б)). Ключевую роль в этом эффекте играют высокие термооптические свойства ЖК, их фазовый переход при температуре 34.5 °C и нелокальность отклика ENZ-метаматериала.

Таким образом в работе исследовано взаимодействие света с ENZ-метаматериалами, образованными массивами плазмонных наностержней в диэлектрической матрице. Показано, что для фемтосекундных лазерных импульсов нелокальность оптического отклика структуры приводит к эффектам быстрого и медленного света, а также позволяет получать пространственно-временные оптические вихри. Для непрерывного излучения обнаружены эффекты усиления магнито- и термоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания ENZ-структур, объединенных с магнитными средами и ЖК.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Poddubny et al. // Nat. Photonics. 2013. V. 7. No 12. P. 948.
2. L.H. Nicholls et al. // Nat. Photonics. 2017. V. 11. No 10. P. 628.
3. R.J. Pollard et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. No 12. P. 127405.
4. V.B. Novikov et al. // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. No 16. P. 165415.
5. V. B. Novikov et al. // Opt. Lett. 2024. V. 49. No 7. P.1668.
6. Q. Zhan // Adv. Opt. Photonics. 2024. V. 16. No 2. P. 163.
7. V. B. Novikov, T. V. Murzina. // Opt. Lett. 2023. V. 48. No 8. P. 2134.
8. V. B. Novikov // Opt. Lett. 2025. V. 50. No 5. P.1540.
9. И. А. Колмычек и др. Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 114. No 11. P. 727.
10. В. Б. Новиков и др. Сборник трудов «Енисейская Фотоника». 2024. Т. 2, P. 53.
11. В. Б. Новиков и др. Сборник трудов «Волны-2024». 2024. P. 56.

Туннелирование через электростатический барьер в графене при наличии внешнего магнитного поля

М.В. Перель
Санкт-Петербургский государственный университет
m.perel@spbu.ru

Волновая функция носителя заряда (электрона или дырки) в однослойном графене, помещенном во внешнее статическое электромагнитное поле, определяется из уравнений Дирака, если энергия невелика и можно пренебречь междолинным взаимодействием. Предполагаем, что магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости листа графена, а электростатическое поле направлено вдоль этого листа. Поля плавно неоднородны, изменяются гладко в направлении x, и применимо квазиклассическое приближение.

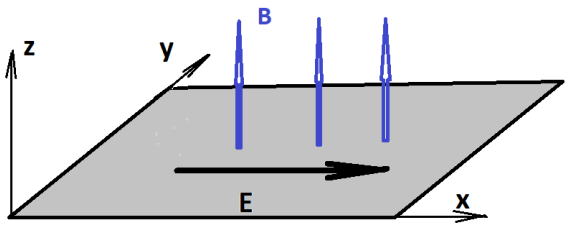


Рис. 1. Схематическое изображение листа графена во внешнем электростатическом поле E и магнитном поле B.

Особенностям поведения электронов и дырок в однослойном графене, помещенном в электромагнитное поле, посвящена обширная литература в связи с возможными применениями графена в электронике. Если квантовая частица, удовлетворяющая уравнению Шредингера, падает на потенциальный барьер, то происходит отражение от барьера, если высота барьера больше ее энергии. В графене имеет мест парадокс Клейна: при нормальном падении частица полностью проникает через барьер, независимо от его высоты, отражение возникает при отклонении угла падения от нормального, см. [1]. Рассеяние носителей заряда на электростатическом барьере в графене сперва изучалось для потенциалов, для которых задача решается в элементарных или специальных функциях [1], [2], [3]. В работах [4], [5], [6], [7] рассеяние частицы на барьере рассматривалось в квазиклассическом приближении, барьер предполагался гладким и плавно меняющимся. Были получены формулы и проведены численные расчеты для коэффициентов отражения и преломления от барьера в зависимости от угла падения на барьер. Кроме того, исследовались резонансы: при определенных углах падения на барьер (при “магических” углах) частица проникает через барьер полностью в случае симметричного потенциала. Резонансы связаны с многократными отражениями внутри барьера.

Явление Клейна для модельных потенциалов и постоянного магнитного поля обсуждалось в работах [8], [9] [10]. В [10] выделено два качественных режима поведения электрона в графене, помещенном во внешнее электромагнитное поле. В одном случае магнитное поле слабое, и задача может сведена с помощью преобразований Лоренца к электростатическому случаю. В другом случае электростатическое поле слабое, и задача сводится к движению в магнитном поле.

В настоящей работе мы строим решение уравнения Дирака в неоднородных плавно меняющихся электрическом и магнитном поле в квазиклассическом приближении, считая магнитное поле слабым. Мы находим влияние магнитного поля на

коэффициент отражения носителя заряда от электростатического барьера, а также на коэффициент прохождения. Получены явные формулы и проведены расчеты зависимостей коэффициента прохождения от угла падения для различных магнитных полей.

Применяемый метод основан на сведении уравнений Дирака для волновой функции $\vec{\Psi}$ к уравнению типа Шредингера

$$-i\hbar\sigma_1 \frac{d\vec{\Psi}}{dx} = \hat{K}(x)\vec{\Psi}, \quad \hbar \ll 1, \tag{1}$$

где σ_1 -- матрица Паули, матрицы σ_1 и $\hat{K}$ имеют вид

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \qquad \hat{K}(x) = \begin{pmatrix} v_F^{-1}(E - U(x)) & i(p_y + eA_y(x)) \\ -i(p_y + eA_y(x)) & v_F^{-1}(E - U(x)) \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где E – энергия носителя заряда, $U(x)$ -- внешний электростатический потенциал, v_F -- скорость Ферми, e -- заряд носителя, $\hbar$ -- постоянная Планка, A_y -- y-компонента потенциала внешнего магнитного поля

$$A_y(x) = \int_0^x B(x')dx'.$$

Предполагаем, что при $x = 0$ внешние электрическое и магнитное поля отсутствуют. Компоненты импульса частицы обозначим $(\beta(x), p_y)$. Тогда

$$\beta(0) = v_F^{-1} E\cos\theta, \quad p_y = v_F^{-1} E\sin\theta,$$

где θ задает направление импульса, компонента p_y сохраняется, а x-компонента меняется, см. ниже квазиклассическую формулу (4).

В уравнении (1) x играет роль времени, самосопряженная матрица $\hat{K}$ -- гамильтониана. В левой части стоит самосопряженная матрица σ_1, которой нет в уравнении Шредингера, причем $\sigma_1^{-1}\hat{K}$ -- матрица несамосопряженная, поэтому мы называем уравнение (1) уравнением типа Шредингера. Мы ввели безразмерные переменные, $\hbar$ -- малый параметр, и применимо квазиклассическое приближение:

$$\vec{\Psi}(x) = e^{\frac{i}{\hbar}\int_c^x \beta(x')dx'} \vec{\varphi}(x), \tag{3}$$

где $c = Const$, $\beta(x)$ и $\vec{\varphi}(x)$ -- собственное значение и собственный элемент спектральной задачи

$$\hat{K}(x)\vec{\varphi}(x) = \beta(x)\sigma_1\vec{\varphi}(x),$$

$$\beta(x) = \pm\sqrt{(E - U(x))^2 - (p_y + eA_y(x))^2}. \tag{4}$$

Области, где $\beta(x)$ вещественно, являются классически разрешенными, области, где $\beta(x)$ чисто мнимое, являются классически запрещенными.

Направление движения носителя заряда с волновой функцией $\vec{\Psi}(x)$ определяется знаком скалярного произведения

$$j_x(x) \equiv (\vec{\Psi}(x), \sigma_1\vec{\Psi}(x)). \tag{5}$$

Вычисления с помощью формулы (3) и не приведенного здесь вектора $\vec{\varphi}(x)$ дают

$$sign(j_x(x)) = sign(\beta(x)(E - U(x)).$$

Квазиклассическое решение (3), соответствующее носителю заряда, падающему на барьер в положительном направлении оси ox, назовем $\vec{\Psi}_{in}(x)$, а носителю, движущемуся в противоположном направлении обозначим $\vec{\Psi}_{refl}(x)$. За барьером введем решение, соответствующее движению в положительном направлении и обозначим его $\vec{\Psi}_{tr}(x)$. Введем коэффициенты отражения R и преломления T так, что

$$\vec{\Psi}_{in} + R\vec{\Psi}_{refl} \Rightarrow T\vec{\Psi}_{tr},$$

то есть решение до барьера представлено в виде суммы падающего и отраженного квазиклассических решений, то же решение после барьера является прошедшим квазиклассическим решением. Наша цель -- найти коэффициенты отражения и прохождения.

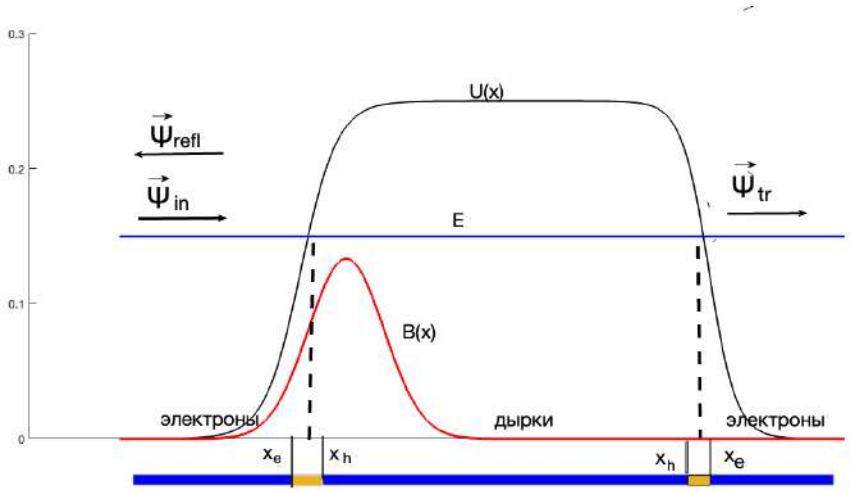


Рис.2. Иллюстация к квазиклассическому описанию рассеяния на электростатическом барьере. Здесь $U(x)$ -- потенциальный барьер, $B(x)$ -- z-компонента магнитного поля, E -- энергия носителя заряда, на оси ox синим цветом помечены классически разрешенные области, классически запрещенные области:

$$x_e < x < x_h, \; x_h' < x < x_e'.$$

Вблизи границ классически запрещенных областей условия применимости квазиклассического приближения (3) нарушаются.

Для построения матрицы перехода через классически запрещенную область в настоящей работе используется сходство математической постановки задачи для туннелирования через классически запрещенную зону в графене, помещенном в электромагнитное поле, и задач, возникающих при описании неадиабатичеких переходов при квазипересечении уровней в двухатомной молекуле и при описании туннелирования через узкую запрещенную зону в кристалле. Решение этих задач описывается формулами Ландау-Зинера [11], [12]. На наличие такого сходства было указано в работах [2], [10].

Матрица перехода через классически запрещенную зону, возникающую при изучении уравнения (1) при условии, что оператор $\hat{K}$ является возмущением оператора $K(x)$ с двукратно вырожденным собственным значением,

$$\hat{K}(x) = K(x) + \sqrt{\hbar}\, V, \tag{6}$$

была построена в работе [13] без учета конкретных выражений для $K(x)$ и V, но при некоторых дополнительных предположениях. Было найдено асимптотическое решение в окрестности запрещенной зоны и оно было сшито с квазиклассическими решениями слева и справа от нее. В [13] были обобщены аналогичные результаты для уравнений Максвелла из [14]. Для того чтобы представить (2) в виде (3), введем x_E как решение уравнения

$$E = U(x_E).$$

Потребуем, чтобы p_y удовлетворяло оценке

$$p_y + eA_y(x_E) = \sqrt{\hbar}\gamma, \quad \gamma \sim 1, \tag{7}$$

что накладывает ограничение на углы падения на барьер. Тогда в формуле (6) имеем

$$K(x) = \begin{pmatrix} v_F^{-1}(U(x_E) - U(x)) & ie(A_y(x) - A_y(x_E)) \\ -ie(A_y(x) - A_y(x_E)) & v_F^{-1}(U(x_E) - U(x)) \end{pmatrix}, \quad V = \begin{pmatrix} 0 & i\gamma(x_E) \\ -i\gamma(x_E) & 0 \end{pmatrix}.$$

При $x = x_E$ матрица $K(x)$ имеет двукратно вырожденное собственное значение.

