



ПРОБЛЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ



Гомель
2025

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины»

Отделение физики, математики, информатики
Национальной академии наук Беларуси

Государственное научное учреждение
«Институт физики имени Б. И. Степанова
Национальной академии наук Беларуси»

ПРОБЛЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

VI Международная научная конференция,
посвященная академику Б. В. Бокутю

(Гомель, 14 ноября 2024 года)

Сборник материалов

Научное электронное издание

Гомель
ГГУ имени Ф. Скорины
2025

ISBN 978-985-32-0099-7

© Учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», 2025

Проблемы взаимодействия излучения с веществом [Электронный ресурс] : сборник материалов VI Международной научной конференции, посвященной академику Б. В. Бокутю (Гомель, 14 ноября 2024 г.) / М-во образования Республики Беларусь, Гомельский гос. ун-т им. Ф. Скорины, Отделение физики, математики, информатики Национальной академии наук Беларуси, Государственное научное учреждение «Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси» ; редкол. : С. А. Хахомов (гл. ред.) [и др.]. – Электронные текстовые данные (10,5 МБ). – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2025. – Системные требования: IE от 11 версии и выше или любой актуальный браузер, скорость доступа от 56 кбит. – Режим доступа: <http://conference.gsu.by>. – Заглавие с экрана.

В сборнике помещены материалы докладов VI Международной научной конференции, посвященной академику Б. В. Бокутю, по следующим направлениям: нелинейная оптика, оптическая гиротропия, упругие волны, фотоакустика, акустооптика, электрослабые свойства микрочастиц, электродинамические и адронные процессы взаимодействия, астрофизика и космология, физика лазеров и лазерные технологии, ионно-лучевые и плазменные технологии, формирование структуры и свойства покрытий, моделирование вычислительного процесса, распределенные системы, нейросети и машинное обучение.

Адресуется научным работникам, аспирантам, магистрантам, студентам.

Материалы публикуются в соответствии с оригиналом, подготовленным редакционной коллегией, при участии издательства.

Редакционная коллегия:

С. А. Хахомов (главный редактор),
Д. Л. Коваленко (заместитель главного редактора),
Ю. В. Никитюк (заместитель главного редактора),
А. Л. Самофалов, А. А. Середа, О. М. Дерюжкова,
А. С. Руденков, В. Е. Гайшун, Г. Ю. Тюменков,
А. В. Ворувев, Е. Б. Шершнев

ГГУ имени Ф. Скорины
246028, Гомель, ул. Советская, 104,
Тел. : (232) 50-49-03, 50-38-59
<http://www.gsu.by>



Борис Васильевич Бокуть
(27.10.1926–15.03.1993)

VI Международная научная конференция

**ПРОБЛЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ**

Посвящается академику Б. В. Бокутю

14 ноября 2024 г.

г. Гомель, Республика Беларусь

Конференция посвящена Б. В. Бокутю – выдающемуся белорусскому физику и организатору науки, академику АН БССР, ректору Гомельского государственного университета (1973–1989 годы), лауреату Государственной премии СССР, автору более 200 научных работ, в том числе 3 монографий и 20 изобретений.

Конференция будет работать по направлениям, в развитие которых Б. В. Бокуть внес существенный вклад: нелинейная оптика, кристаллооптика, физика лазеров, теория электромагнетизма, лазерные технологии, акустооптика.

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

1. Хахомов Сергей Анатольевич (председатель)
2. Сердюков Анатолий Николаевич, член-корреспондент НАН Беларуси (зам. председателя)
3. Семченко Игорь Валентинович, член-корреспондент НАН Беларуси
4. Апанасевич Павел Андреевич, академик
5. Белый Владимир Николаевич, академик НАН Беларуси
6. Воропай Евгений Семенович, профессор
7. Гапоненко Сергей Васильевич, академик
8. Константинова Алиса Федоровна, профессор (РФ)
9. Курочкин Юрий Андреевич, профессор
10. Мышкин Николай Константинович, академик
11. Орлович Валентин Антонович, академик
12. Петров Николай Степанович, профессор
13. Рогачев Александр Владимирович, член-корреспондент НАН Беларуси
14. Стражев Василий Иванович, профессор
15. Фурс Александр Николаевич, профессор
16. Вытовтов Константин Анатольевич, профессор (РФ)
17. Семенов Александр Анатольевич, профессор (РФ)
18. Юлдашев Шавкат Узгенович, профессор (Узбекистан)
19. Заморянская Мария Владимировна, профессор (РФ)
20. Чучева Галина Викторовна, профессор (РФ)

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

1. Коваленко Дмитрий Леонидович, проректор по научной работе (председатель)
2. Никитюк Юрий Валерьевич, проректор по учебной работе (зам. председателя)
3. Самофалов Андрей Леонидович, декан факультета физики и информационных технологий (зам. председателя)
4. Дерюжкова Оксана Михайловна, ответственная за научную работу факультета физики и информационных технологий (ученый секретарь)
5. Середа Андрей Александрович, ответственный за учебную работу факультета физики и информационных технологий (секретарь)
6. Тюменков Геннадий Юрьевич, заведующий кафедрой теоретической физики
7. Гайшун Владимир Евгеньевич, заведующий кафедрой оптики
8. Воруев Андрей Валерьевич, заведующий кафедрой АСОИ
9. Руденков Александр Сергеевич, заведующий кафедрой радиофизики и электроники
10. Шершнев Евгений Борисович, заведующий кафедрой общей физики

РЕГЛАМЕНТ

Доклады на пленарном заседании	— до 20 минут
Доклады и сообщения в секциях	— до 10 минут
Участие в дискуссиях	— до 5 минут

СЕКЦИИ КОНФЕРЕНЦИИ

1. «Оптика, акустика кристаллов и анизотропных структур»

(оптический, СВЧ и терагерцовый диапазоны, упругие волны, фотоакустика, акустооптика)

Председатели:

Гиргель Сергей Сергеевич, д-р физ.-мат. наук, профессор

Сердюков Анатолий Николаевич, д-р физ.-мат. наук, профессор

Место проведения – корпус 5, ауд. 2-11 (ул. Советская, 102).

Ссылка для подключения

<https://bigbluebutton.gsu.by/rooms/dtq-194-n9x-rjd/join>

2. «Теория фундаментальных взаимодействий»

(электрослабые свойства микрочастиц, электродинамические и адронные процессы взаимодействия, астрофизика и космология)

Председатели:

Тимошин Сергей Иванович, д-р физ.-мат. наук, профессор

Андреев Виктор Васильевич, д-р физ.-мат. наук, профессор

Место проведения – корпус 5, ауд. 6-4 (ул. Советская, 102).

Ссылка для подключения

<https://bigbluebutton.gsu.by/rooms/mzd-20k-kfq-tkb/join>

3. «Новые материалы и технологии»

(физика лазеров и лазерные технологии, ионно-лучевые и плазменные технологии, формирование структуры и свойства покрытий)

Председатели:

Рогачев Александр Владимирович, д-р хим. наук, чл.-корр.

Ярмоленко Максим Анатольевич, д-р техн. наук, профессор

Место проведения – корпус 5, ауд. 4-30 (ул. Советская, 102).

Ссылка для подключения

<https://bigbluebutton.gsu.by/rooms/ip8-ebc-moz-vg7/join>

4. «Автоматизация научных исследований»

(моделирование вычислительного процесса, распределенные системы, нейросети и машинное обучение)

Председатели:

Демиденко Олег Михайлович, д-р техн. наук, профессор

Воруев Андрей Валерьевич, канд. техн. наук, доцент

Место проведения – корпус 5, ауд. 4-16 (ул. Советская, 102).

Ссылка для подключения

<https://bigbluebutton.gsu.by/rooms/u5f-obt-xoh-i6f/join>

ПОРЯДОК РАБОТЫ КОНФЕРЕНЦИИ

14 ноября 2024 г.

ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

10⁰⁰–12⁰⁰ – открытие конференции, пленарное заседание – корпус 5, ауд. 2-11 (ул. Советская, 102).

Ссылка для подключения

<https://bigbluebutton.gsu.by/rooms/ba1-lor-usv-jaj/join>.

12⁰⁰ – возложение цветов к мемориальной доске с барельефом Бориса Васильевича Бокутя. Фото участников конференции.

12³⁰–15⁰⁰ – работа секций (формат – очно и онлайн видеоконференция, с возможностью презентации своего доклада).

ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

1. Д. Л. Коваленко, кандидат физико-математических наук, доцент, проректор по научной работе УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», г. Гомель, Республика Беларусь.

ОТКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ

2. А. Н. Годлевская, кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры оптики УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», г. Гомель, Республика Беларусь.

В. А. Дубовская, магистрант факультета физики и информационных технологий, УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», г. Гомель, Республика Беларусь.

ЖИЗНЬ И НАУЧНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ АКАДЕМИКА БОКУТЯ БОРИСА ВАСИЛЬЕВИЧА

3. В. Н. Бельй¹, Н. А. Хило¹, А. М. Варанецкий¹, П. И. Ропот¹, П. А. Хило², А. В. Агашков¹, ¹Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь, ²Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого, г. Гомель, Республика Беларусь.

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ КОЛЬЦЕВОГО ПУЧКА НА УЛЬТРАЗВУКЕ В КРИСТАЛЛАХ TeO_2 и $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$

Докладчик – П. А. Хило, доктор физико-математических наук, профессор, ведущий кафедрой «Физика и электротехника» УО «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», г. Гомель, Республика Беларусь.

4. П. Н. Гракович, кандидат технических наук, ведущий научный сотрудник ГНУ «Институт механики металлополимерных систем имени В. А. Белого» Национальной академии наук Беларуси, г. Гомель, Республика Беларусь.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ДЛЯ ПЕРЕРАБОТКИ ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА. ПРОДУКТЫ, СВОЙСТВА, ПРИМЕНЕНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ

Годлевская А. Н., Дубовская В. А. Жизнь и научная деятельность академика Бокутя Бориса Васильевича.....	11
---	----

Секция 1 «Оптика, акустика кристаллов и анизотропных структур»

Апанасевич С. П., Колодочка П. С., Королько Д. А., Куликовская П. А., Ляхнович А. В., Ходасевич М. А., Си Хунджу, Шу Джэй, Сюй Вэй Многопараметрический анализ спектров пропускания растительного лекарственного сырья в ТГц-частотном диапазоне для определения географического происхождения..	19
Белый В. Н., Курилкина С. Н., Хило Н. А. Лазерная нанолитография интерференционного типа с использованием плазмонных резонансов.....	22
Белый В. Н., Хило Н. А., Варанецкий А. М., Ропот П. И., Хило П. А., Агаишков А. В. Акустооптическая дифракция кольцевого пучка на ультразвуке в кристаллах TeO_2 и $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$	27
Валдовский М. Г. Теория возмущений для упругих волн, нормально падающих на слабо неоднородные слоистые анизотропные среды.....	31
Гапоненко С. В., Ефимова Т. А. Изучение характеристик простейшего оптического нанотрансивера вида «проводящая сфера – дипольный излучатель».....	36
Головин Е. Д., Капшай В. Н., Шамына А. А. Генерация второй гармоники в поверхностном слое дисковидной частицы в приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна.....	40
Голуб А. А., Навныко В. Н., Давыдовская В. В., Федорова А. В. Влияние обратного пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости на когерентное взаимодействие гауссовых (1+1)D световых пучков в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	45
Есман А. К., Зыков Г. Л. Приемник субмиллиметрового излучения.....	49
Капшай В. Н., Гурченко Л. А., Шамына А. А. Свойство решений уравнений электродинамики биизотропных сред.....	52
Капшай В. Н., Шамына А. А. Генерация суммарной частоты в поверхностном слое вытянутой сфероидальной частицы малого размера. Некиральный случай	56
Кравченко А. И., Савкова Т. Н. Очки для защиты зрительных органов человека от воздействия синего-голубого излучения источников света.....	60
Кулак Г. В., Навныко В. Н., Тозик Л. А. Распространение световых волн в двумерных фотонных кристаллах Si/SiO_2	64
Кулак Г. В., Николаенко Т. В., Тозик Л. А. Поляризационные особенности акустооптического взаимодействия в двумерных фотонных кристаллах	68
Навныко В. Н., Блоцкая Д. С., Кулак Г. В., Шандаров С. М. Обращение волнового фронта в фоторефрактивном полупроводнике InP среза (001).....	72
Петрова Е. С., Краморева Л. И. Генерация псевдо–бесселева эллиптического светового пучка	75
Романович М. Г., Новицкий А. В., Новицкий Д. В. Управление положением исключительных точек в $\mathcal{PT}$ -симметричных фотонных структурах с анизотропным дефектным слоем.....	79
Серый А. И. О приближенном расчете угла поворота плоскости поляризации фотона в эффекте Барышевского–Любошица в магнитном поле при конечных температурах.....	82
Сомов П. А., Самофалов А. Л., Никитюк Ю. В., Хахомов С. А., Семченко И. В., Хуэй Чу, Мэнмэн Ли, Даши Динг Нейросетевое моделирование параметров метаматериала-фазоманипулятора	85

<i>Тимощенко Е. В., Юревич В. А.</i> Нелинейное поглощение в квазидвумерном массиве квантовых точек в условиях двухфотонного резонанса	89
<i>Тимощенко Е. В., Юревич В. А., Юревич Ю. В.</i> Резонансная модель самопulsаций излучения микролазеров на квантовых точках в условиях нелинейного дрейфа частоты	92
<i>Хартон М. М., Новицкий А. В.</i> Нарушение симметрии в рассеянном на цилиндре из полуметалла Вейля электромагнитном излучении	96
<i>Хахомов С. А., Самофалов А. Л., Фаняев И. А., Семченко И. В., Ляхнович А. В., Ковалёв А. А., Сомов П. В., Кравченко А. Ю., Хуэй Чу, Мэнмэн Ли, Даши Динг</i> Многофункциональные метаматериалы и метаповерхности на основе бианизотропных элементов для СВЧ и ТГц волн	100

Секция 2 «Теория фундаментальных взаимодействий»

<i>Авакян С. Л., Авакян Е. З.</i> Радиационные распады легких мезонов	104
<i>Авакян С. Л., Авакян Е. З.</i> Полулептонные распады мезонов	107
<i>Бабич К. С., Андреев В. В.</i> Элементы прецизионного вычисления характеристик двухчастичных квантовых систем	112
<i>Возная У. Е.</i> Радиационные поправки к процессу электрон-позитронной аннигиляции	119
<i>Гришечкин Ю. А., Капшай В. Н.</i> Приближённое аналитическое решение уравнения Гросса с линейным в релятивистском конфигурационном представлении потенциалом	122
<i>Дерюжкова О. М., Серенкова И. А., Сытова С. Н.</i> Концепция Белорусской электронной энциклопедии ядерных данных	127
<i>Капшай В. Н., Гришечкина А. А.</i> Сведение интегральных квазипотенциальных уравнений к дифференциальным и их некоторые решения	130
<i>Лукашевич С. А., Максименко Н. В., Дерюжкова О. М.</i> Квантово-полевой подход для определения поляризуемостей нуклона	134
<i>Павленко А. В., Гришечкин Ю. А., Капшай В. Н.</i> Решения двумерного квазипотенциального уравнения в случае релятивистского аналога потенциала «дельта-окружность»	138
<i>Павленко А. В., Капшай В. Н., Гришечкин Ю. А.</i> Волновые функции двумерного гармонического осциллятора в релятивистском конфигурационном представлении	142
<i>Плетюхов В. А., Кузьмич А. М.</i> Об описании изоспиновых степеней свободы микрообъектов на основе алгебраических обобщений уравнения Дирака–Кэлера	146
<i>Синегрибов Д. В., Андреев В. В., Серенкова И. А.</i> Ограничения на массу дополнительного Z' -бозона для SSM на ILC	148
<i>Сытова С. Н.</i> Валидация и верификация программного обеспечения для моделирования взаимодействия излучения с веществом	152
<i>Тимошин Е. С., Тимошин С. И.</i> Кварковые вклады в спин нуклона из асимметрий глубоконеупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на поляризованных нуклонах	155
<i>Тюменков Г. Ю.</i> Радиальные функции плотности Венеры: развитие PVM-модели ..	160
<i>Haurysh V. Yu., Andreev V. V.</i> Electroweak characteristics of light π -, ρ -mesons	163
<i>Ivashkevich A. V., Sachenok P. O., Ovsyuk E. M., Kisel V. V.</i> Spin 1/2 particle with anomalous magnetic moment and polarizability in the external magnetic field	167

Секция 3 «Новые материалы и технологии»

<i>Аль-Камали М. Ф. С. Х.</i> Автоматизация обработки изображений поверхности золь-гель наноструктурированных композитов $\text{SiO}_2\text{:CuO}(\text{Cu}^0)$ с применением Gwyddion	173
<i>Баевич Г. А., Ковалев Е. А., Никитюк Ю. В., Максименко А. В., Усов П. П.</i> Устройство для 3D-печати металлических изделий лазерной наплавкой.....	177
<i>Васькевич В. В., Коваленко Д. Л., Гайшун В. Е., Косенок Я. А., Тюленкова О. И.</i> Синтез и исследование свойств защитных композиционных золь-гель покрытий	180
<i>Гарбарук В. Ю., Гольдаде В. А.</i> Влияние дополнительной обработки на величину технологической усадки и эффективность очистки фильтрующих волокнисто-пористых материалов на основе полифениленсульфида	183
<i>Данильченко К. Д., Маевский А. А., Семченко А. В., Сидский В. В., Тюленкова О. И., Кравец В. А., Заморянская М. В.</i> Золь-гель синтез и свойства радиационно-стойких боросиликатных стекол, активированных редкоземельными ионами.....	185
<i>Каланда Н. А., Ярмолич М. В., Петров А. В., Семченко А. В., Дорошкевич А. С., Кругляк А. И., Исаев Р. Ш.</i> Особенности кислородного обмена и радиационно-стимулированная диффузия кислорода в структуре сложного металлооксидного соединения	187
<i>Каланда Н. А., Ярмолич М. В., Петров А. В., Семченко А. В., Юденков А. Г., Петлицкий А. Н., Дорошкевич А. С., Исаев Р. Ш., Горшкова Ю. Е.</i> Влияние имплантации ионов легких газов на процессы электропереноса в пленках ферромолибдата стронция.....	190
<i>Комяков Д. Е., Федосенко Н. Н.</i> Синтез и оптические свойства вакуумных покрытий на основе тугоплавких оксидов.....	194
<i>Куно А. Н.</i> Микротопология поверхности фоторезистов, сформированная в условиях лазерной фотодеструкции	198
<i>Куно А. Н., Федосенко Н. Н., Емельянов В. А.</i> Моделирование микрорельефа поверхности материалов электронной техники, сформированного импульсным лазерным излучением в электрохимических процессах.....	200
<i>Купреев М. П.</i> Абразивный инструмент для шлифования труднообрабатываемых сталей.....	202
<i>Маевский А. А., Данильченко К. Д., Семченко А. В., Сидский В. В., Чучева Г. В., Киселёв Д. А., Бойко А. А., Судник Л. В., Гапоненко Н. В.</i> Измерения вольт-амперных характеристик тонкоплёночных сегнетоэлектриков составов BST, SBTN, SBT.....	205
<i>Малютина-Бронская В. В., Замковец А. Д., Баран Л. В., Кузьмицкая А. С., Фролов И. Ю.</i> Оптические и фотоэлектрические свойства гранулированных наноструктур серебра.....	208
<i>Мухуров Н. И., Гасенкова И. В., Андрухович И. М.</i> Фотонно-кристаллические структуры анодного оксида алюминия и их свойства	212
<i>Никитюк Ю. В., Баевич Г. А., Максименко А. В., Ким В. В., Камалов Ш. Р., Аушев И. Ю.</i> Применение метода конечных элементов и нейросетевого моделирования для определения параметров лазерного легирования стали 30ХГСН2А	216
<i>Никитюк Ю. В., Марченко Л. Н., Васильев А. Ф., Бруттан Ю. В.</i> Разработка нейросетевых моделей для прогнозирования параметров управляемого лазерного раскалывания кристаллического кварца	220
<i>Саховский К. А., Пилипцов Д. Г., Руденков А. С.</i> Влияние температуры подложки на триботехнические свойства Cu/a-C покрытий.....	225

<i>Серода А. А., Соколов С. И., Никитюк Ю. В., Сердюков А. Н., Шеринев Е. Б., Шалупаев С. В.</i> Использование метода фотоупругости с целью повышения эффективности лазерного термораскалывания силикатных стекол.....	228
<i>Сморозин В. С., Никитюк Ю. В., Прохоренко В. А.</i> Адаптивное управление процессом лазерного раскалывания силикатного стекла эллиптическими лазерными пучками	232
<i>Nikitjuk Yu. V., Prokhorenko V. A., Pilipsov D. G., Zhou B.</i> Determination of parameters of laser cutting of diamonds using neural-fuzzy networks.....	235

Секция 4 «Автоматизация научных исследований»

<i>Аксенова Н. А., Сыч Д. С.</i> Исследование фильтрации по Гауссу для предварительной обработки изображений контурного типа	239
<i>Воевода А. А.</i> Распределенная система для сбора данных о компьютерах локальной сети	242
<i>Ворухев А. В., Голубич К. С.</i> Оценка эффективности обратной связи «операционная система – пользователь» с помощью элементов систем машинного зрения.....	245
<i>Уймин А. Г.</i> Эмуляция и автоматизация сетевых инфраструктур для научных исследований: современные подходы и решения.....	248
<i>Запольский А. Е., Сахарук А. В., Крышнев Ю. В.</i> Организация телеметрии с использованием коротковолновой радиосвязи для пункта управления станции катодной защиты подземных трубопроводов.....	251
<i>Крышнёв Ю. В., Шчуплоў В. В., Кухарэнка С. М., Захаранка Л. А., Запольскі А. Я., Сутарма Ів. Іг., Пусеў С. А.</i> Пошукавая сістэма для тэхналагічных аб'ектаў нафавароднага транспарту	253
<i>Крышнёв Ю. В., Запольскі А. Я., Рогач М. А., Раманцоў П. Д., Гапоненка М. І.</i> Асаблівасці праектавання электрахімічнай абароны падземных магістральных нафавародаў.....	257
<i>Куно А. Н., Лукашевич Н. В.</i> Решение задачи повышения эффективности работы отдела технической поддержки ЦИТ ГГУ имени Ф. Скорины	261
<i>Кучеров А. И., Кучерова И. А., Рафалова Е. В.</i> Разработка приложения по сбору информации о ресурсах узла сетевой среды.....	264
<i>Михайлов В. А., Виноградов Э. М., Запольский А. Е., Крышнев Ю. В.</i> Микроконтроллерный барометр с графическим жидкокристаллическим дисплеем.....	268
<i>Liauchuk A. A., Liauchuk V. D.</i> Methods of searching for vulnerabilities in enterprise system software	270

А. Н. Годлевская, В. А. Дубовская
Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

ЖИЗНЬ И НАУЧНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ АКАДЕМИКА БОКУТЯ БОРИСА ВАСИЛЬЕВИЧА

В Гомельском государственном университете имени Франциска Скорины с 2001 г. Международные научные конференции «Проблемы взаимодействия излучения с веществом» посвящают Борису Васильевичу Бокутю, который был не только ректором этого вуза (в 1973–1989), но и основателем кафедры оптики (1974) и её первым заведующим (1974–1979). В том, что в 1988 г. имя восточнославянского и белорусского первопечатника, философа-гуманиста Франциска Скорины было присвоено Гомельскому государственному университету, – тоже большая заслуга Б. В. Бокутя. В годы работы в нашем вузе Борис Васильевич был избран членом-корреспондентом (1974) и действительным членом (1980) Академии наук БССР. В этот же период ему присвоено ученое звание профессора (1975), почетное звание «Заслуженный деятель науки Белорусской ССР» (1978) и присуждена Государственная премия СССР в области науки (1984).

Б. В. Бокутем единолично или в соавторстве с коллегами и учениками опубликовано около 200 научных работ. Основные научные работы Б. В. Бокутя относятся к области электродинамики и кристаллооптики. Им разработаны методы корректного решения граничных задач в электродинамике естественно гиротропных кристаллов и методы определения всех параметров гиротропии кристалла по результатам определения состояния поляризации отраженного и прошедшего излучения. Он изучил закономерности распространения, отражения и преломления электромагнитных волн в гиротропных кристаллах, определил зависимость эффективности генерации излучения суммарной, разностной и удвоенной частоты от свойств излучения и оптических параметров нелинейного кристалла. Им выяснены основные аспекты явления нелинейной оптической активности, исследовано нелинейное пондеромоторное действие мощного излучения на кристаллы [1].

Результаты, которых Б. В. Бокуть достиг в научной и организационной деятельности, впечатляют, а после ознакомления с перипетиями жизни Бориса Васильевича поражаешься его жизненной стойкости, трудолюбию, целеустремленности, умению вести за собой коллектив, ценить и уважать людей.

Борис Васильевич Бокуть родился 21 апреля (в восстановленных документах – 27 октября) 1926 года, в д. Соколышина Узденского района, недалеко от границы с Западной Белоруссией. Он был одним из шести детей в семье крестьянина-бедняка. Жители приграничья более наблюдательны, внимательны к мелочам, бдительны, оперативны в принятии решений. Развитию у Б. В. Бокутя и его одноклассников этих качеств, а также патриотизма, мужества, интереса к военной технике и умения пользоваться ею способствовали тесные контакты с пограничниками. После 28 июня 1941 г. учащимся Узденской школы, окончившим восьмой класс, довелось использовать эти качества на практике, и учебу в девятом классе они начали не после летних каникул, а через несколько лет, и сестра за парты смогли далеко не все из них.

С ноября 1941 г. пятнадцатилетний Борис Бокуть стал активно помогать подпольщикам. Вместе с друзьями он вел разведку на территории немецких гарнизонов, составлял, тиражировал, распространял листовки, добывал медикаменты, был связным между подпольщиками и партизанами. Сразу после освобождения Беларуси от фашистских захватчиков Б. В. Бокуть добровольцем ушел на фронт и воевал в составе 1223-го стрелкового полка 369-й стрелковой дивизии 50-й армии 2-го Белорусского фронта. 18 августа 1944 г. пулемет Б. В. Бокутя накрыла вражеская мина – рядовой-пулеметчик был тяжело ранен и контужен. Вследствие ранения ему были удалены два ребра. Один осколок застрял

в позвоночнике, всю жизнь он беспокоил Бориса Васильевича; из-за опасности остаться обездвиженным операцию по удалению осколка не делали. Только в апреле 1945 г. девятнадцатилетний рядовой Красной Армии вышел из госпиталя в г. Бузулуке. «После излечения в госпиталях служил в органах НКВД в Ашхабаде, в Туркменской ССР. В августе 1945 г. был уволен как инвалид Великой Отечественной войны», – указано в автобиографии Б. В. Бокутя.

Первые награды, к которым Б. В. Бокуть был представлен как непосредственный участник боевых действий, нашли его не сразу. Медаль «За отвагу» – за участие в боях за Осовец – Б. В. Бокутю была вручена в 1947 г., орден Отечественной войны I степени – в 1985 г. Б. В. Бокуть награжден также юбилейными медалями «За Победу над Германией в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.» (1946), медалями к юбилейным датам Дня Победы (1965, 1975, 1985), и другими знаками отличия. Удостоверение партизана Беларуси вручено в 1969 г. [2].

Что было делать парню, в 19 лет получившему медицинское заключение о том, что он является инвалидом войны второй группы? На первое место была поставлена задача об окончании школы – в сентябре 1945 г. Б. В. Бокуть стал девятиклассником Узденской средней школы. По окончании Узденской средней школы в 1947 г. Борис Васильевич получил аттестат зрелости (весомое название документа!) и был награжден золотой медалью. В этом же году он стал студентом отделения физики физико-математического факультета Белорусского государственного университета.

В ходе совместной учебы состоялось знакомство Б. В. Бокутя с Л. И. Голубь, ставшей его супругой и бывшей с ним рядом на протяжении всей его последующей жизни, и А. А. Богушем (впоследствии – доктором физико-математических наук, членом-корреспондентом НАН Беларуси). Соседом по комнате в общежитии был А. А. Гусак (по написанным им учебникам многие изучали высшую математику), а с его братом Н. А. Гусак, доктором физико-математических наук Б. В. Бокуть работал в одной лаборатории Института физики АН Беларуси, и их научное сотрудничество было многолетним. Дружеские отношения всех этих людей прерывала только смерть, но в памяти оставались дела и поступки, личные качества и совместно прожитые ситуации.

А. А. Богуш вспоминал, что при первом знакомстве Б. В. Бокуть «производил впечатление не просто серьезного, а весьма сдержанного и даже замкнутого человека. Такое восприятие усиливалось внешностью: высокий рост, подтянутость, военная офицерская форма – правда, без погон и, как выяснилось, подаренная братом, офицером Красной Армии. Однако со временем раскрылись качества, которые притягивали к нему людей надолго: прекрасная память, широкий кругозор. Он интересовался всем: от истории и культуры до мировой политики и науки, не забывал родной язык. Довольно быстро проявились его организаторские, лидерские способности, даже некая азартность в любом деле. Он всегда был в эпицентре студенческой жизни, будь то шефство над школьниками, политико-просветительская работа, студенческий театр или самодеятельность... Отличительной чертой студента Бокутя были аккуратность и скрупулезность в любом деле. Учился вдумчиво и серьезно, его конспекты лекций Федорова сокурсники использовали и при поступлении в аспирантуру» [3].

По окончании университета (1952) выпускник-отличник продолжил учебу в аспирантуре. С ноября 1955 г. Б. В. Бокуть начал работу в должности и. о. доцента кафедры общей физики БГУ, но вскоре перешел в Институт физики АН БССР и работал в должностях младшего, а затем старшего научного сотрудника. В январе 1956 г. подготовленная им диссертация «Статистическая теория структуры поверхностного слоя жидкости» была успешно защищена, и в феврале 1956 г. Б. В. Бокутю присуждена ученая степень кандидата физико-математических наук.