Для определения коэффициентов отражения и прохождения через одну запрещенную зону здесь были использованы результаты [13]. Предполагалось, что между запрещенными зонами применимо квазиклассическое приближение.

Предварительные результаты для туннелирования в случае монотонного электростатического потенциала в графене были даны в [15].

ЛИТЕРАТУРА

[1] M. I. Katsnelson, K.S. Novoselov, A. K. Geim// Nature physics. 2006. V. 2. No. 9. P. 620.

[2] E. Sonin // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 195438.

[3] R.R. Hartmann, N. J. Robinson, M. E. Portnoi // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. No. 24. P. 245431.

[4] T. Tudorovskiy, K.J.A. Reijnders, M.I. Katsnelson // Physica Scripta. 2012. V. T146. P. 014010.

[5] K.J.A. Reijnders, T. Tudorovskiy, M.I. Katsnelson // Ann. Phys. 2013. V. 333. P. 155.

[6] V.V. Zalipaev, C.M. Linton // Наносистемы: физика, химия, математика. 2013. V. 4. No. 6. P. 725.

[7] V.V. Zalipaev et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 085405.

[8] V.V. Cheianov, V.I. Fal'ko // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 041403.

[9] A.V. Shytov, M.S. Rudner, L.S. Levitov // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. No. 15. P. 156804.

[10] A.V. Shytov et al. // Solid state commun. 2009. V. 149. P. 1087.

[11] L. Landau // Phys. Z. Sowjetunion. 1932. V. 2. P. 46.

[12] C. Zener // Proc. R. Soc. Lon. Ser. A. 1932. V. 137. No. 833. P. 696.

[13] I. Fialkovsky, M. Perel // J. Math. Phys. 2020. V. 61. P. 043506.

[14] М. Перель // Изв. ВУЗ. Радиофизика. 1990. Т. 33. No. 11. P. 1208.

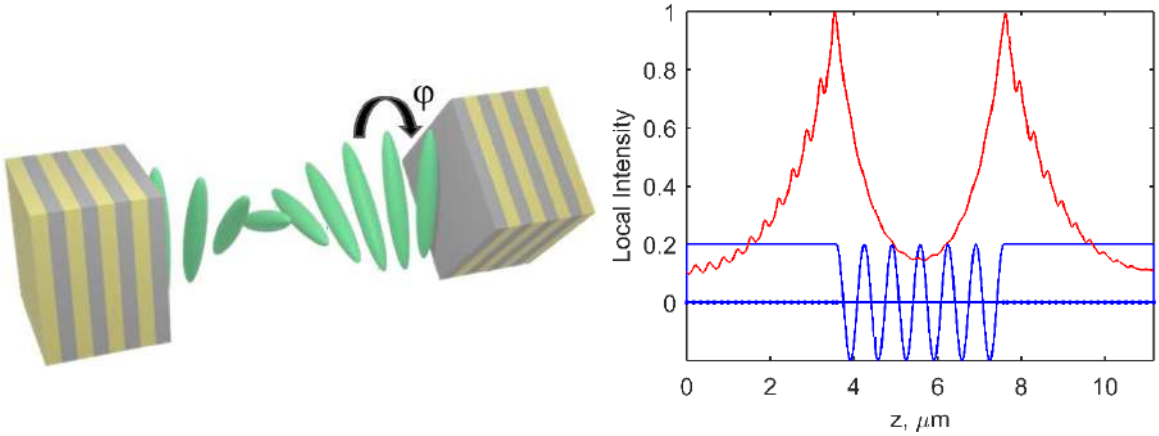
[15] M. Perel // In *2022* Days on Diffraction (DD). IEEE. P. 116.

Исследование связанных хиральных оптических таммовских состояний в гибридной структуре

Н.В. Рудакова[1,2], И.В. Тимофеев[1,2], С.Я. Ветров[2]
[1]*Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия*
[2]*Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия*
Natalya-V-Rudakova@iph.krasn.ru

При локализации поля на границе раздела между сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом (СПАЗ) [1] и хиральным материалом, таким как холестерический жидкий кристалл (холестерик) [2], возникает высокодобротное хиральное оптическое таммовское состояние (ХОТС) [3-5]. Два хиральных оптических таммовских состояния, возникающие на соседних границах, могут быть оптически связаны между собой. Это может иметь полезные применения в современных технологиях фотоники.

Рассмотрим распространение света в гибридной структуре, состоящей из холестерика, ограниченного с двух сторон сохраняющими поляризацию анизотропными зеркалами (рис. 1а). Для определенности будем считать, что каждое СПАЗ имеет толщину 4 мкм и состоит из 10 периодов, величина анизотропии составляет – 0.2, холестерик содержит 6 периодов и имеет толщину слоя 4 мкм. Локальная интенсивность поля $|E|^2$ (красная кривая, представленная на рисунке 1б) показывает, что хиральные оптические таммовские состояния имеют максимумы на границе холестерик-СПАЗ.



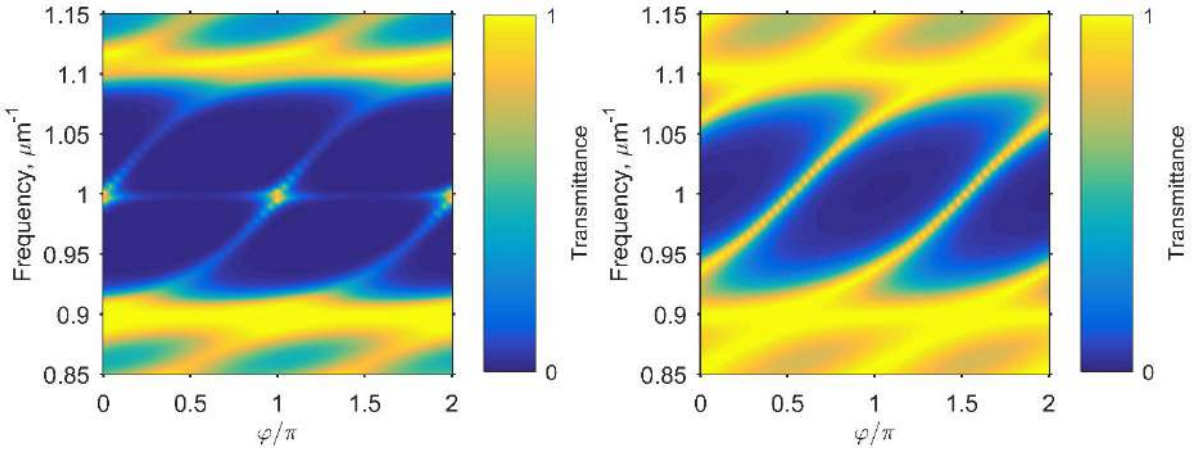
(а) (б)

Рис. 1. а). Модель гибридной структуры, состоящей из холестерика, ограниченного двумя СПАЗ. б) Возбуждаемое правой круговой поляризацией поле с локальной интенсивностью $|E|^2$. Синяя кривая – эффективный показатель преломления, синусоида – слой холестерика толщиной 4 мкм

Преимуществом использования холестерика является его высокая чувствительность к изменению внешних воздействий, таких как температура или приложенное электрическое поле. Возможности эффективного управления спектральными характеристиками гибридной структуры были показаны с помощью численного моделирования методом матрицы переноса Берремана [6] при изменении толщины слоя и двулучепреломления холестерика. Было показано, что локальная интенсивность поля меняет свой профиль при вариации параметров холестерика путем внешних воздействий. В спектре пропускания структуры возникает квазипересечение, отражающее связь ХОТС-мод. Рассчитанный спектр пропускания структуры для различных значений периодов холестерика показывает, что при изменении числа периодов с 6 до 0 связь ХОТС-мод увеличивается, что приводит к сближению пиков.

Аналогичная ситуация возникает и при уменьшении до 0 двулучепреломления холестерика.

Спектры отражения структуры для различных значений угла поворота второго многослойного сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала φ показывают, что для правой круговой поляризации дефектная мода пропадает, а в спектрах отражения наблюдаются две резонансные линии (рис. 2а). Одна линия соответствует ХОТС, локализованному на левой границе раздела СПАЗ-холестерик, она сохраняет длину волны 1 мкм. Вторая линия соответствует хиральному оптическому таммовскому состоянию, локализованному на правой границе раздела СПАЗ-холестерик, она увеличивает свою частоту с увеличением угла закрутки φ. Две моды квазипересекаются при каждом увеличении φ на пол оборота. Квазипересечение отражает связь ХОТС-мод, задаваемую толщиной слоя холестерика. Уменьшение числа периодов холестерического жидкого кристалла приводит к уменьшению отражения в пределах его запрещенной зоны. Как следствие, падающее излучение проходит через него на вторую границу раздела с многослойным сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом. В результате этого на границе СПАЗ-холестерик возбуждается вторая ХОТС-мода. Состояния, локализованные на обеих границах холестерического жидкого кристалла, начинают перекрываться друг с другом, что приводит к устранению вырождения и к увеличению расталкивания мод. В результате уменьшения числа периодов до 0, пара ХОТС-мод переходит в одну Фабри-Перо моду (рис. 2б).



(а) (б)

Рис. 2. Спектры отражения структуры для различных значений угла поворота второго многослойного сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала. а) Толщина холестерика 6 мкм. б) Толщина холестерика 0 мкм

Таким образом, при внешнем воздействии на холестерик температурой или приложенным электрическим полем эффективно меняется спектр пропускания структуры и локальная интенсивность поля в микрорезонаторе. Это дает возможность использовать предложенную структуру для создания управляемых оптических фильтров, датчиков, микролазеров и других устройств фотоники.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.V Rudakova et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 10.
2. V.A. Belyakov, A.S. Sonin, Nauka Publ.: Moscow, Russia, 1982; p. 360.
3. N.V Rudakova et al. // Crystals, 2019, 9(10).
4. M.A. Kaliteevski et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 165415.
5. И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров, // Письма в ЖЭТФ 2016 Т. 104, В. 6, С. 393–397.
6. D.W. Berreman // J. Opt. Soc. Am. 1972, 62, 502.

Связь функции прохождения электронов в зигзаг нанотрубке с величиной бегущей короткой волны тока в коаксиальном волноводе

Н.Р. Садыков, Р.Н. Садыков, И. Е Шакиров
ФГАОУ ВО «Снежинский физико-технический институт Национального исследовательского ядерного университета МИФИ», Челябинская обл.
n.r.sadykov@rambler.ru

Исследуется влияние на коэффициент прохождения носителей заряда в углеродной нанотрубке (УНТ), соединяющей металлические электроды, при наличии продольного электрического поля. В области УНТ используется модель четырехточечной элементарной ячейки для металлических зигзаг нанотубок и крессельных нанолент, для которых в низкоэнергетическом приближении в окрестности точек Дирака реализуется эквидистантные уровни энергии [1]. Численно показано, что число максимумов у осциллирующей функции прохождения для УНТ совпадает с числом эквидистантных уровней энергии в УНТ и нанолентах. Полученные результаты представляют интерес при генерации в коаксиальном волоноводе короткой волны продольного тока [2]; применительно к полевой эмиссии в массиве наночастиц по аналогии с [3].