В 1957 г. Б. В. Бокуть резко меняет область своих научных интересов, и полностью погружается в новую научную тематику – физику оптических явлений в кристаллах.

Исследования в области кристаллооптики Б. В. Бокутем выполнялись в сотрудничестве с академиком Ф. И. Федоровым и его учениками, а затем и со своими учениками и коллегами. В результате была предложена новая научно обоснованная классификация гиротропных кристаллов. В статье [4], опубликованной совместно с Ф. И. Федоровым, построены псевдотензоры второго ранга, в которые группируются электродинамические материальные постоянные, характеризующие естественную оптическую активность кристаллов. Количество классов кристаллов, проявляющих гиротропию, обоснованно было расширено до 18 (ранее было известно 15).

При анализе результатов расчетов, произведенных Б. В. Бокутем совместно с Ф. И. Федоровым и А. Ф. Константиновой в 1959–1964 г., были выявлены недостатки развитой к этому времени теории гиротропии и предложены методы экспериментального определения оптических параметров гиротропных сред [5]. В 1968 г. при решении граничных задач Б. В. Бокутем и А. Н. Сердюковым в названной теории было обнаружено противоречие, которым было обусловлено нарушение закона сохранения момента импульса и закона сохранения энергии при отражении и преломлении световых волн на границе естественно гиротропной среды, – и теория гиротропии была усовершенствована [6]. Совместно Ф. И. Федоровым, Б. В. Бокутем и А. Н. Сердюковым была предложена корректная самосогласованная система граничных условий, материальных уравнений и энергетических соотношений электродинамики гиротропных сред, свободная от недостатков теории пространственной дисперсии, широко применявшейся при рассмотрении таких сред.

Заметный вклад в развитие оптики магнитоупорядоченных кристаллов и исследование гиротропии, индуцированной магнитным полем, был внесен Б. В. Бокутем и его учеником С. С. Гиргелем, в соавторстве с которым в 1980-е годы в престижных научных журналах была опубликована серия статей.

Полученные научные результаты обобщены в учебном пособии по теоретической кристаллооптике (соавторы – А. Н. Сердюков, С. С. Гиргель), а также в монографии «Оптические свойства кристаллов», написанной совместно с коллегами из Института кристаллографии РАН А. Ф. Константиновой, Б. Н. Гречушниковым, Е. Г. Валяшко.

Совместно с учениками и коллегами Б. В. Бокуть решил задачу о нелинейном преобразовании излучения гиротропными кристаллами, разработал корректную феноменологическую теорию нелинейной оптической активности и электрогирации. Результаты исследований составили основу докторской диссертации Б. В. Бокутя «Электромагнитные волны в оптически активных и нелинейных кристаллах», представленной к защите по специальности «Оптика», защищенной в мае 1972 г. на заседании Ученого Совета по физике Отделения физико-математических наук АН БССР.

В декабре 1972 г. Б. В. Бокуть был избран по конкурсу заведующим лабораторией кристаллооптики (ЛКО) ордена Трудового Красного Знамени Института физики АН БССР. В ЛКО проводились теоретические и экспериментальные исследования распространения оптического излучения (включая лазерное) и его взаимодействия с кристаллическими средами. С именем Б. В. Бокутя неразрывно связано выявление основных эффектов, обусловленных явлением нелинейной оптической активности, изучение нелинейного преобразования частоты излучения, нелинейного воздействия мощного лазерного излучения на кристаллы.

Оценивая вклад Б. В. Бокутя в науку, его первый аспирант (в настоящее время – академик НАН Беларуси) Н. С. Казак сказал: «Академик Б. В. Бокуть выполнил классические работы в области нелинейной оптики. Фактически он при жизни стал одним из классиков в области нелинейной кристаллооптики, а именно: в области преобразования частоты гауссовых пучков. На заре развития нелинейной оптики им совместно с А. Г. Хаткевичем был открыт новый тип фазового синхронизма при нелинейном смещении в кристаллах различно поляризованных волн основной частоты. Это открытие по научной и практической значимости входит в первый ряд результатов, полученных в области лазерной физики

и оптики, нашедших широкое практическое применение и востребованных по настоящее время. Под руководством и с участием Б. В. Бокутя исследовалось преобразование частоты в кристаллах при трех- и четырехволновом взаимодействии. Открытие нового типа фазового синхронизма вызвало большой интерес мирового научного сообщества, и стимулировало развитие исследований в этом направлении.

Еще одно научное направление, которым руководил Б. В. Бокуть, – исследование распространения и нелинейного взаимодействия гауссовых пучков-импульсов. Полученные при этом результаты «дали толчок» исследованию нелинейного взаимодействия коротких и сверхкоротких импульсов в нелинейных кристаллах».

Научному стилю Б. В. Бокутя было характерно стремление и умение довести теорию до эксперимента, эксперимент до изобретения, а изобретение до внедрения [5]. При этом он умел плодотворно сотрудничать не только с коллегами по ЛКО и кафедре оптики Гомельского государственного университета, но и с известными учеными из других институтов, вузов, стран.

Признание лидерского положения Б. В. Бокутя в области нелинейной кристаллооптики обусловило его избрание членом-корреспондентом АН БССР (1974, всего через год после защиты докторской диссертации), членом научного совета АН СССР по когерентной и нелинейной оптике, а затем и академиком АН БССР (1980). Результаты, полученные Б. В. Бокутем в годы его работы в Институте физики и Гомельском государственном университете, легли в основу цикла работ, выдвинутого МГУ имени М. В. Ломоносова и Гомельским государственным университетом на соискание Государственной премии СССР 1984 г.

Высшей оценкой научных заслуг Б. В. Бокутя стало присуждение ему почетного звания Заслуженного деятеля науки Белорусской ССР (26.12.1978), а также Государственной премии СССР в области науки – как соавтору цикла работ «Высокоэффективное нелинейное преобразование частоты в кристаллах и создание перестраиваемых источников когерентного оптического излучения», опубликованных в 1963–1982 г. В коллективе ученых, награжденных Государственной премией 1 ноября 1984 года, академик Академии наук БССР Б. В. Бокуть был указан как ректор Гомельского государственного университета. На эту должность он был назначен в 1973 г., получив напутствие Первого секретаря ЦК Компартии БССР П. М. Машерова фактически сделать вверенный ему вуз настоящим университетом.

Программу деятельности на посту ректора университета Б. В. Бокуть тщательно обдумал. Ректор считал, что существенного повышения качества учебной работы нельзя достичь без систематической работы по повышению уровня научных исследований и профессиональной компетентности преподавателей – он сказал твердо и лаконично: «Каждый преподаватель должен заниматься наукой или перейти на другую работу».

На первых порах для решения проблемы кадров Б. В. Бокуть продолжил приглашение известных специалистов для работы на разных факультетах. Но скоро была осознана необходимость подготовки преподавательских кадров и научных сотрудников из числа собственных выпускников. В этих целях использовалась подготовка в аспирантуре и система научных стажировок в других вузах и научно-исследовательских институтах.

Важную роль сыграл Б. В. Бокуть в организации научных стажировок сотрудников кафедры теоретической физики в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) в г. Дубне. В результате сотрудничества с ОИЯИ в Гомельском университете был создан Центр обработки ядерной фильмовой информации.

Для подготовки по дефицитным в университете специальностям студентов второго–третьего курсов направляли для обучения в ведущие вузы Москвы. Например, второкурсником был направлен в МГУ имени М. В. Ломоносова В. Н. Капшай; теперь он – кандидат физико-математических наук, доцент, один из ведущих преподавателей на факультете физики и информационных технологий, подготовивший десять кандидатов наук.

За время работы Б. В. Бокутя в Институте физики имени Б. И. Степанова АН БССР и в Гомельском государственном университете под его руководством подготовлены и успешно защищены восемь докторских и более тридцати кандидатских диссертаций.

Б. В. Бокуть много внимания уделял практической ориентированности научных исследований, поэтому сотрудники научно-исследовательского сектора и кафедр были ориентированы на выполнение работ на основе хозяйственных договоров с организациями и предприятиями.

В коллективе университета с пониманием отнеслись к требованиям нового ректора, на всех факультетах и кафедрах проводилась плодотворная научно-исследовательская работа.

Б. В. Бокуть известен не только как основатель и руководитель научной школы по оптике, которая признана далеко за пределами Республики Беларусь.

Много внимания он уделял совершенствованию учебно-методической работы и организации образовательного процесса. Многие из нововведений (например, обязательное наличие ученой степени у претендента на должность старшего преподавателя) оказались пионерскими, и после их апробации в Гомельском университете были включены Министерством образования СССР в число обязательных требований.

Пионерским было и образование филиалов кафедр Гомельского университета в научно-исследовательских институтах АН БССР и на предприятиях (1976). После анализа результатов деятельности филиалов кафедр было принято совместное постановление Президиума АН СССР и Коллегии Министерства образования СССР (1981) об открытии филиалов вузовских кафедр в институтах АН СССР.

Для решения кадрового вопроса в целях усовершенствования учебного процесса и развития научного направления кафедры теоретической физики ГГУ с помощью Б. В. Бокутя была реализована идея о подготовке лучших студентов специализации «теоретическая физика» ГГУ в ведущих учебных и научных центрах Советского Союза. Благодаря тесным научным контактам Б. В. Бокутя и ректора МГУ Р. В. Хохлова для подготовки высококвалифицированных специалистов в области физики высоких энергий были переведены в МГУ лучшие студенты специализации «теоретическая физика». Получившие фундаментальную подготовку отличники-студенты ГГУ после окончания университета поступали в аспирантуру.

По инициативе университета и при поддержке ОИЯИ и ИФ АН БССР в 1971 г. была проведена Гомельская международная школа молодых ученых по физике высоких энергий. Впоследствии проведение таких школ стало традиционным. Б. В. Бокуть активно содействовал не только их организации и проведению, но и творческим встречам преподавателей и студентов вуза с ведущими учеными по теоретической физике и физике высоких энергий, которые участвовали в работе этих школ.

К 1982 г. университетом было заключено 14 договоров о сотрудничестве с научными организациями Академии наук, 310 сотрудников ГГУ выполняли исследования по научной тематике АН БССР, в учебном процессе университета принимали участие 25 сотрудников АН БССР.

Объем выполняемых в университете научно-исследовательских работ постоянно увеличивался, чему способствовало приобретение первой в ГГУ вычислительной машины «Минск – 32» (1973) и ЭВМ ЕС–1022 (1977). Созданный в 1974 г. вычислительный центр выделял машинное время и для сотрудников, и для студентов – они приобретали дополнительные навыки в программировании и вычислительной работе, необходимые для успешной самореализации выпускников в СКБ «Луч», на радиозаводе и в СКТБ системного программирования, которые были основными местами распределения молодых специалистов, получивших подготовку по радиофизике и математическому программированию.

В 1977 г. создана первая в ГГУ отраслевая научно-исследовательская лаборатория «Электродинамика сложных систем», в 1978 г. – первое учебно-научно-производственное объединение (УНПО) «ГГУ – ГКБ «Луч» – Гомельский радиозавод». Вторым объединением

такого рода стало УНПО «Фауна Полесья» (1979) – в договоре было юридически оформлено сотрудничество между Гомельским государственным университетом, Брестским государственным пединститутом и Припятским гидрогеологическим заповедником ГЗОХ «Беловежская пуца». В 1978 г. при кафедре математических проблем управления создана научно-исследовательская лаборатория системного программирования.

В 1980 г. открыты первая в университете проблемная научно-исследовательская лаборатория (ПНИЛ) физико-химической механики процессов трения, отраслевая научно-исследовательская лаборатория минерально-сырьевых ресурсов БССР, УНПО «ГГУ – Управление геологии Совета Министров БССР». В 1983 г. опытно-методической партией Института геологии и геохимии АН БССР на базе ГГУ создан сейсмопункт. Первые научно-производственные лаборатории созданы в 1984 г. – на Гомельском моторо-ремонтном заводе и на Речицком опытном заводе «Ритм».

Сложность выполняемых исследований и их значимость ежегодно повышались, и уже в 1983 г. все включенные в план госбюджетные НИР и половина хоздоговорных работ выполнялись по важнейшей тематике. Высокое качество разработок и их внедрение обусловило возможность развития других подразделений университета и создания в нем новых кафедр и служб.

Результаты, полученные сотрудниками университета в ходе исследований, финансируемых из бюджета и на условиях хозрасчета, составили основу многих диссертаций, защищенных преподавателями и сотрудниками университета. В 1981 г. защищена одна докторская диссертация, в 1985 г. – 18 кандидатских диссертаций, в 1987 г. – три докторских и 15 кандидатских, в 1988 г. – две докторских и 25 кандидатских, в 1989 г. – три докторских и 15 кандидатских диссертаций. Авторами большинства из них были представители профессорско-преподавательского состава – задача, связанная с подготовкой научных кадров была успешно решена и создана основа для успешного развития университета и в последующие годы.

Стратегические направления развития университета и физического факультета (с 2017 г. – факультет физики и информационных технологий) – как одного из структурных подразделений вуза – сформировались во время работы Б. В. Бокутя ректором вуза. Надежными помощниками в работе Б. В. Бокутя были прибывшие вместе с ним коллеги по Институту физики АН БССР А. Н. Сердюков и Н. В. Максименко, а также аспиранты С. С. Гиргель, Н. А. Хило, В. В. Шепелевич. В индивидуальные планы аспирантов как обязательная составляющая включалась преподавательская деятельность. Для студентов стало обязательным выполнение учебных исследований при подготовке курсовой и дипломной работы; результаты студенческих исследований докладывались на научных конференциях, лучшие работы рекомендовались к опубликованию. Опыт 12-летней экспериментальной работы по активизации учебной работы со студентами был обобщен в коллективной монографии [7].

Б. В. Бокуть вел занятия со студентами по кристаллооптике и тщательно к ним готовился. Доктор физико-математических наук профессор С. Н. Курилкина вспоминает: «Его лекции были очень содержательны. Подкупала и манера чтения: лектор всегда был уважителен со студентами, вовлекал в обсуждение излагаемых вопросов, выслушивал не перебивая, учил анализировать материал и аргументировать высказываемое мнение. Он выбирал оптимальный темп чтения лекции – за ним было удобно конспектировать, что было важно в отсутствие учебников по новым в нашем вузе научным дисциплинам».

Результаты целенаправленной работы по вовлечению сотрудников и студентов в научную деятельность получили признание конкурсных комиссий. В 1975 г. 96,6 % из 256 студенческих научных работ, представленных на Республиканский конкурс, были удостоены дипломов I–III степени. В 1981 г. медалями, дипломами и грамотами на международных, всесоюзных и республиканских выставках, конференциях, конкурсах отмечены 99 студентов.

Успешными в науке были не только студенты. В 1973 г. стали лауреатами Премии Ленинского комсомола в области науки и техники Д. Г. Лин, Ю. М. Плескачевский, Н. И. Егоренков. В 1974 г. Б. В. Бокуть избран членом-корреспондентом АН БССР, а заведующий кафедрой педагогики профессор И. Ф. Харламов – членом-корреспондентом Академии педагогических наук СССР.

В 1976 г. профессора университета И. Ф. Харламов и В. В. Аниченко за научные достижения были удостоены правительственных наград.

В 1977 г. Минвузом БССР в знак признания научных достижений Гомельского государственного университета в его стенах был организован семинар проректоров по научной работе и начальников НИС. Личные заслуги Б. В. Бокутя как ученого и организатора научных исследований в 1978 г. отмечены присвоением ему почетного звания «Заслуженный деятель науки БССР».

Для поощрения работников университета, достигших наиболее значимых результатов в научных исследованиях, в 1979 г. был учрежден конкурс на лучшую научную работу и Ленинские (после присвоения университету имени Франциска Скорины – Скорининские) научные чтения.

По результатам смотра-конкурса на лучшую организацию научно-исследовательской, изобретательской и рационализаторской работы за 1984 г. ГГУ было присвоено первое место среди университетов БССР, и в последний год работы Б. В. Бокутя в должности ректора (1989) НИС университета был переведен на условия полного хозяйственного расчета и самофинансирования.

Кроме проблем, связанных с организацией образовательного процесса и научных исследований, было много других задач, которые успешно решались Б. В. Бокутем при поддержке членов ректората, руководителей факультетов и кафедр, членов общественных организаций сотрудников и студентов.

В декабре 1973 г. по улице Советской, 104 завершилось строительство нового учебно-лабораторного корпуса № 4, в котором расположились также библиотека и читальный зал. Одновременно в доме 106 по Советской улице была сдана в эксплуатацию для преподавателей и научных сотрудников университета 42-квартирная секция 156-квартирного жилого дома. С вводом в эксплуатацию второй части этого дома (1974) в нем разместилось студенческое общежитие на 500 мест. В марте 1975 г. 75 мест в нем были выделены под открытый для студентов санаторий-профилакторий. В декабре 1981 г. сдано в эксплуатацию студенческое общежитие № 4 по улице П. Бровки. При общежитиях вуза работали сапожная мастерская, мастерская по ремонту и пошиву женской и мужской одежды, пункт проката, приемный пункт химчистки. С 1984 г. строился учебный корпус № 5, в который физический факультет переселился в 1990 г.

Борис Васильевич вел большую общественную работу: избирался депутатом Верховного Совета БССР (1975–1980), Гомельского областного совета народных депутатов, председателем областного комитета защиты мира. В разные годы был членом партбюро физико-математического факультета БГУ им. В. И. Ленина, Института физики АН БССР, секретарем партбюро Института физики АН БССР, депутатом Ворошиловского районного совета депутатов г. Минска.

Кроме ратных подвигов Б. В. Бокутя, отмечены и его трудовые заслуги: он награжден орденами Трудового Красного Знамени (1976, 1986), медалью Франциска Скорины (1991), другими медалями и почетными знаками, информация о которых содержится в биографическом очерке [2], многочисленными грамотами.

Вспоминая о Борисе Васильевиче, знавшие его люди подчеркивают, что он был очень эрудированным, вежливым и тактичным человеком, уважительно относившимся ко всем студентам и сотрудникам.

Вступая в должность ректора Гомельского университета, Б. В. Бокуть верил в его коллектив и в достижимость поставленной перед ним цели. В настоящее время можно с уверенностью сказать, что превратить наш вуз в классический университет ему удалось.

При открытии IV международной конференции «Проблемы взаимодействия излучения с веществом» доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент НАН Беларуси А. Н. Сердюков сказал о Б. В. Бокуте: «Это был выдающийся ученый, прекрасный во всех отношениях человек, который по праву заслужил, чтобы его помнили – и молодежь, и старшее поколение».

В памятные даты к мемориальной доске с барельефом Б. В. Бокутя мы возлагаем цветы. С информацией о Борисе Васильевиче студенты университета знакомятся и в аудитории, которой присвоено имя Б. В. Бокутя. Надеемся, что и одна из улиц г. Гомеля будет названа именем академика Бориса Васильевича Бокутя.

Литература

1. Памяти ученого: Бокуть Борис Васильевич. – [Электронный документ] – Режим доступа: <http://nasb.gov.by/rus/members/pamyati-uchenogo/bokut>. – Дата обращения: 15.09.2024.
2. Бокуть Борис Васильевич: биобиблиографический справочник / сост. : А. Н. Годлевская, А. А. Шамына ; Гомельский гос. ун-т им. Ф. Скорины. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2020. – 147 с.
3. Шеметков, Л. А. Властелин нелинейной оптики // Университет профессорский / сост. Д. Д. Павловец (отв. ред. и вступ. ст.), Е. Н. Воинова, Л. П. Кузьмич, В. М. Лебедева, Е. Н. Полуян. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2005. – С. 41–42.
4. Бокуть, Б. В. Теория оптической активности кристаллов / Б. В. Бокуть, Ф. И. Федоров // Оптика и спектроскопия. – 1959. – Т. 6. – С. 537–542.
5. Сердюков, А. Н. Творческое наследие академика Бориса Васильевича Бокутя // Научная школа Ф. И. Федорова на Гомельщине. Оптика. Акустика. Квантовая электроника. Сведения, сформулированные на основе документов: штрихи к портрету академика Ф. И. Федорова: очерки, статьи, воспоминания. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2010. – С. 30–32.
6. Бокуть, Б. В. Вращающее действие излучения на нелинейный кристалл / Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков // Журнал прикладной спектроскопии. – 1968. – Т. 9, № 6. – С. 954–958.
7. Бокуть, Б. В. Вузовское обучение: проблемы активизации / Б. В. Бокуть, С. И. Сокорева, Л. А. Шеметков, И. Ф. Харламов ; под ред. Б. В. Бокутя, И. Ф. Харламова. – Минск : Университетское, 1979. – 108 с.

Секция 1 «Оптика, акустика кристаллов и анизотропных структур»
(оптический, СВЧ и терагерцовый диапазоны, упругие волны,
фотоакустика, акустооптика)

Председатели:

Гиргель Сергей Сергеевич, д-р физ.-мат. наук, профессор
Сердюков Анатолий Николаевич, д-р физ.-мат. наук, профессор

**С. П. Апанасевич¹, П. С. Колодочка¹, Д. А. Королько¹, П. А. Куликовская¹,
А. В. Ляхнович¹, М. А. Ходасевич¹, Си Хунджу², Шу Джей², Сюй Вэй²**

¹Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси,
г. Минск, Республика Беларусь,

²Восточно-Китайский НИИ «Фотоэлектроника»,
г. Уху, Китайская Народная Республика

**МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ
РАСТИТЕЛЬНОГО ЛЕКАРСТВЕННОГО СЫРЬЯ
В ТГц-ЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ГЕОГРАФИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ**

Широкое использование лекарственного растительного сырья (ЛРС) на протяжении многих столетий являлось основой традиционной китайской медицины, а в последнее время и официальная мировая фармакология проявляет повышенный интерес к ЛРС, связанный с возможностью создания новых эффективных лекарственных средств на основе ресурсов традиционной медицины. Однако до сих пор традиционная китайская медицина не всегда находит поддержку для ее использования во всем мире из-за отсутствия общепринятой исследовательской методологии [1]. Для оценки качества и подлинности ЛРС при анализе отдельных трав или многокомпонентных препаратов как правило используются один или два фармакологически активных компонента. Однако такая оценка не дает полного представления о ЛРС, поскольку за терапевтический эффект может отвечать множество активных компонентов, которые трудно или вообще невозможно разделить. Кроме того, набор и состав химических компонентов, входящих в состав ЛРС, могут варьироваться в зависимости от сезона сбора, географического происхождения, процессов заготовки и многих других факторов. Поэтому наиболее перспективным способом оценки качества и подлинности ЛРС является сравнение «спектрального отпечатка» [2]. В работах [2, 3] для получения «спектрального отпечатка» ЛРС использовался ТГц частотный диапазон. Целью настоящей работы является многопараметрический анализ ТГц спектров пропускания корней лекарственного растения володушка (ChaiHu) для классификации их географического происхождения из пяти провинций Китая: Ганьсу (GS), Внутренняя Монголия (NM), Шаньси (SX), Шэньси (SN) и Сычуань (SC).

По географической принадлежности количество исследованных образцов лекарственного сырья распределилось следующим образом: 4 образца из провинции GS (обозначены далее под номерами № 1–4), 10 – NM (№ 5–14), 10 – SX (№ 15–24), 10 – SN (№ 25–34), 10 – SC (№ 35–44).

Исходно растительное сырье представляет собой высушенные сегменты корневищ преимущественно цилиндрической формы с размерами 0,5–1,5 мм, которые имеют сложную структуру. Подготовка сырья к измерениям предусматривает измельчение до размеров, не превышающих характерной длины волны ТГц излучения. Процедура выполняется при помощи лабораторной зерновой мельницы и затем в фарфоровой ступке, после чего порошок просеивается через сито с ячейкой 70 мкм.

Далее сырье смешивается с мелкодисперсным политетрафторэтиленом (PTFE, тефлон) с размером зерна 20 мкм (Sigma-Aldrich GF20091743). Соотношение сырья и порошка PTFE в смеси составляет 1:10. Наличие следов воды в образцах нежелательно, поскольку вносит в ТГц спектры сильные линии поглощения, поэтому перед прессованием в таблетки, смесь досушивается в течение 4 часов при температуре 38 °С. Сравнительно невысокая температура сушки обеспечивает сохранность органической молекулярной структуры сырья. Прессование выполняется лабораторным гидравлическим прессом для пробоподготовки в цилиндрической пресс-форме диаметром 10 мм под давлением до 5 т. Толщина таблеток варьируется в диапазоне 3,3–4 мм. В дальнейшем таблетированные образцы хранятся в сушильном шкафу.

Измерения выполнялись спектрометром на базе системы TeraSmart производства Menlo Systems, у которого для коллимирования терагерцового излучения используются полимерные (TPX) линзы с фокусным расстоянием 100 мм. В качестве эмиттера и детектора терагерцового излучения в спектрометре используются фотопроводящие антенны с волоконным вводом лазерных фемтосекундных импульсов. ТГц тракт закрывается герметизированным коробом, пространство в котором перед измерением заполняется азотом либо осушенным воздухом, чтобы устранить поглощение парами воды. Динамический диапазон опорного спектра составляет 50 дБ.

При проведении измерений регистрируется временной профиль тока в антенне-детекторе, который пропорционален напряженности электрического поля ТГц излучения. Длительность профиля составляет 93,33 пс, временной шаг линии задержки равняется 0,0667 пс, что соответствует спектральному диапазону 0–7,49 ТГц при разрешении 10,7 ГГц. Для нахождения спектров излучения применяется преобразование Фурье, после чего спектры пропускания образцов определяются как отношение спектра регистрируемого излучения после прохождения через образец к спектру сигнала опорного излучения. Характерный вид сигналов регистрируемых временных профилей и соответствующих им спектров излучения представлен на рисунке 1 на примере образца № 14 толщиной 4 мм из группы NM.

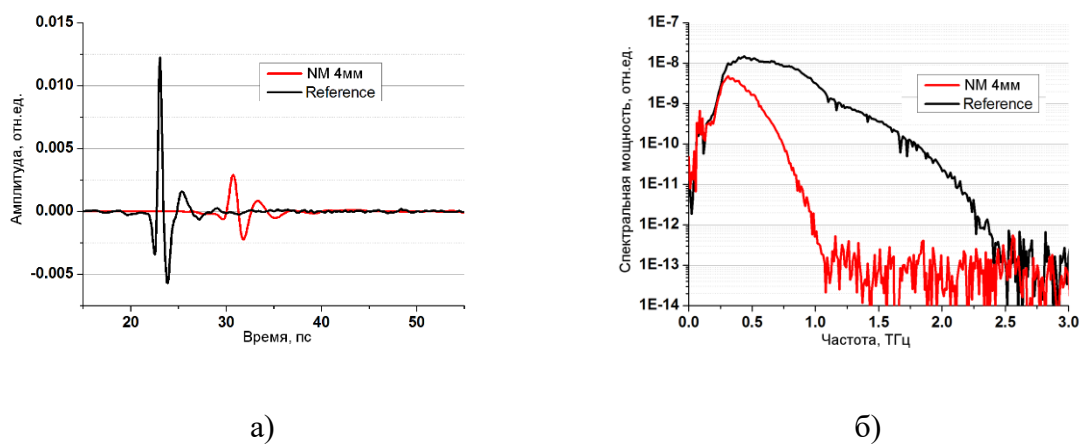


Рисунок 1 – Временные профили (а) и спектры (б) для опорного (Reference) сигнала и для образца толщиной 4 мм

При выполнении преобразования Фурье временная оконная функция не использовалась, профиль импульса, прошедшего через образец электромагнитного излучения, экстраполировался нулевыми значениями до длительности ~ 2 нс. В спектральной области было применено ограничение диапазона частот от 0,225 ТГц до 0,96 ТГц. На рисунке 2 представлены по одному случайно выбранному спектру для каждой рассматриваемой провинции.

Для понижения размерности пространства признаков к матрице размерами 44 на 3921 (общее количество спектральных переменных) был применен метод главных компонент (principal component analysis – PCA) [4]. Дальнейшее рассмотрение будет проводиться в двумерном пространстве главных компонент PC (principal component), которое описывает почти 95 % дисперсии спектральных данных.

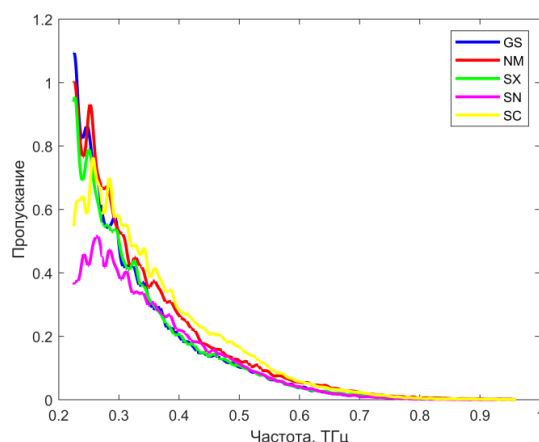
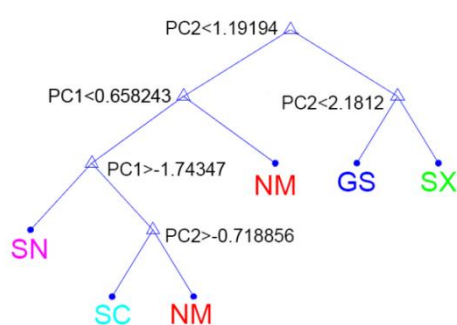
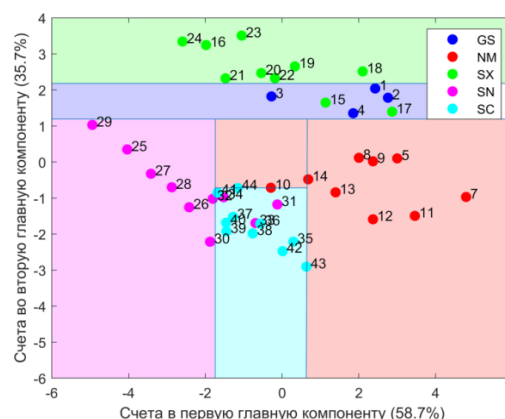


Рисунок 2 – Спектры пропускания пяти случайных образцов из разных провинций

Для проведения классификации использовались иерархический кластерный анализ (hierarchical cluster analysis – HCA) [5], метод k-средних [6] и метод построения деревьев классификации и регрессии CART (classification and regression tree) [7]. Метод CART, показавший в нашем случае лучшие параметры качества классификационной модели, позволяет создавать хорошо интерпретируемые модели, что частично нивелирует его сходимость к локальному и необязательно оптимальному решению. На рисунке 3 представлены дерево принятия решений и счета в двумерном пространстве главных компонент при проведении пятикратной кросс-валидации.