В работе [3] рассмотрены крессельные наноленты с шахматной конфигурацией (***staggered armchair-edge nanostrips***), конфигурация которых совпадает с конфигурацией зигзаг нанотрубок (см. на рис.1; позаимствован из работы [1]). В работе [1] в приближении четырехточечной элементарной ячейки (четыре зигзаг цепочки); четыре функции Блоха записаны как линейная комбинация атомных орбиталей, причем коэффициенты при орбиталях $\left(\alpha_{\mathrm{X}}^{\eta}\right)_n$ зависят от расположения ячейки, т. е. зависят от продольной координаты $z = 3\eta b$, $b = 1.42$ nm −расстояние между атомами углерода в графене

$$\Psi = \sqrt{\frac{2}{\eta_0(1+N)}}\sum_{\eta}\sum_{n=1}^{N}\Big\{\left(\alpha_A^{\eta}\right)_n p_A\left(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_{A,n}^{\eta}\right) + \left(\alpha_B^{\eta}\right)_n p_B\left(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_{B,n}^{\eta}\right)$$
$$+\left(\alpha_C^{\eta}\right)_n p_C\left(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_{C,n}^{\eta}\right) + \left(\alpha_D^{\eta}\right)_n p_D\left(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_{D,n}^{\eta}\right)\Big\}, \quad (1)$$

$$\left(\alpha_{\mathrm{Y}}^{\eta}\right)_n = \Phi_{\mathrm{Y}}^{\eta}\sin\left[\frac{2\pi pn}{1+N}\right], \left(\alpha_{\mathrm{Z}}^{\eta}\right)_n = \Phi_{\mathrm{Z}}^{\eta}\sin\left[\frac{2\pi pn}{1+N}\left(n-\frac{1}{2}\right)\right],$$

$$\left(\alpha_{\mathrm{Y}}^{\eta=0}\right)_n = 0,\ \ \left(\alpha_{\mathrm{Y}}^{\eta=\eta_0+1}\right)_n = 0,\ \ \left(\alpha_{\mathrm{Y}}^{\eta}\right)_{n=0} = 0,\ \ \left(\alpha_{\mathrm{Z}}^{\eta}\right)_{n=1+N/2} = 0, \quad (2)$$

Где $p_{\mathrm{X}}\left(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{X},n}^{\eta}\right)$ −орбитали подрешеток $\mathrm{X} = \mathrm{A,B,C,D}$; $\eta = 1,2,3,\dots,\eta_0$; Y=C,D; Z=A,$B$

Исходя из приближения ближайших соседей из модели сильной связи по аналогии с [4,5] получаем задачу собственных функций в окрестности точек Ферми (см. рис. 1)

$$(\varepsilon + eW_0 z)\alpha_B(z) = -\upsilon_F\,\hbar\,\frac{\partial\alpha_A}{\partial z},\quad (\varepsilon + eW_0 z)\alpha_A(z) = \upsilon_F\,\hbar\,\frac{\partial\alpha_B}{\partial z},$$
$$(\varepsilon + eW_0 z)\alpha_D(z) = -\upsilon_F\,\hbar\,\frac{\partial\alpha_C}{\partial z},\quad (\varepsilon + eW_0 z)\alpha_C(z) = \upsilon_F\,\hbar\,\frac{\partial\alpha_D}{\partial z}, \quad (3)$$

где W_0 −напряженность поля; для наноленты конечной длины выполняются граничные условия (см. рис. 1)

$$\alpha_C\left(z = \frac{L}{2}\right) = 0,\ \ \alpha_D\left(z = -\frac{L}{2}\right) = 0 \quad (4)$$

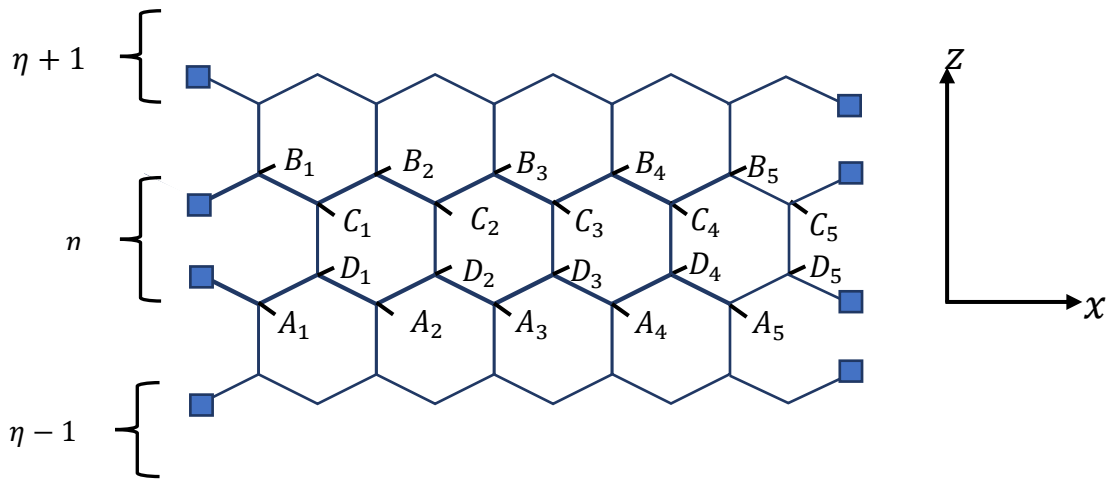


Рис. 1. Четырехточечная ячейка для N-крессельной наноленты с шахматой конфигурацией.

Из (3) с учетом (4) получим функции состояния и уровни энергии [1]

$$\alpha_{A,k} = -\Lambda_k^{(I)} \cos\chi_{k,2} \sin(\chi_k - \chi_{k,1}) \sin[\pi p x/H],$$
$$\alpha_{B,k} = \Lambda_k^{(I)} \sin\chi_{k,1} \sin(\chi_k - \chi_{k,2}) \sin[\pi p x/H]$$
$$\alpha_{C,k} = -\Lambda_k^{(\mathrm{II})} \cos\chi_{\mathrm{k},2} \sin(\chi_k - \chi_{k,1}) \sin(\pi p x/H),$$
$$\alpha_{D,k} = \Lambda_k^{(\mathrm{II})} \sin\chi_{k,1} \sin(\chi_k - \chi_{k,2}) \sin(\pi p x/H), \tag{5}$$
$$\varepsilon_k = \frac{\pi\hbar v_F}{2L}(1+2k), \quad \chi_k = \frac{(\varepsilon_k + eW_0 z)^2}{2\hbar v_F e W_0}, \qquad eW_0 L b/(\hbar v_F) << 1, \tag{6}$$

где $k = 0, \pm1, \pm2, \pm3, \ldots$; $\chi_{k,1} = \chi_k(z=-L/2), \chi_{k,2} = \chi_k(z=L/2)$; v_F –скорость Ферми. В работе нас интересует функция прохождения в случае полевой эмиссии [3].

Рассмотрим потенциальную энергию

$$U(z) = \begin{cases} \varepsilon_{\mathrm{F,M}} + eW_0 L/2, & z < -L/2, \\ \varepsilon_{\mathrm{F,C}} - eW_0 z, & -L/2 \le z \le L/2, \\ \varepsilon_{\mathrm{F,M}} - eW_0 L/2, & z > L/2. \end{cases} \tag{7}$$

где $\varepsilon_{\mathrm{F,M}} = -4\mathrm{eV}$–уровень Ферми двух электродов, $\varepsilon_{\mathrm{F,C}} = -6.4\mathrm{eV}$– уровень Ферми графена. С учетом квазиклассического случая [6] представим волновую функцию по аналогии с работой [1]

$$\varphi = \begin{pmatrix} \alpha_B(z) \\ \alpha_A(z) \end{pmatrix}, \quad \chi = \begin{pmatrix} \alpha_D(z) \\ \alpha_C(z) \end{pmatrix}, \qquad \chi = \frac{(\varepsilon + eW_0 z)^2}{2\hbar v_F e W_0}.$$
$$\alpha_A(z) = \frac{(\Lambda_1 \cos\chi + \Lambda_2 \sin\chi)}{\sqrt{|\varepsilon + eW_0 z|}}, \alpha_B(z) = \frac{(\Lambda_1 \sin\chi - \Lambda_2 \cos\chi)}{\sqrt{\varepsilon| + eW_0 z|}}. \tag{8}$$

Исходя из (8~~7~~) запишем функцию прохождения с помощью формулы Крамера

$$\mathcal{T}(\varepsilon) = \frac{S_{\mathrm{tr},x}}{S_{\mathrm{inc},x}} = \frac{k_2}{k_1} \frac{|\det\Omega_2|^2}{|\det\Omega_1|^2}. \tag{9}$$

$$\Omega_1 = \begin{pmatrix} e^{ik_1 L/2} & -\frac{\cos\chi_1}{\sqrt{|\varepsilon - eW_0 L/2|}} & -\frac{\sin\chi_1}{\sqrt{|\varepsilon - eW_0 L/2|}} & 0 \\ ik_1 e^{ik_1 L/2} & -\chi_1{}' \frac{\sin\chi_1}{\sqrt{|\varepsilon - eW_0 L/2|}} & \chi_1{}' \frac{\cos\chi_1}{\sqrt{|\varepsilon - eL/2z|}} & 0 \\ 0 & \frac{\sin\chi_2}{\sqrt{|\varepsilon + eW_0 L/2|}} & -\frac{\cos\chi_2}{\sqrt{|\varepsilon + eW_0 L/2|}} & -g(L/2) \\ 0 & \chi_2{}' \frac{\cos\chi_2}{\sqrt{|\varepsilon + eW_0 L/2|}} & \chi_2{}' \frac{\sin\chi_2}{\sqrt{|\varepsilon + eW_0 L/2|}} & -g'(L/2) \end{pmatrix},$$

$$\Omega_2 = \begin{pmatrix} e^{ik_1L/2} & -\frac{\cos\chi_1}{\sqrt{|\varepsilon-eW_0L/2|}} & -\frac{\sin\chi_1}{\sqrt{|\varepsilon-eW_0L/2|}} & -e^{-ik_1L/2} \\ ik_1e^{ik_1L/2} & -\chi_1{}'\frac{\sin\chi_1}{\sqrt{|\varepsilon-eW_0L/2|}} & \chi_1{}'\frac{\cos\chi_1}{\sqrt{|\varepsilon-eW_0L/2|}} & ik_1e^{-ik_1L/2} \\ 0 & \frac{\sin\chi_2}{\sqrt{|\varepsilon+eW_0L/2|}} & -\frac{\cos\chi_2}{\sqrt{|\varepsilon+eW_0L/2|}} & 0 \\ 0 & \chi_2{}'\frac{\cos\chi_2}{\sqrt{|\varepsilon+eW_0L/2|}} & \chi_2{}'\frac{\sin\chi_2}{\sqrt{|\varepsilon+eW_0L/2|}} & 0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

В (9) введены обозначения

$$\chi_1 = \chi(z=-L/2), k_1 = \left(2m_e\left|\varepsilon - \varepsilon_{\mathrm{F,M}} - eW_0L/2\right|/\hbar^2\right)^{1/2},$$
$$\chi_2 = \chi_k\left(z=\frac{L}{2}\right), k_2 = \left(2m_e\left|\varepsilon - \varepsilon_{\mathrm{F,M}} + eW_0L/2\right|/\hbar^2\right)^{1/2},$$

где штрих у величин χ и g означает производную по координате z в точках $z = \pm L/2$, $\varepsilon_{\mathrm{F,M}} - eW_0L/2 \le \varepsilon \le \varepsilon_{\mathrm{F,M}} + eW_0L/2$. При выводе (9) волновая функция равняется

$$\Psi(x) = \begin{cases} e^{ik_1z} + b_1e^{-ik_1z}, & z < -L/2, \\ a_2y_1(z) + b_2y_2(z), & -L/2 \le z \le L/2, \\ \mathrm{c}\cdot g(z), & z > L/2, \end{cases} \quad (11)$$

где с учетом величин α_A и α_B из (8) при $a_2 = \Lambda_1$, $b_2 = \Lambda_2$ на левой границе $z = -L/2$ получим, что $y_1 = \cos\chi$, $y_2 = \sin\chi$, а на правой границе $z = L/2$ границе получим, что $y_1 = \sin\chi$, $y_2 = -\cos\chi$. Ситуация $g(z) = \exp(ik_2z)$ соответствует случаю, когда нанотрубки соединяют два одинаковых электрода с различными потенциалами, причем напряжение $\widetilde{U} = \varphi_1 - \varphi_2 = eW_0L$.

На рис. 2 приведена зависимость функции прохождения $\mathcal{T}(\varepsilon)$ от энергии заряженной частицы при $\widetilde{U} = 3\mathrm{eV}$ (электрона и дырки) через УНТ длиной $L = 99$ nm; на иконке приведена зависимость $\mathcal{T}(\varepsilon)$ от энергии через УНТ длиной $L = 6$ nm.

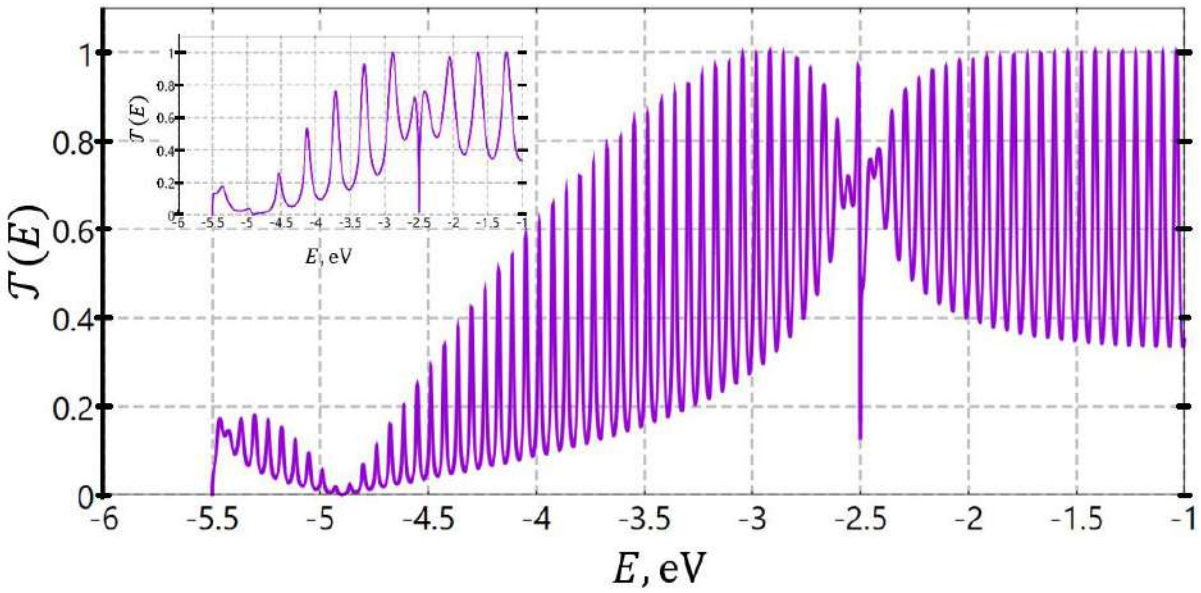


Рис. 2. Зависимость функции прохождения $\mathcal{T}(\varepsilon)$ от энергии при $L = 99$ nm и $W_0 = 3.03\cdot10^7$V/m; на иконке $L = 15$ nm и $W_0 = 2\cdot10^8$V/m.

Запишем формулу Ландауэра-Бюттикера, описывающий ток в УНТ за счет электронного транспорта, длина которой меньше длины свободного пробега зарядов

$$I_1(U,T) = 2e\int[f_L(\varepsilon,T) - f_R(\varepsilon,T)]\mathcal{T}(\varepsilon,U)\frac{v_z dp_z}{2\pi\hbar}, \qquad v_z dp_z = d\varepsilon. \tag{12}$$

Функции f_L и f_R определяют распределение Ферми на правом и левом электродах (между катодом и анодом)

$$f_{L,R}(\varepsilon,T) = 1/\left[\exp\left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_{\mathrm{F,M}}-\mu_{L,R}}{kT}\right)+1\right], \tag{13}$$

где $\mu_L = \widetilde{U}/2 = 1.5\mathrm{eV}$; $\mu_R = -\widetilde{U}/2 = -1.5\mathrm{eV}$ – химический потенциал катода и анода.

Из результатов расчетов (см. рис. 2) следует, что число максимумов у функции $\mathcal{T}$ определяется числом уровней энергии ε_k из (6): $K = L\cdot\Delta\varepsilon/(\pi\hbar v_F)$. При $\Delta\varepsilon = \tilde{\varepsilon}_2 - \tilde{\varepsilon}_1$, где $\tilde{\varepsilon}_2 = -2.5\mathrm{eV}$ и $\tilde{\varepsilon}_1 = -4.9\mathrm{eV}$, получим, что при $L_1 = 15\,\mathrm{nm}$ и $L_2 = 99\,\mathrm{nm}$ “число состояний” $K_1 \cong 5.82$ и $K_2 \cong 38.4$, соответственно. Так как в (6) уровни энергий обратно пропорциональны длине УНТ и являются эквидистантными, то “число состояний” K_1, K_2 должны соответствовать числу осцилляций N_1, N_2 на рис. 2. Из рис. 2 следует, что $N_1 = 6$ и $N_2 = 39$.

Из рис. 2 следует, что функция прохождения может быть аппроксимирована как произведение медленно осциллирующей (в масштабе $\varepsilon_k - \varepsilon_{k-1} = \mathrm{const}$) и быстроосциллирующей (периодической) функций. Такая задача позволяет рассмотреть задачу генерации в коаксиальном волоноводе короткой бегущей волны продольного тока [2]. В этом случае поток электронов можно представить как линейную комбинацию волновых функций с эквидистантным спектром, что в свою очередь по аналогии с оптической гребенкой (дифракционной решеткой) на выходе из УНТ приведет к интерференции волн. Полученные результаты будут применены к полевой эмиссии в массиве наночастиц по аналогии с [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. N.R. Sadykov, E.T. Muratov, I.A. Pilipenko, A.V. Aporoski. // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. 2020. V. 120. P. 114071 (1-11).

2. Ginzburg, N.S., Cross, A.W., Golovanov, A.A., Mesyats, G.A., Pedos, M.S., et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 114802.]

3. N.R. Sadykov , R. S. Khrabrov, I. A. Pilipenko. // The European Physical Journal D. 2023. 77:9. P.1-14.

4. A. Onipko, L. Malysheva. // Phys. Status Solidi. 2017. V. 255.P. 1700248.

5. C.T. White et al. // Nano Lett. 2007. V. 7. P. 825–830.

6. Landau L.D., Lifshitz E.M. “Course of Theoretical Physics. V. 3: Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory”, 4th ed. (Oxford Univ. Press, Oxford, 1980) M.: Nauka, 1989

Дьяконовские поверхностные моды в кольцевых микрорезонаторах

И.И. Степанов[1,2], О.В. Боровкова[1], Н. А. Гиппиус[3], С.А. Дьяков[3], Д.А. Чермошенцев[1,2,3]
[1]*Российский квантовый центр, 143026 Сколково, Россия*
[2]*Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*
[3]*Сколковский институт науки и технологий, 143025 Сколково, Россия*
stepanov.ii@phystech.edu

В данной работе предсказано и исследовано аналитически и численно существование поверхностных мод Дьяконова в системе кольцевых анизотропных резонаторов, выполненных из одинаковых одноосных кристаллов с оптическими осями, скрещенными под углом 90°.

Дьяконовские поверхностные волны - это особый вид электромагнитного излучения, который существует на границе двух сред, хотя бы одна из которых является оптически анизотропной. Их существование было теоретически предсказано Михаилом Дьяконовым в 1988 году на границе двух полубесконечных сред: изотропного диэлектрика и одноосного кристалла с положительной оптической анизотропией, ось которого лежит в плоскости раздела сред [1].

В дальнейшем было показано, что дьяконовские поверхностные волны могут существовать в структурах конечного размера. В частности, в системе из двух прямых волноводов, состоящих из одноосных диэлектриков с положительной анизотропией, оптические оси которых скрещены друг относительно друга и лежат в плоскости раздела сред [2]. Затем, для систем конечного размера, было обнаружено, что дьяконовские волны могут существовать вдоль границы двух одноосных кристаллов с отрицательной анизотропией, если волновод имеет на границах идеальный электрический проводник [3].

Дьяконовские поверхностные волны обладают рядом полезных свойств. Они распространяются без потерь в средах без материальных потерь, имеют ограниченные малым диапазоном углов допустимые направления распространения, сильно локализованы вдоль границы двух сред, а также обладают хиральностью и высокой эллиптичностью. Все эти свойства, вместе с возможностью реализации на ограниченных размерах, делают дьяконовские поверхностные волны перспективной платформой для разработки оптических устройств.

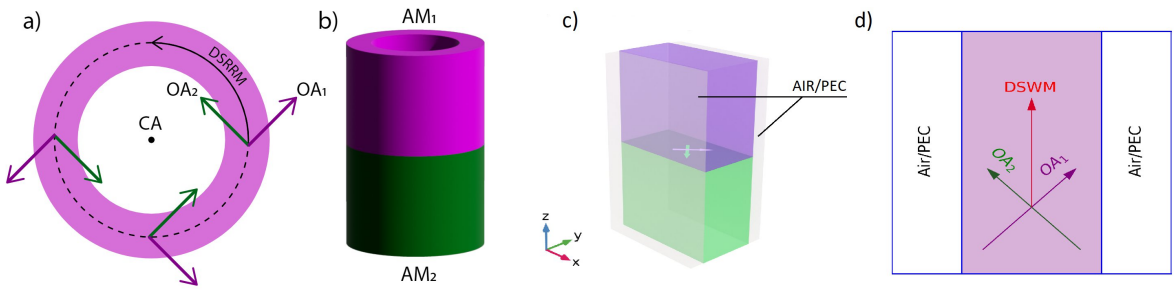


Рис. 1. (a) Вид сверху на границу раздела системы кольцевых резонаторов. OA_1 и OA_2 - оптические оси образующих анизотропных кристаллов, CA - ось кольцевых резонаторов. (b) Общий вид моделируемой геометрии. AM_1 и AM_2 - образующие кристаллы. (c) Общий вид геометрии системы прямых анизотропных волноводов. Рассматривается два случая: с воздушными границами и с границами из идеального электрического проводника. (d) Вид сверху на участок интерфейса прямого волновода.

Для исследования существования дьяконовских мод в кольцевых структурах рассматривается модель, представленная на рис. 1a,b. Данная система состоит из двух идентичных кольцевых одноосных резонаторов AM_1 и AM_2 с положительной анизотропией. Оптические оси образующих кристаллов, OA_1 и OA_2, вращаются с угловой координатой и составляют углы в 45° и -45° с внешней границей микрорезонатора в любой точке кольца, соответственно.

В ходе работы будет проведено сравнение полученных результатов моделирования дьяконовских мод в кольцевых структурах со случаем прямого волновода с аналогичной геометрией, представленного на рис. 1c,d.

Численное моделирование рассматриваемых структур проводилось с помощью метода конечных элементов, реализованного на базе программного пакета COMSOL Multiphysics. В частности, на длине волны 1.55 мкм в системе кольцевых анизотропных резонаторов была обнаружена дьяконовская мода. Вид полученной моды в вертикальном сечении кольца радиусом 8.5 мкм и шириной 400 нм представлен на рис. 2a. Также была проанализирована зависимость добротности дьяконовской моды от радиуса кольца.

Для сравнения полученного результата с существующей теорией дьяконовских мод в системе прямых волноводов [4] на константу распространения дьяконовской моды в прямом волноводе накладывается правило отбора волнового вектора, задаваемое кольцевым резонатором. Для полученных значений были вычислены резонансные частоты, которые затем сравнивались с результатом моделирования систем кольцевых резонаторов (см. рис. 2b).