а)



б)

Рисунок 3 – Классификация географического происхождения корней ChaiNu методом CART (а) и график счетов (б) в пространстве первой и второй главных компонент ТГц спектров пропускания при использовании пятикратной кросс-валидации

Показатели качества классификации методом CART были определены с помощью матрицы ошибок, построенной в соответствии с рисунком 3 (б): точность

$Accuracy = \sum_i a_{ii} / \sum_{i,j} a_{ij} = 0,89$; прецизионность $Precision = (1 / I) \cdot \sum_i (a_{ii} / \sum_j a_{ij}) = 0,89$; чувствительность $Sensitivity = (1 / I) \cdot \sum_i (a_{ii} / \sum_j a_{ji}) = 0,90$; где $I = 5$ – количество классов, a_{ij} – i, j -ый элемент матрицы ошибок.

Точность показывает долю правильных ответов модели классификации, прецизионность – усредненную по всем классам долю объектов, действительно принадлежащих данному классу относительно всех объектов, которые система отнесла к этому классу ($TP / (TP + FP)$), чувствительность – также усредненную по всем классам долю истинно положительных ответов среди истинно-положительных и ложно-отрицательных ($TP / (TP + FN)$). Здесь TP (true positive) – истинно-положительное решение классификации (образец, принадлежащий i -ому классу, классифицируется в i -ый класс), FP (false positive) – ложно-положительное решение (образец, не принадлежащий i -ому классу, классифицируется в i -ый класс), FN (false negative) – ложно-отрицательное решение (образец, принадлежащий i -ому классу, не классифицируется в i -ый класс).

Полученные показатели качества свидетельствуют, что модель классификационных деревьев позволяет с высокой точностью определять географическое происхождение корней *ChaiHu* из пяти провинций Китая с помощью применения ТГц спектроскопии во временной области.

Литература

1. Liang, Y-Z. Quality control of herbal medicines / Y-Z. Liang, P. Xie, K. Chan // Journal of Chromatography B. – 2004. – Vol. 812(1–2). – P. 53–70.
2. Terahertz, Infrared and Raman Absorption Spectra of Tyrosine Enantiomers and Racemic Compound / M. Hu [et al.] // Spectrochim. Acta A Mol. Biomol. Spectrosc. – 2021. – Vol. 254. – P. 119611.
3. Identification of three Chinese herbal medicines based on terahertz time-domain spectroscopy / Ruikai Li [et al.] // Journal of Hebei University. – 2020. – Vol. 40(4). – P. 379–384.
4. Bro, R. Principal component analysis / R. Bro, A. K. Smilde // Analytical Methods. – 2014. – Vol. 6. – P. 2812–2831.
5. Dalmaijer, E. S. Statistical power for cluster analysis / E. S. Dalmaijer, C. L. Nord, D. E. Astle // BMC Bioinformatics. – 2022. – Vol. 23. – Art. ID 205.
6. Govender, P. Application of k-means and hierarchical clustering techniques for analysis of air pollution: A review (1980–2019) / P. Govender, V. Sivakumar // Atmospheric Pollution Research. – 2020. – Vol. 11. – P. 40–56.
7. Loh, W.-Y. Fifty Years of Classification and Regression Trees / W.-Y. Loh // International Statistical Review. – 2014. – Vol. 82. – P. 329–348.

В. Н. Белый, С. Н. Курилкина, Н. А. Хило
Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси,
г. Минск, Республика Беларусь

ЛАЗЕРНАЯ НАНОЛИТОГРАФИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ТИПА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЛАЗМОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Важнейшей проблемой современной оптики является получение изображений с субволновым разрешением. Одним из путей ее решения является использование плазмон-поляритонного резонанса, возникающего при совпадении проекции волнового вектора волны, падающей в условиях полного внутреннего отражения на границу раздела двух сред с различными по знаку диэлектрическими проницаемостями (например, диэлектрика и металлодиэлектрической (МД) структуры/металла), и волнового вектора, генерируемого на этой границе плазмон-поляритона (ПП). Наличие резонанса проявляется

в резком уменьшении коэффициента отражения структуры и существенном усилении поля на границе раздела. Данное явление положено в основу построения схем лазерной нанолитографии интерференционного типа. Среди них – схемы, базирующиеся на использовании метода призмного возбуждения плазмон-поляритонов. Как правило, в известных схемах металлический нанослой, нанесенный на основание призмы, непосредственно контактирует с фоторезистом. При падении двух и более когерентных ТМ-поляризованных пучков на основание призмы под углом, близким к отвечающему условию возбуждения ПП, в фоторезисте формируется интерференционная картина с субволновым разрешением [1]. Однако ее качество не всегда оказывается приемлемым вследствие непосредственного контакта металлического слоя и фоторезиста и, как следствие, повреждения поверхности [1]. Кроме того, в известных схемах на основе данного подхода не удалось получить достаточно большую величину усиления и, соответственно, значительную глубину проникновения в фоторезист. В настоящей работе предложено новое схемное решение для систем лазерной нанолитографии интерференционного типа с использованием плазмонных резонансов.

В предлагаемой схеме (рисунок 1) металлodieлектрическая структура 3 располагается между вводной призмой полного внутреннего отражения (ПВО) 1 и слоем фоторезиста 4 на подложке 5. Падающее световое поле здесь ограничивается в поперечном сечении непрозрачными масками 2, размещенными, в отличие от обычно используемого варианта, на боковой, а не на нижней грани призмы, что исключает трудно регулируемое влияние маски на пропускание/отражение МД структуры.

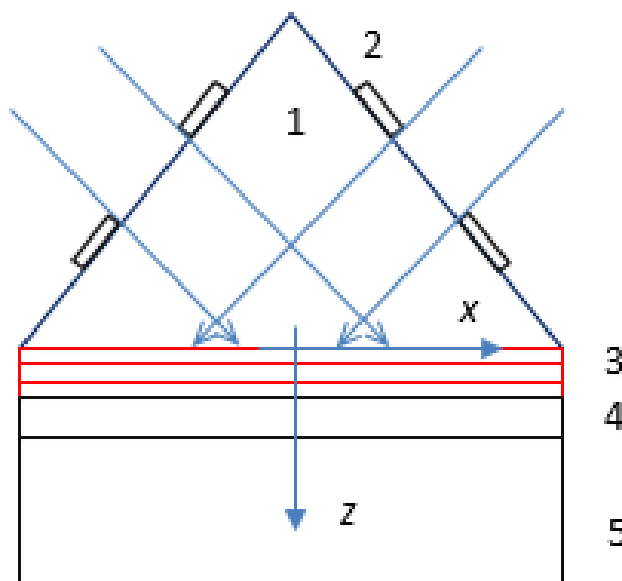


Рисунок 1 – Оптическая схема нанолитографии интерференционного типа:
1 – вводная призма ПВО; 2 – апертура (щель с равномерным пропусканием);
3 – МД структура; 4 – фоторезист; 5 – подложка

Введем систему координат с осью z , ортогональной нижней грани призмы ПВО, и осью x , расположенной в плоскости нижней грани. Расчет поля, формируемого схемой, будем производить задавая вначале пространственный спектр падающего поля, рассчитывая далее спектр на выходе и на произвольном от него расстоянии и, в завершении, посредством обратного Фурье-преобразования определяя пространственное распределение амплитуды (и, соответственно, интенсивности) выходного поля. Пространственный спектр падающего на МД структуру поля определяется выражением

$$A_{in}(n_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-L/2}^{L/2} a(x) \exp(-ik_0 n_x x) dx, \quad (1)$$

где $a(x)$ – скалярная амплитуда падающего поля;

$n_x = k_x \lambda / (2\pi)$ – приведенное волновое число;

k_x – компонента волнового вектора в направлении оси x ;

$k_0 = 2\pi/\lambda$, λ – длина световой волны.

Например, в случае освещения МД-структуры двумя наклонно падающими плоскими волнами с амплитудой a_{in} под углами $\pm\theta_0$, из (1) следует

$$A_{in}(n_x) = \frac{a_{in} L}{\sqrt{2\pi}} \left(\text{sinc} \left(\frac{\pi(n_x - n_{x0})L}{\lambda} \right) + \text{sinc} \left(\frac{\pi(n_x + n_{x0})L}{\lambda} \right) \right), \quad (2)$$

где $n_{x0} = n_{in} \sin(\theta_0)$.

Для расчета поля в фоторезисте воспользуемся матричным методом, в соответствии с которым вектор электрической/магнитной напряженности в нем связан с вектором электрической/магнитной напряженности падающей на призму ПВО волны с помощью матрицы переноса M_{ij} , представляющей собой произведение двух типов матриц, одна из которых описывает распространение света внутри однородного слоя вещества, другая – преобразование света на границе двух сред [2]. Передаточная функция, определяемая как отношение z -компонент векторов Умова-Пойнтинга в фоторезисте и на входе во вводную призму, задается соотношением:

$$T = \frac{n_{4z} \varepsilon_1}{\varepsilon_4 n_{1z}} |t|^2, \quad (3)$$

где $n_{zi} = n_i \cos \theta_i$, n_i – показатель преломления i -ой среды (рисунок 1);

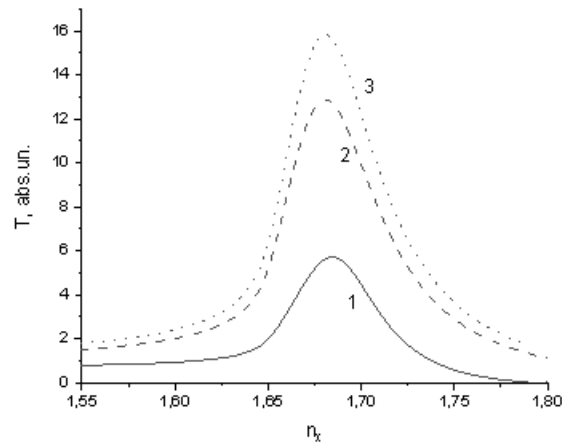
$n_i^2 = \varepsilon_i$;

θ_i – угол, определяющий направление распространения света в среде $t = M_{11}^{-1}$.

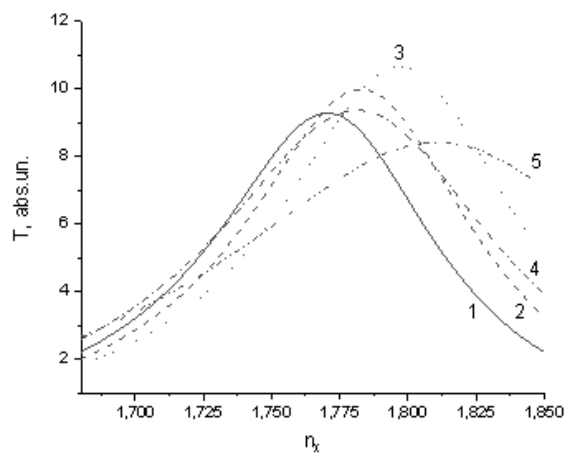
Воспользовавшись соотношением (3), рассмотрим условия достижения плазмонного резонанса и, соответственно, оптимальные характеристики схемы лазерной нанолитографии интерференционного типа. Для определенности предположим, что падающее световое поле имеет длину волны 365 нм, а металлодиэлектрическая структура образована двумя слоями плавленого кварца SiO_2 и расположенным между ними слоем серебра.

На рисунке 2 (а) представлена зависимость передаточной функции структуры (коэффициента усиления) от приведенного волнового числа n_x для различных призм ввода: сапфировой (1), из оптического стекла ВВН (2), алмазной (3).

Как следует из рисунка 2(а), приведенное волновое число, для которого передаточная функция имеет максимум, слабо зависит от показателя преломления призмы ввода (так, например, для сапфировой призмы и призмы из оптического стекла ВВН $n_{x\max} = 1,685$, а для алмазной $n_{x\max} = 1,68$), в то время как при увеличении последнего наблюдается существенное увеличение величины максимального усиления: от 5,7 для сапфировой призмы ввода до 15,8 для алмазной. Таким образом, за счет увеличения показателя преломления призмы ввода можно добиться значительного (на порядок) усиления поля в фоторезисте.



а)



б)

Рисунок 2 – Зависимость усиления от приведенного волнового числа n_k :

(а) система «призма ввода (сапфировая (1), стеклянная из оптического стекла ВВН (2), алмазная (3)) – металлодиэлектрическая структура « SiO_2 (10 нм)/ Ag (15 нм)/ SiO_2 (95 нм)» – слой фоторезиста AZ 1518 ($\epsilon = 2,729 + 0,024i$)»; (б) система «призма ввода из оптического стекла ВВН – металлодиэлектрическая структура $\text{SiO}_2(d_1)$ / Ag (d_2)/ $\text{SiO}_2(d_3)$ – слой фоторезиста AZ 1518 ($\epsilon = 2,729 + 0,024i$)». $d_2 = 22$ нм. Кривая 1 – $d_1 = 20$ нм, $d_3 = 95$ нм; кривая 2 – $d_1 = 15$ нм, $d_3 = 95$ нм; кривая 3 – $d_1 = 10$ нм, $d_3 = 95$ нм; кривая 4 – $d_1 = 20$ нм, $d_3 = 80$ нм; кривая 5 – $d_1 = 20$ нм, $d_3 = 60$ нм.

Длина падающей на структуру световой волны 365 нм

При падении на призму ввода двух плоских волн под углом, соответствующим максимальному усилению в фоторезисте формируется интерференционная картина типа (синусоидальная дифракционная решетка) (рисунок 3). Как видно из рисунков 3 (б), 3 (в), при использовании предлагаемой схемы поперечное разрешение Δx равно 100 нм, а глубина проникновения поля в фоторезист Δz – 77 нм. При этом, для уменьшения Δx , необходимо использование МД структуры с большим $n_{k\max}$, а для достижения наибольшей глубины проникновения необходимо, чтобы показатель преломления внешней среды был приблизительно равен $n_{k\max}$. В целом, выбором материалов для МД-структур и призмы ввода, а также толщин нанослоев можно изменять основные параметры систем плазмонного типа в достаточно широком диапазоне.

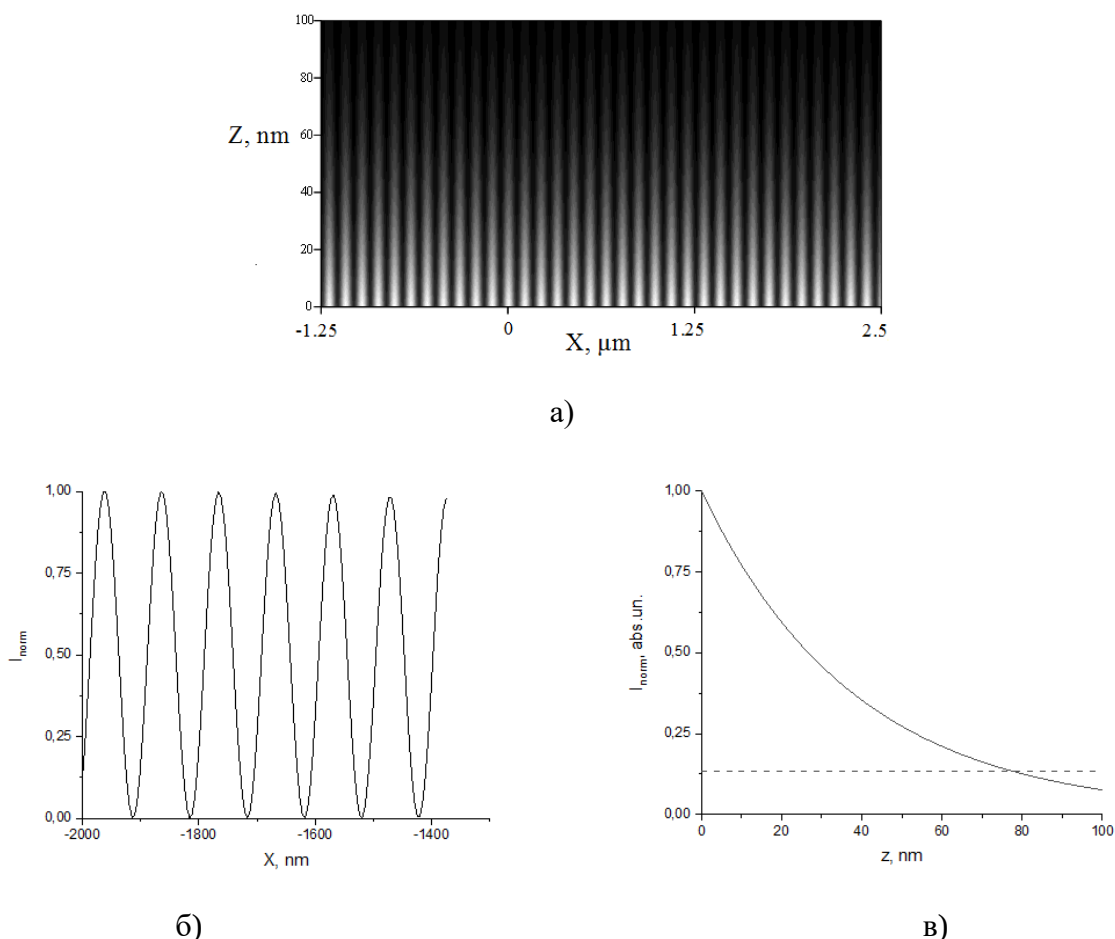


Рисунок 3 – Двумерное распределение интенсивности в фоторезисте (а); зависимость интенсивности поля на входе в фоторезист, нормированной на ее максимальное значение, от поперечной координаты (б); продольное распределение интенсивности, нормированной на ее значение на входной грани фоторезиста, в одном из максимумов (в). Поле формируется структурой «алмазная призма ввода – металлодиэлектрическая структура SiO_2 (10 нм) – Ag (15 нм) – SiO_2 (95 нм)». Длина падающей на структуру световой волны 365 нм

Предложенная схема может быть использована также для создания 2D решеток (применяя четырехгранную призму), круговых решеток (на основе конической призмы), а также решеток произвольной формы (для призм более сложной специальной формы) с субволновым разрешением. Путем изменения толщины слоев МД структуры можно изменять приведенное волновое число, при котором реализуется условие плазмонного резонанса, и тем самым управлять периодом формируемых решеток и глубиной проникновения поля в фоторезист.

Литература

1. Large-area surface-plasmon polariton interference lithography/ X. Guo [et al.] // Optics Letters. – 2006. – Vol. 31. – P. 2613–2615. – Режим доступа: <https://doi.org/10.1364/OL.31.002613>.
2. Bendickson, J. M. Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one-dimensional, photonic band-gap structures/ J. M. Bendickson, J. P. Dowling// Phys. Rev. E. – 1996. – Vol. 53. – P. 4107–4121. – Режим доступа: <http://dx.doi.org/10.1109/QELS.1996.865760>.

В. Н. Белый¹, Н. А. Хило¹, А. М. Варанецкий¹, П. И. Ропот¹,
П. А. Хило², А. В. Агашков¹

¹Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси,
г. Минск, Республика Беларусь,

²Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
г. Гомель, Республика Беларусь

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ КОЛЬЦЕВОГО ПУЧКА НА УЛЬТРАЗВУКЕ В КРИСТАЛЛАХ TeO_2 И $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$

Кольцевые и бесселевы пучки функционально связаны между собой посредством преобразования Фурье. Поэтому если в плоскости излучателя световое поле является кольцевым, то в дальней зоне дифракции, или в фокальной плоскости линзы это поле будет бесселевым, и наоборот. Далее, так как бесселев световой пучок (БСП) имеет ограниченную дифракционную расходимость [1], то перспективной является схмотехника, основанная на формировании кольцевых пучков (КП) и управлении ими в плоскости излучателя.

Как известно, важнейшим методом управления световыми пучками является акустооптическая (АО) дифракция. Поэтому представляют интерес исследования АО управления кольцевыми пучками в ближней зоне и, соответственно, бесселевыми пучками в дальней зоне. Эти исследования актуальны, например, для дистанционного зондирования окружающей среды, оптической связи в открытом пространстве и др. Для таких задач наибольший интерес представляют два АО процесса, это модуляция и дефлексия лазерных пучков.

В настоящем докладе рассматривается более простая задача, а именно АО модуляция по интенсивности кольцевого пучка.

Наиболее распространенный экспериментальный метод формирования КП основан на использовании двух аксиконов, освещаемых гауссовым пучком (ГП) [2]. Достоинством метода является возможность перестройки диаметра КП и его толщины. Это достигается, соответственно, изменением расстояния между аксиконами и изменением диаметра падающего гауссова пучка.

На рисунке 1 показана экспериментальная схема АО модулятора кольцевого пучка.

КП формировался за вторым аксиконом и направлялся под углом Брэгга на АО ячейку. Дифрагированный пучок исследовался на различных расстояниях от АО ячейки. Отметим, что приведенная схема не единственно возможная для реализации АО модулятора. А именно, пара аксиконов могут быть размещены за АО ячейкой. Такая возможность следует из того, что процесс АО дифракции не нарушает заметным образом фазовый профиль падающего ГП. Это следует из расчетов, а также подтверждено экспериментально. Поэтому дифрагированный ГП может быть преобразован в неискаженное кольцевое поле. В то же время, в схеме АО дефлектора указанная перестройка оптической схемы невозможна из-за высокой чувствительности аксиконов и, соответственно, амплитудно-фазового профиля КП к изменению угла падения ГП.

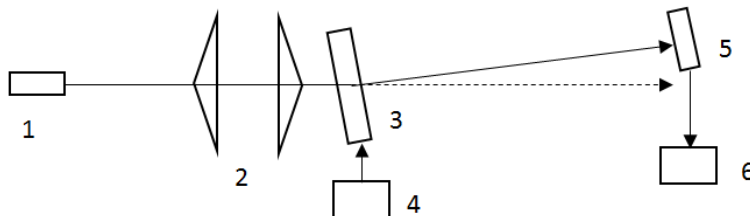


Рисунок 1 – Оптическая схема эксперимента: 1 – лазер OBIS LS 532-20 (длина волны 532 нм, мощность 20 мВт, диаметр пучка 0,75 мм, расходимость 0,9 мрад.); 2 – аксиконы AX252-A (Thorlabs); 3 – АО ячейка на TeO_2 с центральной частотой 100 МГц; 4 – генератор высокочастотный RIGOL DG5071; 5 – фотодиодный приемник S121C (Thorlabs); 6 – измеритель мощности LaserStar (Ophir)

На рисунке 2 показан экспериментально измеренный профиль КП на выходе второго аксикона. Для расчета профиля КП применялся метод дифракционного интеграла [3].

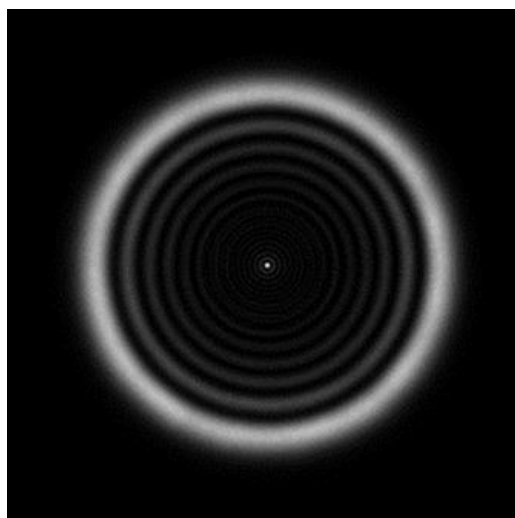


Рисунок 2 – Фотография кольцевого поля на выходе второго аксикона. Диаметр равен 2 мм

Пример рассчитанного поля показан на рисунке 3. Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$; w_0 – полуширина ГП; z_0 – расстояние от перетяжки до первого аксикона; z_{12} – расстояние между аксиконами; γ – угол отклонения луча аксиконом.

Обратим внимание на наличие интенсивного осевого пика в распределении интенсивности (рисунки 2, 3). Он появился из-за необходимости получить КП малого диаметра, чтобы избежать краевой эффект при АО дифракции. Для этого аксиконы сближались и проявился эффект острия второго аксикона. Однако, относительная мощность центрального максимума пренебрежительно мала, поэтому схема из двух аксиконов остается эффективной и для формирования КП малого диаметра.

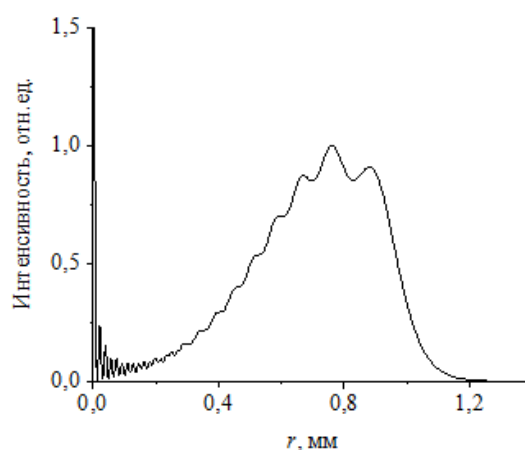


Рисунок 3 – Поперечное распределение интенсивности (нормирована на единицу) кольцевого поля, полученного в схеме с двумя аксиконами.

Параметры схемы: $\lambda = 532$ нм, $\gamma = 0,9$ град, $w_0 = 0,4$ мм, $z_0 = 1$ м, $z_{12} \approx 7$ см

Далее, КП направлялся на АО ячейку с центральной частотой 100 МГц. Эффективность АО дифракции составляла величину 57 % при RF мощности, подаваемой на пьезопреобразователь, 0,6 Вт.

На рисунке 4 показано взаимное положение волновых векторов светового и акустического полей в плоскости (y, z) кристаллов TeO_2 и $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$.

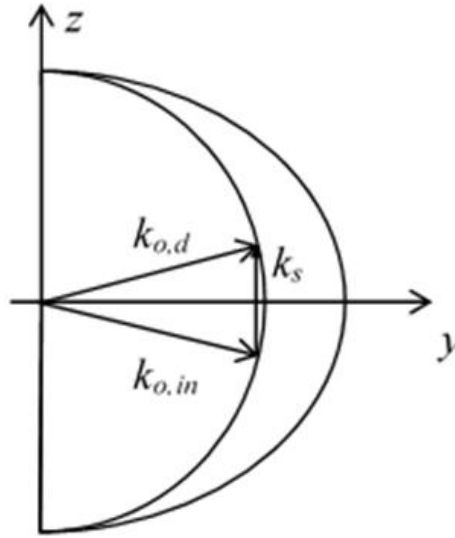


Рисунок 4 – Геометрия акустооптической дифракции. Ось y параллельна $[110]$ для кристалла TeO_2 и параллельна $[100]$ для $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$.
Индексы у волновых векторов: in – падающий световой пучок, d – дифрагированный пучок, s – акустическая плоская волна

Здесь кольцевой пучок распространяется под углом Брэгга к оси y , а акустическая волна – в положительном направлении оси z . Рассматривается планарная геометрия взаимодействия, когда все три парциальных волновых вектора расположены в одной плоскости. Условия векторного синхронизма для изотропной $o \rightarrow o$ АО дифракции имеют вид $\vec{k}_o + \vec{k}_s = \vec{k}_d$. Волновые векторы $\vec{k}_{o,d}$ относятся к падающему и дифрагированному пучкам, а $\vec{k}_s$ – волновой вектор акустической волны. Проекция уравнения векторного синхронизма на оси z и y определяют условия продольного и поперечного синхронизмов при АО взаимодействии. Из условия продольного синхронизма находим угол Брэгга $\theta_b = \arcsin(k_s / 2k_o n_o)$. На длине волн $\lambda = 532$ нм, акустической частоте 100 МГц, для кристалла TeO_2 и $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ угол Брэгга равен соответственно 9,3 и 10,6 угл. минут.

Поперечный синхронизм зависит от степени пространственного перекрытия проходящего и дифрагированного пучков. Максимум интеграла перекрытия, равный единице, реализуется при совпадении пространственных профилей этих пучков при условии малости их относительного смещения из-за несовпадения направлений распространения. Величина смещения $\Delta z = 2\theta_b L$ на длине взаимодействия $L = 5$ мм равна 27 мкм, что намного меньше ширины кольца. Поэтому дифрагированное поле в рассматриваемом случае также будет кольцевым пучком и при этом интеграл перекрытия равен единице.

Была решена система уравнений для медленно меняющихся амплитуд, описывающая АО дифракцию и найдена эффективность дифракции (рисунок 5).

$$\eta(\theta, P) = \frac{\chi^2}{[\Delta k(\theta)/2]^2 + \chi(P)^2} \sin^2 \left(L \sqrt{[\Delta k(\theta)/2]^2 + \chi(P)^2} \right), \quad (1)$$

где $\chi(P)$ – параметр АО связи, зависящий от акустической мощности;

Δk – волновая расстройка, зависящая от угла падения КП на АО ячейку.