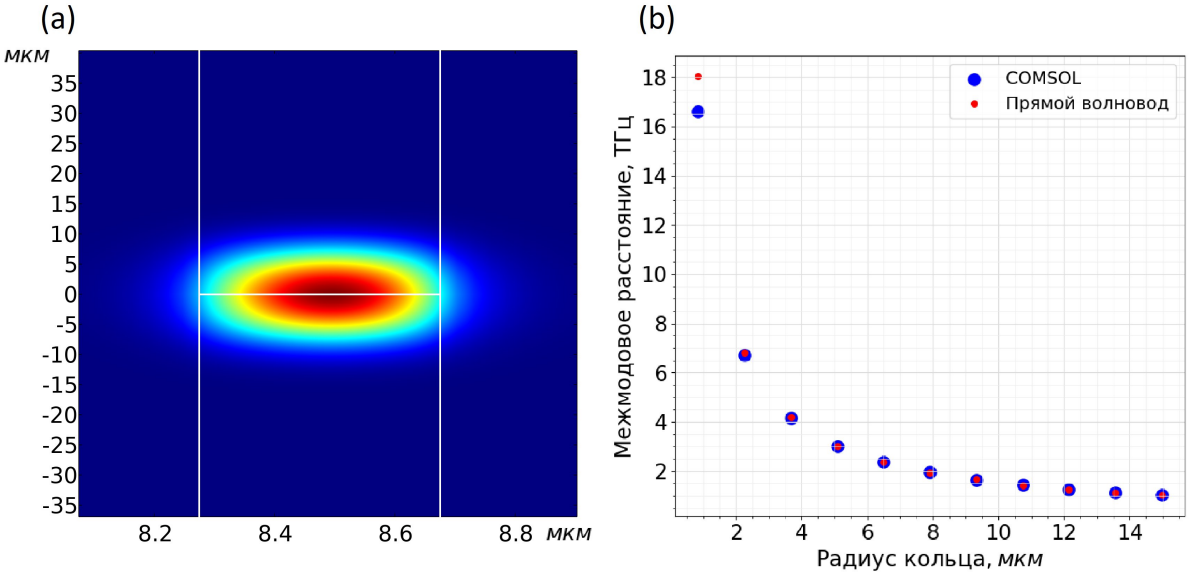


Рис. 2. (a) Вид полученной дьяконовской моды в вертикальном сечении системы кольцевых резонаторов. Вертикальные белые линии – границы между кольцом и внешней средой. Горизонтальная белая линия – граница между двумя кольцами с различным направлением оптической оси. (b). Сравнение величины межмодового расстояния для колец разного радиуса, полученной на основе численного моделирования и путем применения граничных условий кольца к теории дьяконовских мод в прямом волноводе.

Показано, что с увеличением радиуса колец результат численного моделирования все лучше совпадает с теорией. Таким образом, теория дьяконовских мод в прямом волноводе хорошо описывает распространение дьяконовских мод в кольцевых структурах радиусом от нескольких единиц микрон.

Аналогичные исследования были проведены для системы с отрицательной анизотропией. Для этого рассматриваемая модель была дополнена стенками из идеального электрического проводника. Было установлено, что теория дьяконовских

мод в прямом волноводе с отрицательной анизотропией также хорошо описывает случай кольцевых структур при радиусе колец от нескольких единиц микрон.

Помимо этого, были проведены исследования поляризационного состава излучения полученных дьяконовских мод для случаев положительной и отрицательной анизотропии. Установлено, что, в отличии от случая прямого волновода, дьяконовская мода в кольцевой структуре поляризована практически линейно. Выдвинуты предложения по возможностям увеличения степени эллиптичности моды.

Наконец, в кольцевых структурах были обнаружены дьяконовские поверхностные моды высших порядков. Для них была получена зависимость добротности от порядка моды.

Полученные результаты демонстрируют существование дьяконовских поверхностных мод в кольцевых структурах, а также служит основой для расширения возможностей их практического применения.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации "Росатом" в рамках выполнения Дорожной карты "Квантовые вычисления" (контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021).

ЛИТЕРАТУРА

1. М.И. Дьяконов // ЖЭТФ 1988 Т. 94 С. 119-123
2. D.A. Chermoshentsev et al. // Nanophotonics. 2020 V. 9 No 16 Pp. 4785-4797
3. D.A. Chermoshentsev et al. // Nanophotonics. 2024 V. 13 No 16 Pp. 3005-3015.
4. E.V. Anikin et al. // Phys. Rev. B. 2020 V. 102 No 16 P. 161113

Топология фазовых пространств для волн в периодических неоднородных средах

И. В. Тимофеев[1,2]
[1]*Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН*
[2]*Сибирский федеральный университет, г. Красноярск*
tiv@iph.krasn.ru

Волновое уравнение для периодической неоднородной среды допускает решение в виде топологически устойчивой поверхностной волны. Устойчивость следует из принципа объемно-краевого соответствия, который пришел в оптику [1] из физики конденсированного состояния [2-4] вместе с такими концепциями как фотонные кристаллы [5], оптические таммовские состояния и связанные состояния в континууме. Дисперсионные поверхности [1] и сфера Пуанкаре [6] представляют собой фазовые пространства решений волнового уравнения. Несмотря на их высокую размерность, затрудняющую представление в трехмерном евклидовом пространстве, компьютерная визуализация позволяет отразить некоторые топологические особенности с привлечением гиперкомплексных чисел, гиперсферы, принципа концентрации меры [7], стереографической проекции, расслоения Хопфа и геометрической (топологической) фазы [8]. На основе топологических особенностей повышается устойчивость в работе микролазеров, интерферометров, спектрометров, модуляторов, волноводов, коронографов, перестраиваемых линз, дифракционных решеток, голограмм. В поляризационной оптике становится существенным учет геометрической фазы, которая еще до появления концепции топологической фотоники была использована Владимирским, Рытовым, Панчаратнамом, Берри и другими авторами при описании особенностей зонной структуры, сингулярной фазы вблизи нулевой амплитуды в центре оптического вихря и поляризации на сфере Пуанкаре [8, 9]. Новые способы управления световыми потоками, основанные на дифракции и интерференции, позволяют создавать оптические микрорезонаторы [10] и метаповерхности [11], где управление светом происходит посредством изменения геометрической фазы.

Работа выполняется при поддержке Российского научного фонда № 24-12-00236, https://rscf.ru/project/24-12-00236/

ЛИТЕРАТУРА

1. Z. Zhang et al. // Opt. Mater. Express. 2025. Vol. 15, № 4. P. 828.
2. A.S. Sergeev // arXiv:2011.05004, 2020.
3. Г.Е. Воловик, В.П. Минеев “Физика и топология”, М.: Знание, 1980.
4. М. Клеман, О.Д. Лаврентович “Основы физики частично упорядоченных сред: жидкие кристаллы, коллоиды, фрактальные структуры”, М.: Физматлит, 2007.
5. В.И. Белотелов, А.К. Звездин “Фотонные кристаллы и другие метаматериалы” (Библиотечка “Квант” № 94) М.: Бюро Квантум, 2006.
6. B. Kahr “Poincaré and his polarization sphere”, Chirality, 2021, P. 1-15.
7. В.А. Зорич, “Математический анализ задач естествознания”, М.:МЦНМО, 2008, 136с.
8. Д.Н. Клышко // УФН, 1993, Т. 163, С. 1–18.
9. С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, В.Ф. Шабанов // УФН, 2020, Т. 190, С. 37–62.
10. V.A. Gunyakov et al. // Z. Liq. Cryst. Appl. 2024. Vol. 24, № 3. P. 94–99
11. R.G. Bikbaev et al. // Chinese J. Phys. 2024. Vol. 92. P. 1325–1330.

Многофотонная ионизация в фотонном кристалле из углеродных нанотрубок и полимера под действием коротковолнового импульса

Ю.В. Двужилова, Н.Н. Конобеева, Р.Р. Трофимов
ФГАОУ ВО «Волгоградский государственный университет»
nevzorova@volsu.ru

В работе проводится теоретическое и численное исследование взаимодействия фотонного кристалла, построенного на основе полимера и углеродных нанотрубок, обладающих различным типом проводимости (полупроводниковые, металлические) со сверхмощным и сверхкоротким лазерным импульсом. На основании, полученных картин интенсивности коротковолнового импульса в такой среде, дается качественная оценка скорости многофотонной ионизации в ней. Получены зависимости скорости многофотонной ионизации от параметров модуляции показателя преломления фотонного кристалла, соотношения концентраций нанотрубок и полимера в среде, а также от типа проводимости углеродных нанотрубок.

Современные исследования в области прикладной науки демонстрируют повышенный интерес к междисциплинарным направлениям, объединяющим нелинейную оптику и вычислительные методы. Это формирует ключевые приоритеты для специалистов, занимающихся численным анализом физических явлений в искусственно созданных гетероструктурах. Прогресс в нанотехнологиях открыл возможность синтеза материалов с уникальной периодичностью структуры, где расстояние между элементами сопоставимо с длиной световой волны [1]. Такие наноструктуры, известные как фотонные кристаллы, представляют собой многоуровневые системы с управляемой периодичностью, способные манипулировать распространением электромагнитного излучения. Практический потенциал этих материалов охватывает разработку оптических линий задержки сигналов, полностью оптических буферных систем и других устройств фотоники [2]. Особый интерес вызывают коротковолновые импульсы, под которыми в данной работе понимаются лазерные импульсы (до 100 фемтосекунд), содержащие 1–5 циклов колебаний электромагнитного поля [3].

Для описания эволюции трехмерного лазерного импульса в нелинейной среде, используем уравнения Максвелла [4]:

$$\Delta\vec{A} - \frac{n^2(z)}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c}\vec{J}_{CNT}(\vec{A}) + \frac{4\pi}{c}\vec{J}_{Pol}(\vec{A}) = 0, \quad (1)$$

здесь Δ – оператор Лапласа; $\vec{A} = (0, A, 0)$ – вектор-потенциал электрического поля световой пули; $n(z)$ – пространственно модулированный показатель преломления фотонного кристалла; c – скорость света; $\vec{J}_{CNT}$ – плотность электрического тока, связанного с углеродными нанотрубками [5]; $\vec{J}_{Pol}$ – плотность электрического тока, связанного с полимером [6].

Начальные условия на вектор-потенциал электрического поля коротковолнового лазерного импульса имеют Гауссову форму, а показатель преломления фотонного кристалла задается в следующем виде:

$$n(z) = 1 + \mu cos(2\pi z/\chi), \quad (2)$$

μ – глубина модуляции показателя преломления, χ – период модуляции показателя преломления фотонного кристалла.

Уравнение, описывающее динамику лазерного импульса в среде фотонного кристалла на основе углеродных нанотрубок и полимера, решалось с помощью прямой конечно-разностной схемы типа «крест», в которой выполняется условие Куранта.

Точность решения превышает 0.01%. Параметры модуляции показателя преломления фотонного кристалла задавались следующим образом: глубина модуляции μ = 0.25; период модуляции χ = 2.5 мкм.

Скорость процессов многофотонной ионизации и ионизации оптическим полем демонстрирует прямую зависимость от интенсивности падающего излучения. Данная зависимость описывается степенным законом вида I^K, где K соответствует количеству высвобождаемых заряженных частиц в ходе процесса [7]. Зависимость интенсивности коротковолнового лазерного импульса от концентрации полимера в фотонном кристалле, отражающая скорость однофотонной ионизации, показана на рисунке 1. Момент времени на котором проводилось моделирование соответствует 10 пс.

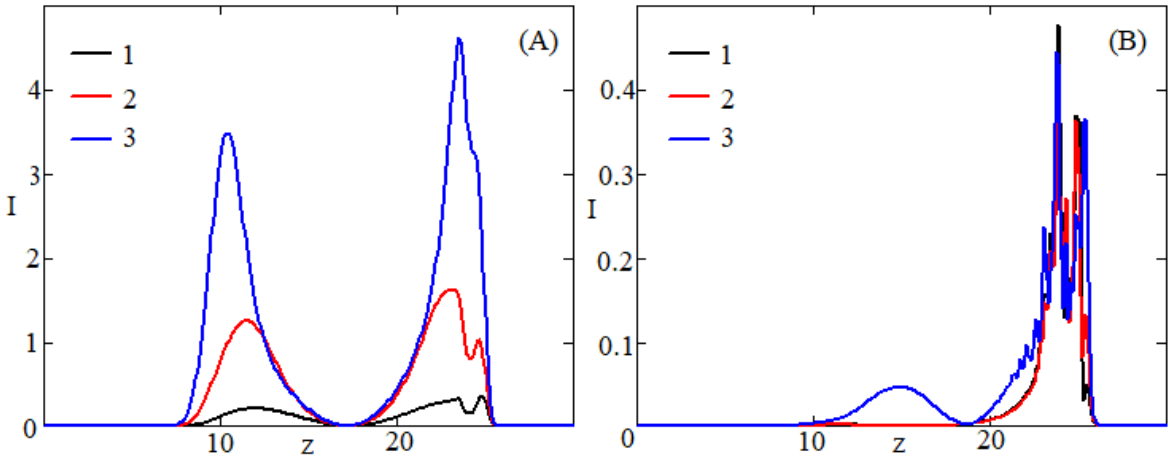


Рис. 1. Скорость однофотонной ионизации (K = 1) в фотонном кристалле, построенном на основе полупроводниковых (A) и металлических (B) углеродных нанотрубок, для различных соотношений концентраций трубок и полимера: (1) 2:1, (2) 1:1, (3) 1:2. По оси абсцисс отложена пространственная координата в мкм, вдоль которой движется импульс, по оси ординат – интенсивность лазерного импульса в отн. ед.

Из представленного рисунка видно, что соотношение концентраций углеродных нанотрубок и полимера оказывает существенное влияние на скорость фотоионизации только в том случае, если они обладают полупроводниковым типом проводимости (рис. 1A). Скорость фотоионизации увеличивается практически в 10 раз с увеличением концентрации нанотрубок в фотонном кристалле.

Работа проводилась в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема «FZUU-2023-0001»).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Sheng “Introduction to Wave Scattering, Localization and Mesoscopic Phenomena” Berlin: Springer-Verlag, 2006.

2. В.Ф. Шабанов «Фотонные кристаллы и нанокомпозиты: структурообразование, оптические и диэлектрические свойства» Изд-во Сибирского отделения Российской академии наук, 2009.

3. S.V. Sazonov et. al. // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. P. 063803–1–063803–12.

4. Л.Д. Ландау «Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред» М.: Наука, 1982.

5. Y.V. Dvuzhilova et. al. // Bull. Rus. Ac. Sci.: Phys. 2022. V. 86. P. 1331.

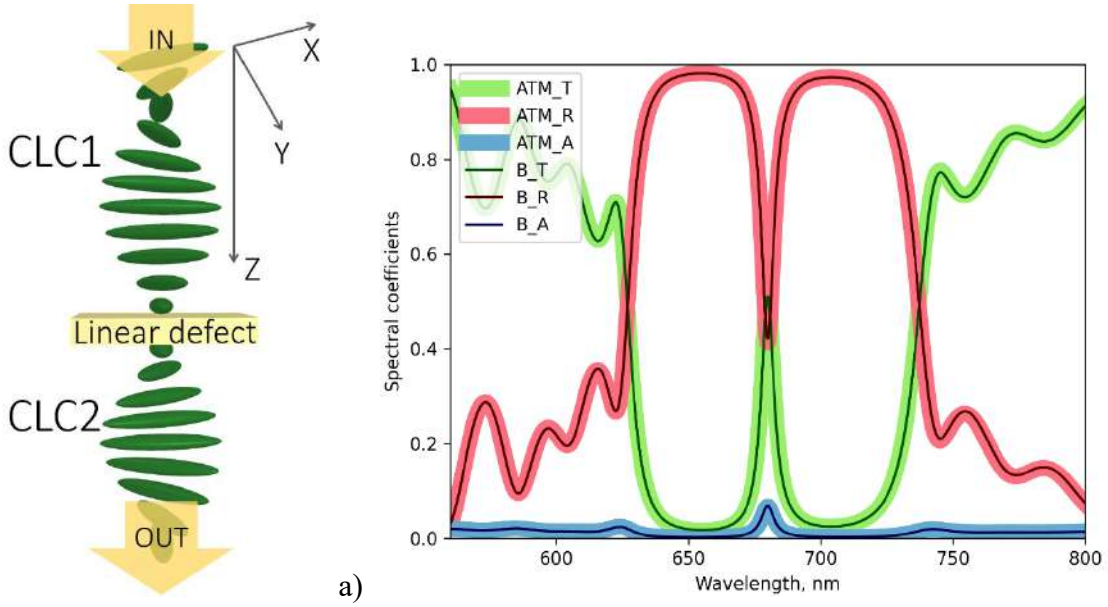
6. Y.V. Dvuzhilova et. al. // Bull. Rus. Ac. Sci.: Phys. 2021. V. 85. P. 1354.

7. A. Couairona et. al. // Phys. Rep. 2007. V. 441. P. 47.

О применении методов неассоциативной геометрии для построения анизотропной трансфер-матрицы

Д.П. Федченко[1,2], Д. Кох[3], А.В. Шабанов[1], И.В. Тимофеев[1,2]
[1]*Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН*
[2]*Сибирский федеральный университет*
[3]*Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»*
fdp@iph.krasn.ru

В живой природе повсеместно обнаруживаются длиннопериодические упорядоченные структуры [1, гл. 10]. Оптическая периодичность может быть обусловлена как чередованием нескольких материалов [2], так и анизотропией единственного материала. В последнем случае эффективный показатель преломления возникает за счет поворота локальной оптической оси анизотропного материала. Отражения на перепадах показателя преломления, благодаря интерференции дают дифракцию Брэгга, что позволяет количественно моделировать спектры отражения с помощью метода анизотропной трансфер-матрицы. Одним из первых теоретических методов является матричный метод Берремана [3], основанный на возведении экспоненты в матричную степень. Различные модификации метода предложены в работах Палто [4], Абдулхалима [5], Олдано [6], Лахтакии [7], Геворгяна [8]. Предложенный нами метод, в матричной форме записи, наиболее близок по духу к работам Почи Йе [9]. Пример структуры и ее спектров приведен на рисунке 1.



а) б)

Рис. 1. а) Схематическое изображение распространения света, падающего под прямым углом к плоскости слоев, ортогональных оси z, в структуре холестерический жидкий кристалл (CLC1) — изотропный слой — холестерический жидкий кристалл (CLC2). б) Спектральные коэффициенты (T — пропускание, R — отражение, A — поглощение) рассчитаны для следующих параметров структуры: CLC1: n_e = 1.57, n_o = 1.4215, толщина слоя – 3 мкм, шаг спирали – 0.454 мкм; CLC2: n_e = 1.57, n_o = 1.4215, толщина слоя – 2 мкм, шаг спирали – 0.454 мкм; Linear defect: n = 1.4215 + 0.0075i, толщина слоя – 0.1197 мкм. Расчеты выполнены с помощью метода анизотропной трансфер-матрицы (широкие яркие линии) и метода Берремана (тонкие линии).

Рассмотрим уравнения Максвелла, описывающие распространение электромагнитной волны в изотропной среде:

$$-\varepsilon(d/dt)E + \mathrm{curl}H = \sigma E,$$
$$\mu(d/dt)H + \mathrm{curl}E = 0,$$

где ε — диэлектрическая проницаемость, μ — магнитная проницаемость, σ — удельная проводимость среды, а $E(t,x)$ и $H(t,x)$ — вектора электрического и магнитного полей соответственно. Ставится задача определения спектральных характеристик волны света, проходящей через многослойную структуру со слоями, ортогональными оси z. Решение в однородном слое можно записать как суперпозицию двух плоских волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, $E(z) = A\mathrm{e}^{\mathrm{i}kz} + B\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kz}$, где A и B — комплексные амплитуды плоских волн. Магнитное поле $H(z)$, в силу ортогональности E и H, будет иметь вид $H(z) = \left(\frac{1}{\eta}\right)\left(A\mathrm{e}^{\mathrm{i}kz} - B\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kz}\right)$, где $\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ — импеданс слоя. Распространение электромагнитной волны на глубину h вдоль положительного направления оси z задается трансфер матрицей T, такой что

$$\begin{bmatrix} E(z+h) \\ H(z+h) \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} E(z) \\ H(z) \end{bmatrix},$$

где

$$T = \mathcal{D}P\mathcal{D}^{-1}, \mathcal{D} = \begin{bmatrix} \eta & -\eta \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \text{ а } P = \begin{bmatrix} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}kz} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{\mathrm{i}kz} \end{bmatrix}.$$

Получаем, что

$$T = \begin{bmatrix} \cos(kh) & \mathrm{i}\eta\sin(kh) \\ \frac{\mathrm{i}}{\eta}\sin(kh) & \cos(kh), \end{bmatrix}.$$

Матрица $T \in \mathrm{SL}(2,\mathbb{C})$ является тёплицевой матрицей, характеристический многочлен которой является палиндромом: $p(\lambda) = \lambda^2 - 2\lambda\cos x + (\cos^2 x + \sin^2 x)$.

Перемножив между собой матрицы слоев, получим трансфер-матрицу, из которой с помощью численных методов извлечем все спектральные данные для фотонного кристалла. Задачу можно решать и аналитически, но это потребует использования более изощренного математического аппарата. Для анизотропных слоев (без магнитной анизотропии) выразим амплитуды обыкновенной $[A_o, B_o]^T$ и необыкновенной $[A_e, B_e]^T$ волн в предыдущем слое через комплексную матрицу T_4 порядка 4:

$$[A_{o_{N-1}}, \quad B_{o_{N-1}}, \quad A_{e_{N-1}}, \quad B_{e_{N-1}}]^T = T_4[A_{o_N}, \quad B_{o_N}, \quad A_{e_N}, \quad B_{e_N}]^T.$$

Представим T_4 в виде палиндрома матриц:

$$T_4 = R(\phi)\, D\, PD^{-1}\, R^{-1}(\psi),\ \psi - \phi = \delta,$$

где

$$P = \begin{bmatrix} 1/F_o & 0 & 0 & 0 \\ 0 & F_o & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/F_e & 0 \\ 0 & 0 & 0 & F_e \end{bmatrix}, D = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ n_o & -n_o & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & n_e & -n_e \end{bmatrix},$$

$$R(\phi) = \begin{bmatrix} \cos\phi & 0 & \sin\phi & 0 \\ 0 & \cos\phi & 0 & \sin\phi \\ -\sin\phi & 0 & \cos\phi & 0 \\ 0 & -\sin\phi & 0 & \cos\phi \end{bmatrix}.$$

Здесь n_o и n_e — показатели преломления, а $F_o = e^{ik_o z}$ и $F_e = e^{ik_e z}$ — комплексные экспоненты, описывающие распространение света в тонком слое геликоидальной структуры холестерического жидкого кристалла. Для понимания структуры матрицы поворота $R(\phi)$, введем 4-мерные гиперкомплексные числа, которые могут быть представлены следующим образом [10]:

$$Q = \begin{bmatrix} a_1 & -a_2 & -a_3 & -a_4 \\ a_2 & a_1 & -a_4 & a_3 \\ a_3 & a_4 & a_1 & -a_2 \\ a_4 & -a_3 & a_2 & a_1 \end{bmatrix}, \qquad A = \begin{bmatrix} a_1 & -a_2 & -a_3 & -a_4 \\ a_2 & a_1 & a_4 & -a_3 \\ a_3 & -a_4 & a_1 & a_2 \\ a_4 & a_3 & -a_2 & a_1 \end{bmatrix}.$$

На рисунке 2 приведены правила умножения кватернионных мнимых единиц.

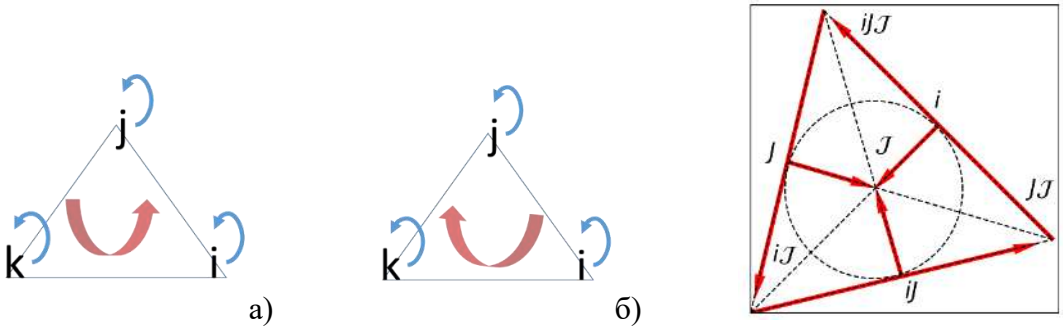


Рис. 2. а) Схематическое умножения кватернионных мнимых единиц (матрица Q), например, $ij = k$, но $ji = -k$. б) Меняя направление умножения мнимых единиц (матрица A), мы получим 4-мерное число, матрица которого коммутирует с матрицей кватерниона. Здесь $i^2 = j^2 = k^2 = -1$. в) Октонионная плоскость, на которой изображены правила умножения комплексной (i), кватернионной (j) и октонионной (J) мнимых единиц. Красная стрелка на графе задает направление умножение мнимых единиц в каждой тройке элементов.