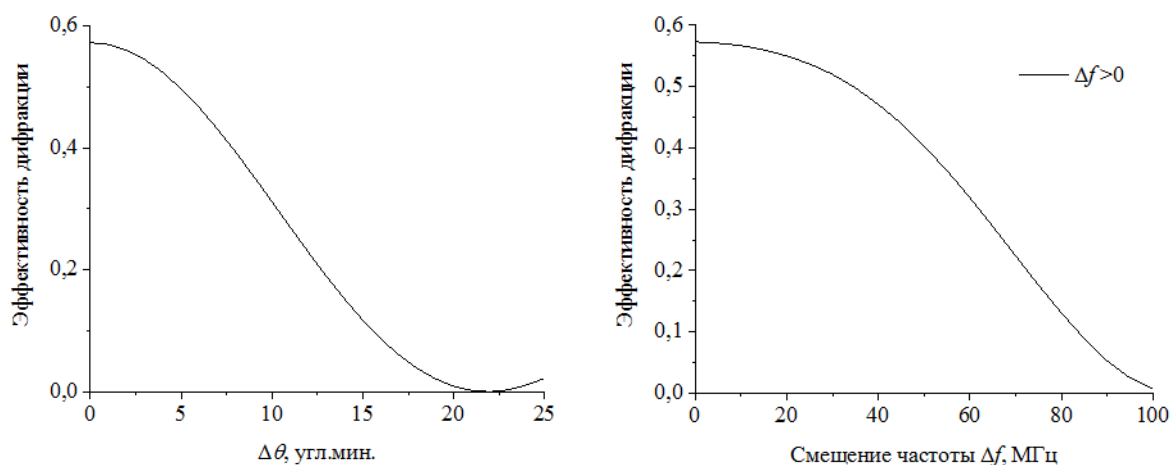


Рисунок 5 – Зависимость эффективности дифракции от отклонения проходящего пучка относительно угла Брэгга. Падение эффективности дифракции при превышении акустической частоты резонансного значения, равного 100 МГц.
Длина взаимодействия 5 мм

Экспериментальная зависимость эффективности дифракции от акустической частоты показана на рисунке 6. Для сравнения, показана также соответствующая зависимость для гауссова пучка. Видно, что спектральная ширина синхронизма одинакова для обоих пучков и равна примерно 40 МГц по уровню 3 Дб.

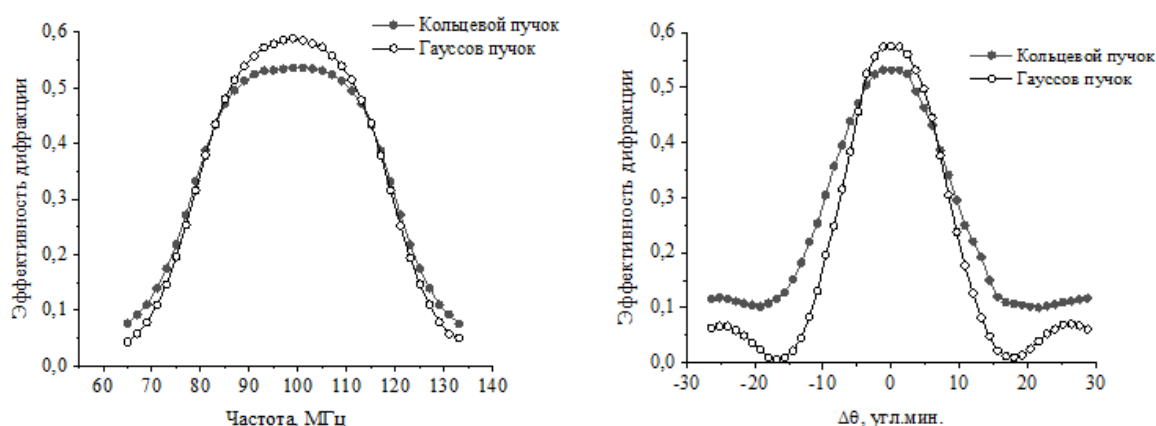


Рисунок 6 – Зависимость эффективности дифракции от акустической частоты и от угла поворота АО ячейки

Также измерялась угловая ширина синхронизма. На рисунке 7 показана зависимость эффективности дифракции от угла поворота АО ячейки. Как видно, полуширина синхронизма для обоих пучков примерно одинакова и составляет величину 18 угл. мин. Расчет углового спектра кольцевого поля показал, что его ширина значительно меньше типичной угловой ширины синхронизма даже при внешнем диаметре кольца порядка миллиметра. Поэтому искажение структуры пучка в результате АО дифракции несущественно, а эффективность дифракции примерно такая же, как и для гауссова пучка. Проведены измерения поперечного профиля малокольцевого БСП в дальней зоне дифракции, которые показали, что основная доля мощности пучка (около 95 %) сосредоточена в основном максимуме и первом кольце.

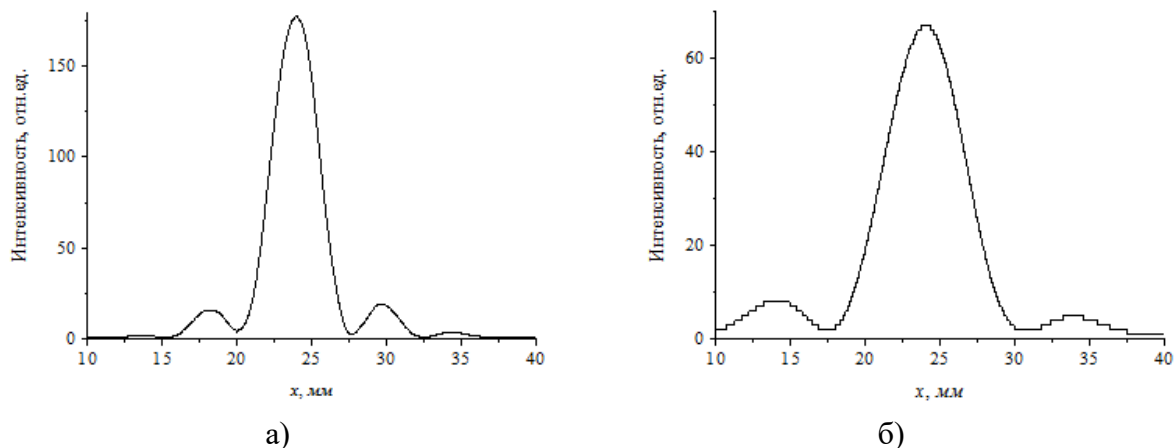


Рисунок 7 – Поперечное распределение интенсивности пучка на расстоянии (а) 41 м и (б) 81 м

Таким образом, АО дифракция является эффективным методом модуляции кольцевых пучков в ближней зоне и, соответственно, БСП в дальней зоне.

Литература

1. Durnin, J. Diffraction-free beams / J. Durnin // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58. – P. 1499–1501.
2. Khilo, N. A. Bessel-like light beams formed by the two-component scheme consisting of axicon and spherical lens / N. A. Khilo, P. I. Ropot, P. K. Piatrou, V. N. Belyi // Optics Communications. – 2021. – Vol. 483. – P. 126666.
3. Хило, Н. А. Формирование бесселевых световых пучков на больших расстояниях из кольцевых полей / Н. А. Хило, П. И. Ропот, П. К. Петров, В. Н. Белый // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2022. – Т. 58, № 1. – С. 90–100.

М. Г. Валдовский

Белорусский государственный университет,
г. Минск, Республика Беларусь

ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ УПРУГИХ ВОЛН, НОРМАЛЬНО ПАДАЮЩИХ НА СЛАБО НЕОДНОРОДНЫЕ СЛОИСТЫЕ АНИЗОТРОПНЫЕ СРЕДЫ

Целью данной работы является решение задачи о прохождении акустической волны через слабо неоднородные слоистые анизотропные среды.

В работе рассматривается методика решения задачи, связанной с нахождением эволюционного оператора, отвечающего прохождению акустической волны через слабо неоднородные слоистые анизотропные среды. Исследуется нормальное падение волны на границу раздела сред, и рассчитывается эволюционный оператор с точностью до первого порядка теории возмущения в случае изотропной среды. В общем виде найдены операторы отражения и пропускания для такой волны.

Прохождение акустической волны через среду определяется плотностью среды $\rho(x, y, z)$ и тензором модулей упругости $c_{iklm}(x, y, z)$ (рисунок 1). Полагаем, что плотность является постоянной величиной, не зависящей от координат, а тензор модулей упругости зависит только от компоненты z :

$$\rho(x, y, z) = \rho, \quad c_{iklm}(x, y, z) = c_{iklm}(z).$$

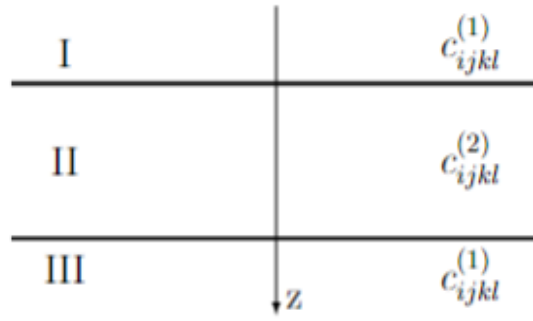


Рисунок 1 – Профиль слоистой среды, в которой исследуется прохождение упругой волны

В рассматриваемой задаче находится вектор смещения u_j и вектор напряжения f_j . Вводим обозначения:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}(\varsigma) \exp(ik_0 \mathbf{b} \cdot \mathbf{r} - i\omega t),$$

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{f}(\varsigma) \exp(ik_0 \mathbf{b} \cdot \mathbf{r} - i\omega t),$$

$$\varsigma = \mathbf{q} \cdot \mathbf{r}, \quad \tilde{c}_{iklm} = c_{iklm} - \rho v^2 b_k b_l \delta_{im}, \quad (\mathbf{ab})_{im} = \tilde{c}_{iklm} \mathbf{a}_k \mathbf{b}_l.$$

Здесь вектор $\mathbf{q}$ обозначает вектор нормали к границе раздела сред, вектор $\mathbf{b}$ перпендикулярен к вектору $\mathbf{q}$. Он отвечает приращению фазы ввиду косого прохождения и поляризации волны.

Решение акустической задачи для вектора смещения u_j и вектор напряжения f_j приводит нас к матричной системе дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{f} \end{pmatrix} = ikN(z) \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{f} \end{pmatrix},$$

$$N(z) = \begin{pmatrix} -(\mathbf{qq})^{-1}(\mathbf{qb}) & -(\mathbf{qq})^{-1} \\ -(\mathbf{bq})(\mathbf{qq})^{-1}(\mathbf{qb}) + (\mathbf{bb}) & -(\mathbf{bq})(\mathbf{qq})^{-1} \end{pmatrix}.$$

Эта задача не имеет точного решения для произвольной зависимости $N(z)$. Поэтому для её решения используется теория возмущений [1]. Для эволюционного оператора $P(z, z_0)$ имеем:

$$U(z) \equiv \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{f} \end{pmatrix},$$

$$U(z) = P(z, z_0)U(z_0).$$

Матрицу $N(z)$ разлагаем на матрицу N_0 , не зависящую от Z и матрицу $\mathfrak{N}(z)$. Далее используем собственные векторы u_j и соответствующие им собственные значения n_j матрицы $N_0(z)$.

$$u_j^* N_0 = N_0 u_j = n_j u_j.$$

Эволюционный оператор представим в следующем виде:

$$P(z', z_0) = \sum_{n=0}^{+\infty} P^{(n)}(z', z_0).$$

Можно показать, что:

$$P^{(n)}(z', z_0) = \sum_j \sum_s e^{in_j z'} u_j u_s^* e^{-in_s z_0} P^{(n)}(j, s). \quad (1)$$

$$P^{(n)}(j, s) \equiv 2\pi (ik)^n \int_{-\infty}^{+\infty} dk' \int_{-\infty}^{+\infty} dk'' \dots \int_{-\infty}^{+\infty} dk^{(n-1)} \int_{-\infty}^{+\infty} dk^{(n)} u_j^* \hat{\mathfrak{N}}(n_j - k') G(k') \hat{\mathfrak{N}}(k' - k'') \dots \times \\ \times G(k^{(n-1)}) \hat{\mathfrak{N}}(k^{(n-1)} - n_s) u_s, \quad n \geq 2,$$

$$P^{(0)}(j, s) = \delta_{js}, \quad P^{(1)}(j, s) = 2\pi k i u_j^* \hat{\mathfrak{N}}(n_j - n_s) u_s,$$

где $\hat{\mathfrak{N}}(z)$ – фурье-образ функции $\mathfrak{N}(z)$;

$G(k)$ – фурье-образ умноженного на функцию Хевисайда эволюционного оператора в нулевом приближении.

Рассмотрим теперь случай нормального падения на слабо неоднородную слоистую изотропную среду (рисунок 2). Аналитически рассчитаем эволюционный оператор с точностью до первого порядка теории возмущений.

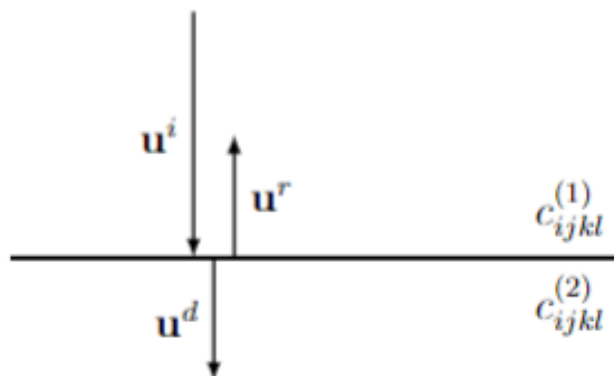


Рисунок 2 – Изображение векторов падающей, отраженной и прошедшей волны на границе раздела двух сред

Матрица $N(z)$ в таком случае примет вид:

$$N = \begin{pmatrix} 0 & \Lambda^{-1} \\ \omega^2 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\Lambda = \lambda_{44} + (\lambda_{11} - \lambda_{44}) \mathbf{q} \otimes \mathbf{q},$$

$$\Lambda^{-1} = \frac{1}{\lambda_{44}} + \left(\frac{1}{\lambda_{11}} - \frac{1}{\lambda_{44}} \right) \mathbf{q} \otimes \mathbf{q}.$$

Положим

$$s_{11} = \frac{1}{\lambda_{11}} = \overline{s_{11}} + \Delta s_{11}, \quad s_{44} = \frac{1}{\lambda_{44}} = \overline{s_{44}} + \Delta s_{44},$$

$$\overline{s_{11}} = \frac{1}{z' - z_0} \int_{z_0}^{z'} dz s_{11}(z), \quad \overline{s_{44}} = \frac{1}{z' - z_0} \int_{z_0}^{z'} dz s_{44}(z).$$

Находим собственные значения и соответствующие им правые и левые собственные векторы матрицы N_0 . Собственные значения для правых и левых собственных векторов одинаковы. Сами собственные векторы нормируются при условии, что эволюционный оператор при $z = z_0$ должен являться единичным.

$$\lambda_{1,2} = \pm \sqrt{s_{11}} \omega, \quad \lambda_{3,4} = \pm \sqrt{s_{44}} \omega, \quad \lambda_{5,6} = \pm \sqrt{s_{44}} \omega, \quad u_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pm \frac{\sqrt{s_{11}}}{\omega} \mathbf{q} \\ \mathbf{q} \end{pmatrix},$$

$$u_{3,4}^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pm \frac{\omega}{\sqrt{s_{44}}} \mathbf{a} \mathbf{a} \\ \mathbf{a} \end{pmatrix}, \quad u_{3,4} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pm \frac{\sqrt{s_{44}}}{\omega} \mathbf{a} \\ \mathbf{a} \end{pmatrix},$$

$$u_{5,6}^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pm \frac{\omega}{\sqrt{s_{44}}} \mathbf{b} \mathbf{b} \\ \mathbf{b} \end{pmatrix}, \quad u_{5,6} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pm \frac{\sqrt{s_{44}}}{\omega} \mathbf{b} \\ \mathbf{b} \end{pmatrix}.$$