Матрица поворота $R(\phi)$ является частным случаем матрицы A. Чтобы понять ее структуру, выпишем матрицу октониона:

$$O = \begin{bmatrix} a_0 & -a_1 & -a_2 & -a_3 & -a_4 & -a_5 & -a_6 & -a_7 \\ a_1 & a_0 & -a_3 & a_2 & -a_5 & a_4 & a_7 & -a_6 \\ a_2 & a_3 & a_0 & -a_1 & -a_6 & -a_7 & a_4 & a_5 \\ a_3 & -a_2 & a_1 & a_0 & -a_7 & a_6 & -a_5 & a_4 \\ a_4 & a_5 & a_6 & a_7 & a_0 & -a_1 & -a_2 & -a_3 \\ a_5 & -a_4 & a_7 & -a_6 & a_1 & a_0 & a_3 & -a_2 \\ a_6 & -a_7 & -a_4 & a_5 & a_2 & -a_3 & a_0 & a_1 \\ a_7 & a_6 & -a_5 & -a_4 & a_3 & a_2 & -a_1 & a_0 \end{bmatrix}.$$

Верхний диагональный блок матрицы O — это кватернион, а нижний — это матрица, коммутирующая с матрицей кватерниона. Оказывается, что для изучения симметрий анизотропной трансфер-матрицы необходимо рассматривать неассоциативную алгебру октонионов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 24-12-00236.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lee D. Nature's palette: the science of plant color. – University of Chicago Press, 2019.
2. М.А. Коршунов и др. // Доклады Академии наук. – 2018. – Т. 478. – №. 3. – С. 280–283.
3. D.W. Berreman //1972 J. Opt. Soc. Am. 62 502.
4. С.П. Палто //ЖЭТФ. – 2001. – Т. 119. – №. 4. – С. 638.
5. I. Abdulhalim //J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 1 (1999) 646–653.
6. Avendaño C. G. et al. //Journal of Physics A: Mathematical and General. – 2005. – Т. 38. – №. 41. – С. 8821.
7. Lakhtakia A. //Journal of Nanophotonics. – 2024. – Т. 18. – №. 3. – С. 036005-036005.
8. Gevorgyan A H, Rafayelyan M S //J. Opt. 15 125103 (2013).
9. Yeh P. et al //Journal of the Optical Society of America. – 1979. – Т. 69. – №. 5. – С. 742–756.
10. Fedchenko D., Tarkhanov N. //Advances in applied Clifford algebras. – 2015. – Т. 25. – С. 811-828.

О комплексной связи между оптическими резонаторами на гексагональной решетке

Д.П. Федченко[1,2], И.В. Тимофеев[1,2]
[1]*Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН*
[2]*Сибирский федеральный университет*
fdp@iph.krasn.ru

Фотонным топологическим изолятором [1-3] называется материал, являющийся изолятором в регулярных точках, и проводником на границе. В топологической фотонике одним из важных направлений является изучение электронных топологических изоляторов как оптических материалов [4-6]. Они открывают возможность для создания новых фотонных устройств с уникальными свойствами, обеспечивающими защищенность относительно дефектов и беспорядка. Фотонные топологические изоляторы применяются для получения топологически устойчивых оптических таммовских состояний [7], а также топологических состояний на массивах вертикально излучающих микролазеров [8], см. рис. 1 а. Оказалось, что свойство топологической устойчивости траектории луча можно наблюдать и в макроструктурах, например, в фотонном топологическом изоляторе, собранном на массиве стеклянных призменных резонаторов [9-10]. В [11] была рассмотрена одномерная задача с цепочкой Су–Шриффера–Хиггера оптических резонаторов, гамильтониан которой является *симметрической* матрицей с вещественным спектром энергий. При комплексных значениях констант связи в цепочке было показано отклонение луча света от вертикали. Данное исследование посвящено изучению комплексной связи в двумерных гексагональных фотонных системах, рис. 1 б. На этом пути может быть решена задача отклонения луча на массиве вертикально-излучающих лазеров.

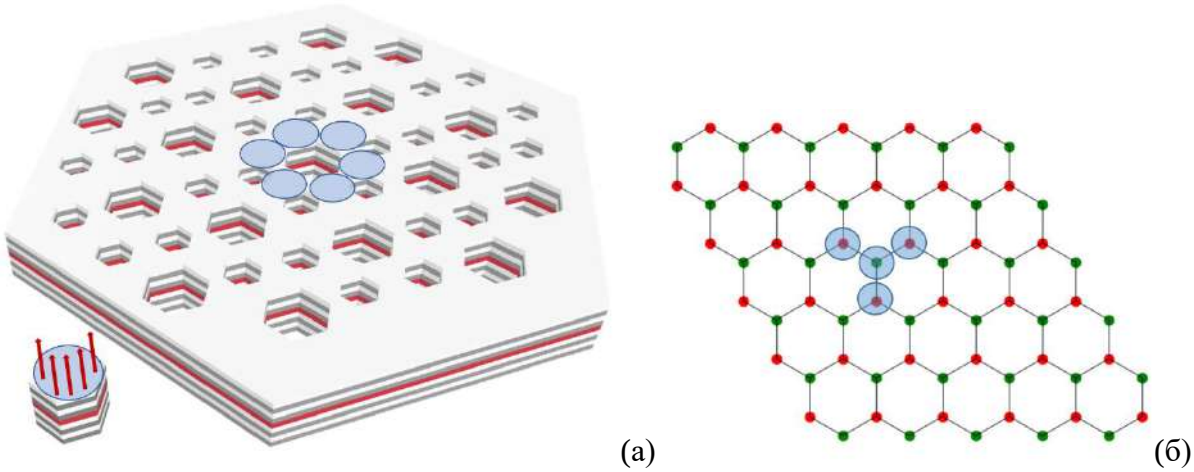


Рис. 1. а) Схематическое изображение гексагонального массива вертикальных лазеров. б) Гексагональная решетка, являющаяся базой для моделирования собственных мод, возникающих в массиве.

В качестве упрощения, рассмотрим вместо массива вертикально-излучающих лазеров механическую систему, состоящую из грузиков разной массы. Грузики соединены пружинками и объединены в гексагональную решетку. Спектр колебательной системы показан на рис. 2 а. Пример моды – на рис. 2 б. Выписывая гамильтониан механической системы, получим разреженную матрицу H, рис. 3. Матрица H не является *симметрической*, что затрудняет обобщение результатов из [11] на двумерную периодическую структуру. Встает вопрос практической реализации комплексных констант связи. Перспективной выглядит идея из работы [12], где рассматриваются закрученные нелинейные волноводы.

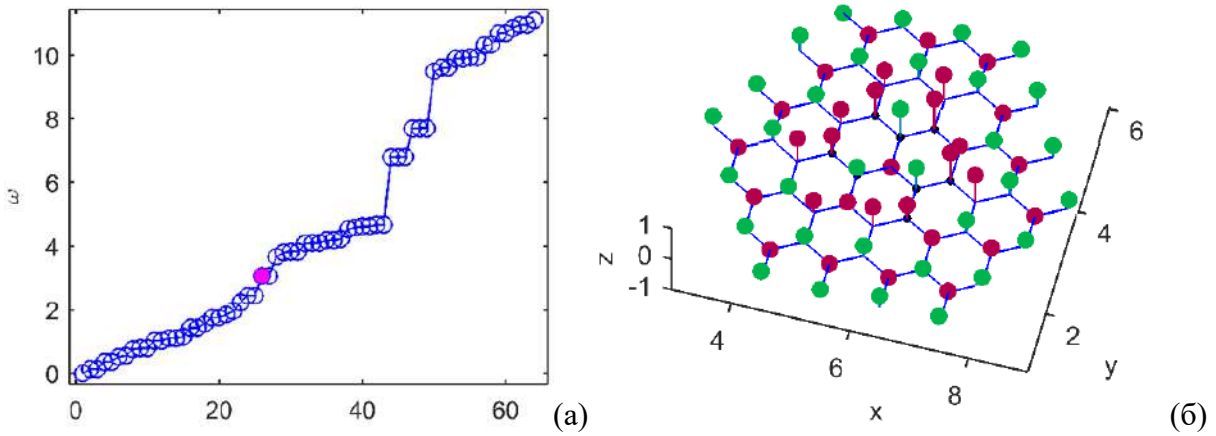


Рис. 2. а) Зонная структура колебательной системы. В спектре появляются энергетические щели. Розовой точкой отмечена выбранная мода, которая попадает в один из зазоров в спектре. б) Схематическое изображение структуры, состоящей из 64 грузиков. Зеленые грузики в три раза тяжелее красных. Синие линии показывают связи между элементами. С каждым грузиком ассоциирован вертикальный отрезок соответствующего цвета, длина которого показывает амплитуду колебания грузика.

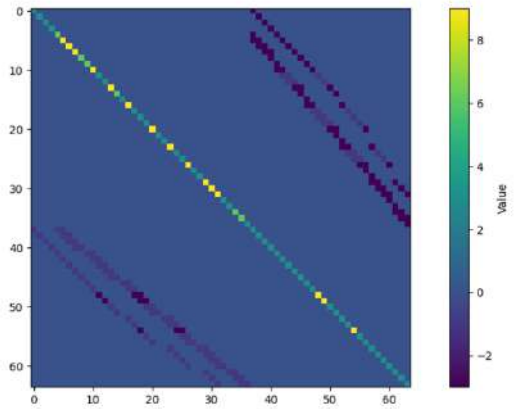


Рис. 3. Матрица H гамильтониана гексагональной структуры, приведенной на рисунке 2 б. Порядок матрицы равен 64.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 24-12-00236.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Gao, et al. // Nature communications 7.1: 11619 (2016).
2. Z. He, et al., // ACS Photonics 9.7: 2322-2326 (2022).
3. Q. Wang, et al., // *Physical Review B*, *93*(4), 041415 (2016).
4. Д.О. Игнатьева и др. // Ученые записки физ. фак-а МГУ, №5, с. 165203.
5. A.S. Sergeev // SciPost Physics Lecture Notes (2023).
6. А.И. Маймистов и др. // Ученые записки КазГУ, 160(1), 17-24 (2018).
7. P. St-Jean, et al. // Nature Photonics, 11(10), 651-656 (2017).
8. Dikopoltsev, et al. // Science 373, 1514-1517 (2021).
9. D.P. Fedchenko, et al. // Symmetry, 14(12), 2673 (2022).
10. P.N. Kim et al. //Applied Sciences. – 2023. – Т. 13. – №. 6. – С. 4004.
11. Д.П. Федченко и др. // Волновые явления: физика и применения: Сборник трудов XXXV Всероссийской школы-семинара имени профессора А.П. Сухорукова, Москва, 26–31 мая 2024 года. – Москва: Издательство Московского университета, 2024. – С. 72-73.
12. D.N. Vavulin and A.A. Sukhorukov // Physical Review A 96.1: 013812 (2017).

Оптическая хроматография сверхмалых частиц в наклонном оптическом потенциале, индуцированным связанным состоянием в континууме

Г.В. Шадрина[1], Е.Н Булгаков[2]
[1]*Институт Вычислительного Моделирования СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*
[2]*Институт Физики им. Л.В.Киренского КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*
galiy_sha@mail.ru

Манипулирование микронными и субмикронными частицами с использованием бесконтактных сил является важной областью современных прикладных исследований [1]. Для этой цели подходят оптические лучи, которые как линейно поляризованы, так и имеют угловой импульс, что позволяет генерировать оптические силы и крутящие моменты для оптического кодирования, захвата, связывания, сортировки и перемещения наночастиц из одного места в другое. Важно, чтобы силы, действующие со стороны электро-магнитного поля (ЭМП), были сравнимы с силой броуновского движения наноразмерных частиц. Только тогда внешнее ЭМП может оказывать влияние на положение частицы в пространстве. Чтобы обеспечить условие сравнимости, используют резонансные моды в качестве источника ЭМП для цели сортировки частиц по выбранному параметру (радиус, диэлектрическая проницаемость и др. Расчеты и эксперимент показывают, что такая схема работает для разделения частиц, различающихся размером в разы: 200 нм, 300 нм и 500 нм [2]. Но ведь множество объектов, которые мы хотим научиться сортировать имеет размер, гораздо меньший сотни нанометров! В том числе, молекулы и вирусы. Мы предлагаем платформу, которая позволяет разделять объекты радиусом порядка 1 нм и больше.

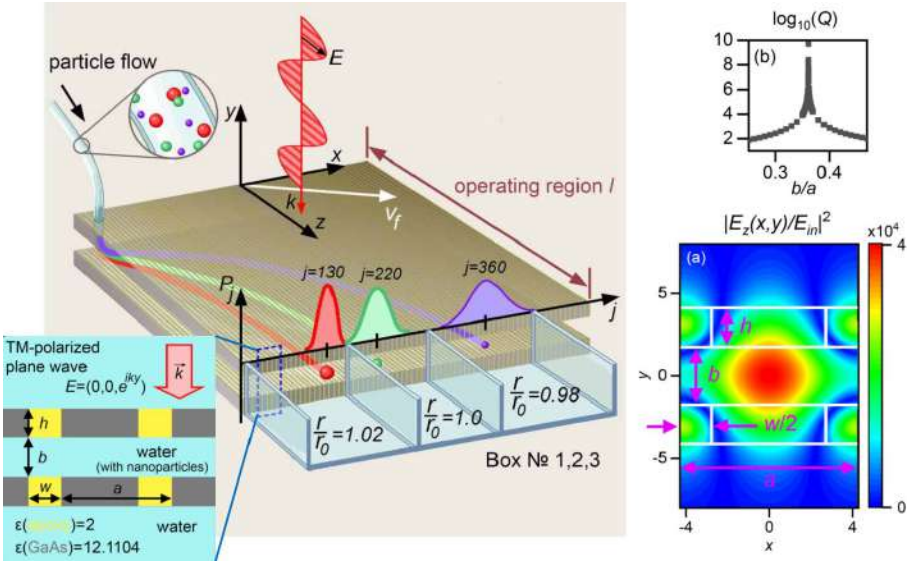


Рис. 1. Фотонно-кристаллическая платформа для сортировки наночастиц.

Для усиления локального поля предлагаем использовать оптическое квази-связанное состояние в континууме, давно известное в оптике фотонно-кристаллических структур. Его особенность в том, что теоретическая его добротность равна бесконечности, но в реальности, она, конечно же, ограничена, но по прежнему очень велика, и гораздо выше, чем у обычных резонансных мод (10^4 и 10^5 против 10^2 и 10^3 у обычных резонансных мод) и, что еще важно, может легко настраиваться. В данном численном эксперименте мы выбрали добротность 10^5.

Платформа для сортировки наночастиц представляет собой две фотонно-кристаллические пластины с периодически модулированным показателем преломления (Рис.1). Падающая E_z-поляризованная плоская волна возбуждает резонансную оптическую моду, профиль которой показан на вставке. Состояние подобрано таким образом, что область пучности электрического поля попадает в промежуток между пластинами, в пространство, где находятся жидкость, которая может находиться в движении или в покое. Движущаяся жидкость создает наклонный оптический потенциал для частиц. Частицы, попадающие по трубке в пространство между пластинами, как бы туннелируют от одной пучности к другой, от края к центру пластины. Поскольку, броуновская динамика частицы в потенциальной яме зависит и от размера частицы то же, крупные и мелкие частицы туннелируют к центру пластины с разной скоростью, что и приводит к пространственному разделению частиц в зависимости от их размеров (Рис.2).

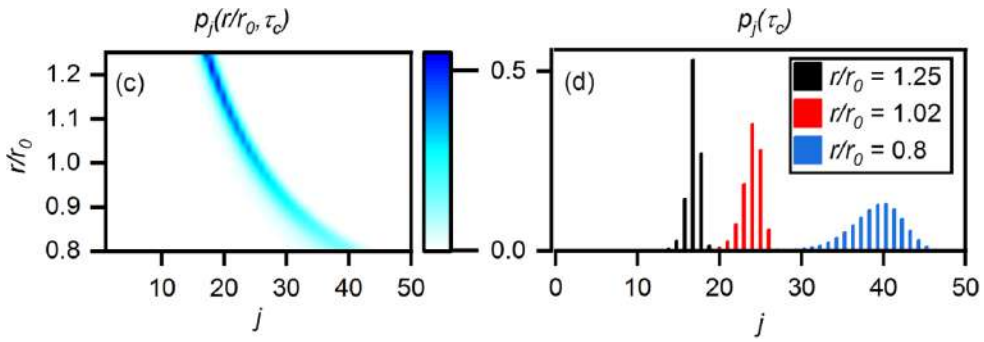


Рис. 1. (а) Распределение вероятности p_j для различных размеров r/r_0, r_0 = 3 нм, время сортировки t = 1800 с. (б) То же самое для трех типов частиц r/r_0 = 0.8, 1.02, 1,25. Мощность падающей волны W = 9.1 мВт/μм^2.

Расчеты показали, что данная платформа позволяет разделять частица наноразвмеров, отличающихся между собой на 20% размеру (радиусом в районе 3 нм и точностью сортировки +/- 0,6 нм).

ЛИТЕРАТУРА

1. Gao D., et al. Light: Science & Applications, 2017. V.6, e17039.
2. Zhao H., et al. Sensors and Actuators: B. Chemica, 2021 V. 331, 129428.
3. Bulgakov E., et al. Journal of the Optical Society of America B, 2025 V. 42, P. 358.

Перестраиваемые метаповерхности для оптического аналогового дифференцирования

В.В. Юшков, А.С. Шорохов, А.А. Федянин
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
iushkov@physics.msu.ru

Метаповерхности – это плоские наноструктурированные устройства, применение которых было продемонстрировано для генерации гармоник [1], формирования пространственных световых пучков [2], в создании металинз [3] и в аналоговой обработке изображений [4]. Их использование как альтернативы современным процессорам обуславливается высокой скоростью распространения света, компактностью и малым весом метаповерхностей, а также возможности использовать известные методы микроэлектроники для их изготовления в промышленных масштабах [5].

Статическая природа метаповерхностей не позволяет использовать их для широкого класса прикладных задач, где необходимо перестраивать пространственный профиль фильтра в процессе работы. Для преодоления этого недостатка предлагается использовать материалы с фазовым переходом [6] (переключение между аморфной и кристаллической фазами сопровождается существенным изменением оптических свойств таких материалов), жидкокристаллические покрытия [7], механическую модификацию свойств материала [8] или инжекцию свободных носителей в зону проводимости материала наноструктуры. Одними из перспективных механизмов считаются оптическая инжекция свободных носителей заряда [9] из-за высоких скоростей переключения между различными состояниями метаповерхности и использование материалов с фазовым переходом [6] за счет возможности энергонезависимого поддержания каждого из состояний метаповерхности. Таким образом, модуляция пропускания в полупроводниковых метаповерхностях была продемонстрирована ранее, однако возможность использования подобных структур для анализа двумерных оптических сигналов недостаточно исследована.

Основная цель представленной работы заключается в проектировании, изготовлении и экспериментальной демонстрации динамически перестраиваемых метаповерхностей, способных изменять свой оптический отклик для задач обработки изображений. Достижение этой цели позволит заменить энергозатратные электронные цифровые операции оптической предобработкой, что существенно снизит нагрузку на вычислительные ресурсы и откроет путь к созданию автономных устройств с повышенной энергоэффективностью.

В представленном исследовании метаповерхность на основе арсенида галлия была смоделирована для аналоговой оптической обработки изображений с использованием Фурье-фильтрации. Выбор материала обусловлен значительным изменением показателя преломления на длине волны 850 нм, вызванным межзонными переходами при фотоиндуцированной генерации электрон-дырочных пар в материале наноантенн метаповерхности. В качестве нанорезонаторов выбраны кольцевые структуры, обеспечивающие поляризационную независимость отклика.

Методом конечных разностей во временной области (FDTD) исследованы коэффициент пропускания и фазовый сдвиг в зависимости от внешнего (d) и внутреннего (b) диаметров колец, размещённых в квадратной решётке с периодом a. На основе полученных данных обучена полносвязная нейронная сеть (2 скрытых слоя по 16 нейронов с гиперболическим тангенсом в качестве функции активации), осуществляющая непрерывную аппроксимацию оптических характеристик. Входными

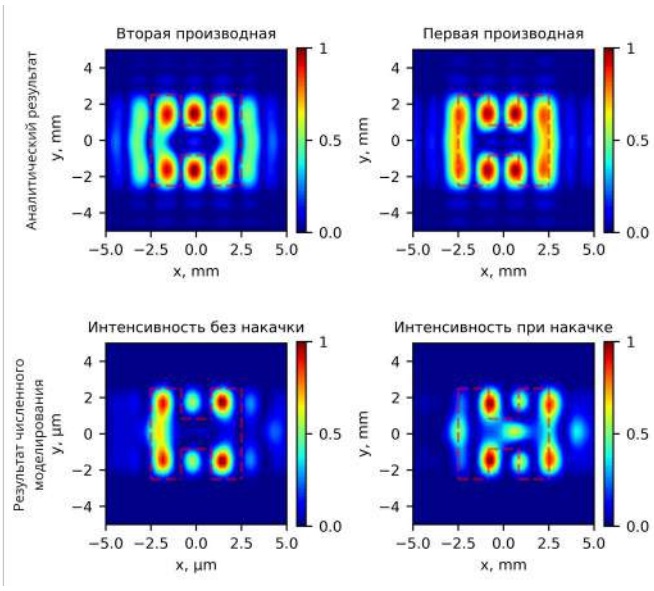


Рис. 1. Результаты моделирования пространственной Фурье-фильтрации входного изображения в 4f схеме с переключением оптического отклика метаповерхности на основе арсенида галлия. Границы входного изображения (буква «Н») обозначены красной пунктирной линией. Слева сверху вторая производная входного изображения в схеме 4f без оптической накачки. Справа сверху первая производная входного изображения в схеме 4f с оптической накачкой. Слева снизу вторая производная входного изображения, полученная с помощью дискретного преобразования Фурье (ДПФ). Справа снизу вторая производная входного изображения, полученная с помощью ДПФ.

параметрами служили геометрические размеры наноантенн (d, b) и период решетки (a), а выходные данные представлены в виде проекций комплексных коэффициентов отражения и пропускания на действительную (Re) и мнимую (Im) оси, что учитывает периодичность фазовой функции $\Delta\varphi(a, d, b)$. Точность предсказания сети составила 95% относительно валидационного набора.

Оптимизация геометрии метаповерхности выполнена алгоритмом дифференциальной эволюции, выбранным из-за мультимодальности целевой функции с множеством локальных минимумов, исключающей применение градиентных методов. Сконфигурированный комплексный коэффициент пропускания позволяет переключаться между режимами обработки изображений (первая и вторая пространственные производные) регулируя время прихода импульса фемтосекундной оптической накачки относительно анализируемого импульса. Численное моделирование подтвердило генерацию второй производной изображения в пассивном режиме и первой производной — при возбуждении накачкой (рис. 1).

ЛИТЕРАТУРА

1. M.K. Kroychuk et al. // Nano Lett. 2020. V. 20. No 5. P. 3471.
2. H. Sroor et al. // Nat. Photon. 2020. V. 14. No 8. P. 498.
3. W.T. Chen et al. // Nat. Commun. 2019. V. 10. No 1. P. 355.
4. V.V. Yushkov et al. // ACS Photon. 2024. V. 11. No 6. P. 2506.
5. J.-S. Park et al. // Nano Lett. 2019. V. 19. No 12. P. 8673.
6. S. Abdollahramezani et al. // Nat. Commun. 2022. V. 13. No 1. P. 1696.
7. S.-Q. Li et al. // Science. 2019. V. 364. No 6445. P. 1087.
8. C. M. Stephanie et al. // Nano Lett. 2017. V. 17. No 6. P. 3641.
9. M. R. Shcherbakov et al. // Nat. Commun. 2017. V. 8. No 1. P. 17.