В результате получим:

$$P^{(0)}(z, z_0) = \cos\left(\sqrt{s_{11}} \omega (z - z_0)\right) \begin{pmatrix} \mathbf{q} \otimes \mathbf{q} & 0 \\ 0 & \mathbf{q} \otimes \mathbf{q} \end{pmatrix} +$$

$$+ i \sin\left(\sqrt{s_{11}} \omega (z - z_0)\right) \begin{pmatrix} 0 & \frac{\sqrt{s_{11}}}{\omega} \mathbf{q} \otimes \mathbf{q} \\ \frac{\omega}{\sqrt{s_{11}}} \mathbf{q} \otimes \mathbf{q} & 0 \end{pmatrix} +$$

$$\begin{aligned}
& + \cos\left(\sqrt{s_{44}}\omega(z-z_0)\right)\begin{pmatrix} \mathbf{a} \otimes \mathbf{a} + \mathbf{b} \otimes \mathbf{b} & 0 \\ 0 & \mathbf{a} \otimes \mathbf{a} + \mathbf{b} \otimes \mathbf{b} \end{pmatrix} + i \sin\left(\sqrt{s_{44}}\omega(z-z_0)\right) \times \\
& \times \begin{pmatrix} 0 & \frac{\sqrt{s_{44}}}{\omega}(\mathbf{a} \otimes \mathbf{a} + \mathbf{b} \otimes \mathbf{b}) \\ \frac{\omega}{\sqrt{s_{44}}}(\mathbf{a} \otimes \mathbf{a} + \mathbf{b} \otimes \mathbf{b}) & 0 \end{pmatrix}.
\end{aligned}$$

Поскольку векторы $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{q}$ образуют ортонормированный базис, многие из компонентов $P^{(1)}(j, s)$ окажутся равными нулю. Выпишем полученные значения для всех $P^{(1)}(j, s)$:

$$\begin{aligned}
& P^{(1)}(3,1) = P^{(1)}(4,1) = P^{(1)}(5,1) = P^{(1)}(6,1) = P^{(1)}(3,2) = P^{(1)}(4,2) = P^{(1)}(5,2) = P^{(1)}(6,2) = \\
& = P^{(1)}(1,3) = P^{(1)}(1,4) = P^{(1)}(1,5) = P^{(1)}(1,6) = P^{(1)}(2,3) = P^{(1)}(2,4) = P^{(1)}(2,5) = P^{(1)}(2,6) = \\
& = P^{(1)}(3,5) = P^{(1)}(3,6) = P^{(1)}(4,5) = P^{(1)}(4,6) = P^{(1)}(5,3) = P^{(1)}(5,4) = P^{(1)}(6,3) = P^{(1)}(6,4) = 0,
\end{aligned}$$

$$P^{(1)}(1,1) = P^{(1)}(2,2) = i \int_{z_0}^{z'} dz \Delta s_{11}(z),$$

$$P^{(1)}(1,2) = -i \int_{z_0}^{z'} dz e^{-2i\sqrt{s_{11}}\omega z} \Delta s_{11}(z),$$

$$P^{(1)}(2,1) = -i \int_{z_0}^{z'} dz e^{2i\sqrt{s_{11}}\omega z} \Delta s_{11}(z),$$

$$P^{(1)}(3,3) = P^{(1)}(4,4) = P^{(1)}(5,5) = P^{(1)}(6,6) = i \int_{z_0}^{z'} dz \Delta s_{44}(z),$$

$$P^{(1)}(3,4) = P^{(1)}(5,6) = -i \int_{z_0}^{z'} dz e^{-2i\sqrt{s_{44}}\omega z} \Delta s_{44}(z).$$

С учётом выражения (1) имеем эволюционный оператор точностью до 1-го порядка теории возмущений. Далее вычислим операторы отражения и пропускания, используя полученное выражение для эволюционного оператора и граничные условия для акустических волн.

Обозначим векторы смещения падающей, отражённой и прошедшей волн как $\mathbf{u}^i, \mathbf{u}^r, \mathbf{u}^d$ соответственно (рисунок 2). По определению операторов отражения и пропускания [1, 3]:

$$\mathbf{u}^d = d\mathbf{u}^i, \mathbf{u}^r = r\mathbf{u}^i.$$

С учётом взаимосвязи между векторами напряжения и смещения через тензор поверхностных импедансов $\mathbf{f} = \gamma \mathbf{u}$ [4] и граничных условий [2], получим следующие два операторных соотношения, определяющих операторы отражения и пропускания:

$$d = 2 \left[(\gamma_1 \ I) P \begin{pmatrix} \gamma_1^{-1} \\ I \end{pmatrix} \right]^{-1},$$

$$r = (I - \gamma_1^{-1}) P \begin{pmatrix} I \\ \gamma_2 \end{pmatrix} \left[(\gamma_1 \ I) P \begin{pmatrix} \gamma_1^{-1} \\ I \end{pmatrix} \right]^{-1}.$$

Таким образом, в общем виде получено выражение для эволюционного оператора в общем виде и аналитическое решение для нормального падения луча на изотропную слоисто неоднородную среду. Также были получены операторы отражения и пропускания в случае нормального падения на границу раздела анизотропной среды.

Литература

1. Furs, A. N. Reflection and transmission of weakly inhomogeneous anisotropic and bianisotropic layers calculated by perturbation method / A. N. Furs, T. A. Alexeeva // J. Phys. A: Math. Theor. – 2008, – Vol. 41. – P. 065203.
2. Федоров, Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах / Ф. И. Федоров // М.: Наука, 1965. – 388 с.
3. Барковский, Л. М. Операторные методы описания оптических полей в сложных средах / Л. М. Барковский, А. Н. Фурс // Минск: Белорусская наука, 2003. – 285 с.
4. Балакриев, М. К. Волны в пьезокристаллах / М. К. Балакриев, И. А. Гишинский. Новосибирск : Наука, 1982. – 239 с.

С. В. Гапоненко, Т. А. Ефимова

Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси,
г. Минск, Республика Беларусь

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОСТЕЙШЕГО ОПТИЧЕСКОГО НАНОТРАНСИВЕРА ВИДА «ПРОВОДЯЩАЯ СФЕРА – ДИПОЛЬНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ»

Введение. В статье [1] была предложена концепция нанотрансивера как оптического устройства, повышающего эффективность преобразования первичного электромагнитного излучения во вторичное с использованием процессов спонтанного упругого и неупругого рассеяния, а также испускания фотонов. В настоящей работе рассматриваются характеристики простейших оптических нанотрансиверов типа «проводящая сфера – дипольный излучатель», которые могут применяться для построения люминесцентных фотопреобразователей в светодиодах, люминесцентных и рамановских меток, а также возможность их использования для повышения эффективности двухфотонно возбуждаемой люминесценции, применяющейся в биомикроскопии или в визуализаторах инфракрасного излучения [2].

1. Модель. Для изучения свойств оптических нанотрансиверов была использована простейшая модель вида «проводящая сфера – дипольный излучатель», которую аналитически можно описать теорией Ми [3]. Ключевым параметром, характеризующим

эффективность оптического нанотрансивера, принимающего излучение с частотой ω_1 и формирующего вторичное излучение с частотой ω_2 , является:

$$F_{tr} = \frac{|E(\mathbf{r}, \omega_1)|^2}{|E_0(\mathbf{r}, \omega_1)|^2} \times D(\mathbf{r}, \omega_2),$$

где первый множитель (коэффициент усиления интенсивности излучения) описывает эффективность нанотрансивера в качестве принимающей антенны по отношению к излучению с частотой ω_1 , а второй множитель (плотность фотонных состояний) – его эффективность как передающей антенны на частоте ω_2 . Это выражение непосредственно характеризует фактор усиления упругого и неупругого рассеяния фотонов, а также максимально возможный фактор усиления интенсивности фотолюминесценции. Расчет напряженности поля электромагнитного излучения для ряда модельных структур может быть выполнен аналитически для некоторых простейших случаев [4]. В качестве эффективного практического метода расчета плотности фотонных состояний $D(\mathbf{r}, \omega_2)$ удобно использовать ее операциональное определение как отношение скорости испускания излучения классическим осциллятором $\gamma_{rad}(\mathbf{r}, \omega)$ в данной точке $\mathbf{r}$ к скорости, испускаемой им же в вакууме $\gamma_0(\omega)$ [5].

В то же время для двухфотонно возбуждаемой люминесценции эффективность возбуждения пропорциональна не первой, а второй степени интенсивности возбуждающего излучения, то есть:

$$F_{PL} = \frac{I(\mathbf{r}, \omega_2)}{I_0(\mathbf{r}, \omega_2)} = \frac{|E(\mathbf{r}, \omega_1)|^4}{|E_0(\mathbf{r}, \omega_1)|^4} \frac{Q(\mathbf{r}, \omega_2)}{Q_0(\omega_2)},$$

где $Q_0(\omega_2)$ и $Q(\mathbf{r}, \omega_2)$ – собственный квантовый выход излучателя и его значение в конфигурации нанотрансивера.

2. Однофотонно возбуждаемая люминесценция. На рисунке 1 приведен результат расчета характеристик простейшего нанотрансивера в виде дипольного излучателя и серебряной сферы, так как для оптической области спектра наиболее эффективными считаются наноструктуры из серебра, хотя возможно применение и других металлов (золото, алюминий, медь и др.).

Наиболее наглядным для оценки эффективности нанотрансивера является представление конечного результата в виде функции двух аргументов – длины волны (в вакууме) падающего излучения λ_1 и длины волны (в вакууме) вторичного излучения λ_2 (рисунки 1(d), 1(h)). Видна корреляция коэффициентов усиления интенсивности излучения и плотности фотонных состояний с рассеивательной компонентой спектра экстинкции, что важно при конструировании практических нанотрансиверов, например, для дисплейных устройств, систем молекулярного спектрального анализа и в различных диагностических системах, основанных на регистрации комбинационного рассеяния или флуоресценции.

Рассмотрены случаи различных комбинаций значений показателя преломления среды (n_0) и собственного квантового выхода излучателя (Q_0) для серебряных (рисунки 2 (a – c)) и золотых (рисунки 2 (d – f)) наночастиц в зависимости от используемых длин волн возбуждения (excitation) и испускания (emission). Везде наблюдается более высокая эффективность наночастиц серебра по сравнению с золотом. Также видна обратная зависимость фактора эффективности нанотрансивера от Q_0 (рисунки 2 (a) и 2 (b)). Потенциально возможным является получение многократного усиления излучения при использовании полупроводникового лазера на длинах волн 810 нм или 750 нм, а также при использовании твердотельного Nd лазера – 1 064 нм или 1 320 нм.

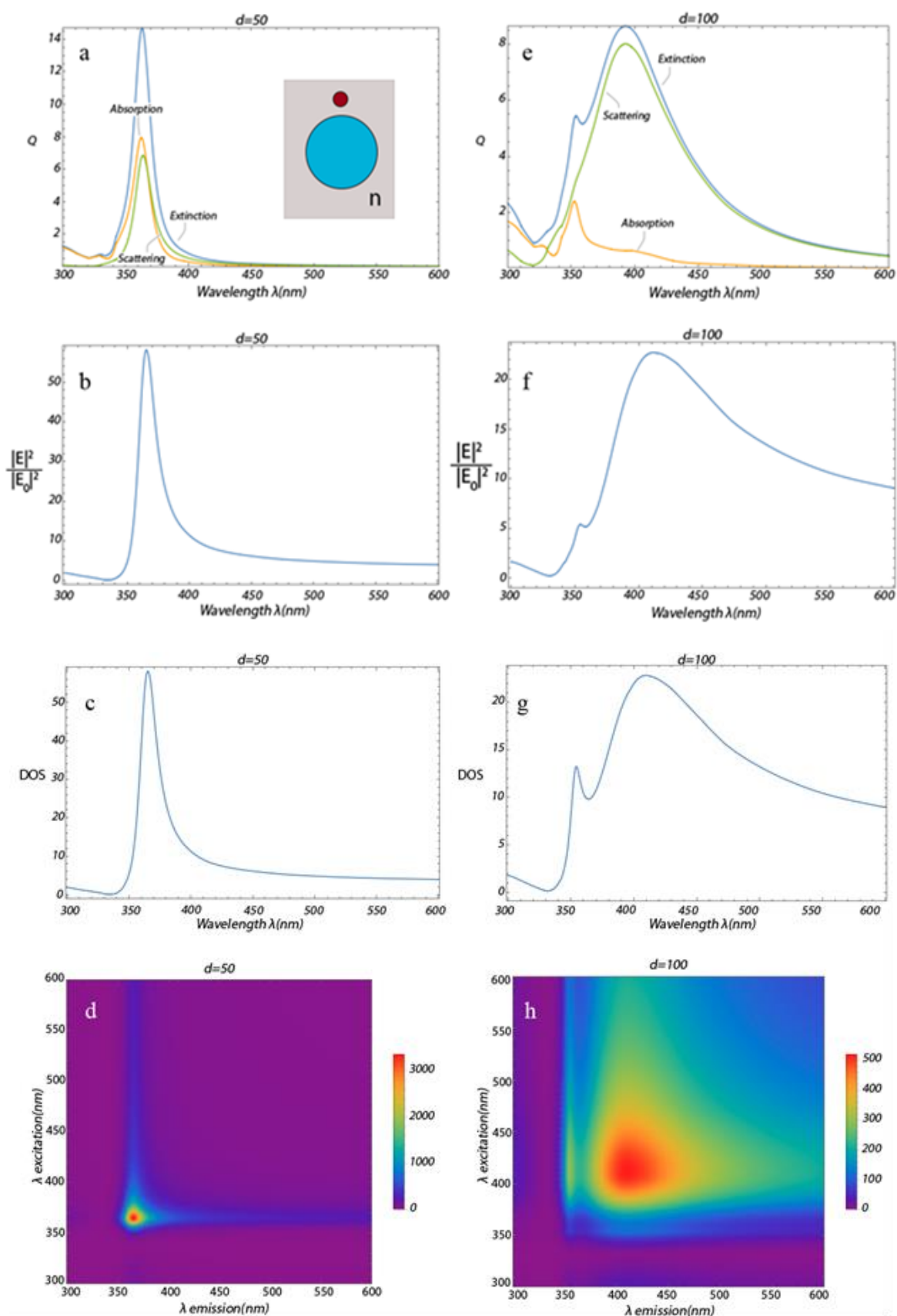


Рисунок 1 – Характеристики простейшего нанотрансивера с серебряной наночастицей диаметром $d = 50$ нм (a) – (d) и $d = 100$ нм (e) – (h). На графиках (a) и (e) представлены спектры экстинкции (extinction) с компонентами, обусловленными рассеянием (scattering) и поглощением (absorption)

3. Двухфотонно возбуждаемая люминесценция. Пример расчетов двухфотонно возбуждаемой фотолюминесценции для случая, когда возбуждающее излучение находится в интервале 1400...800 нм (ИК-диапазон), и вторичное излучение – в интервале 700...400 нм (видимый диапазон), представлен на рисунке 2.

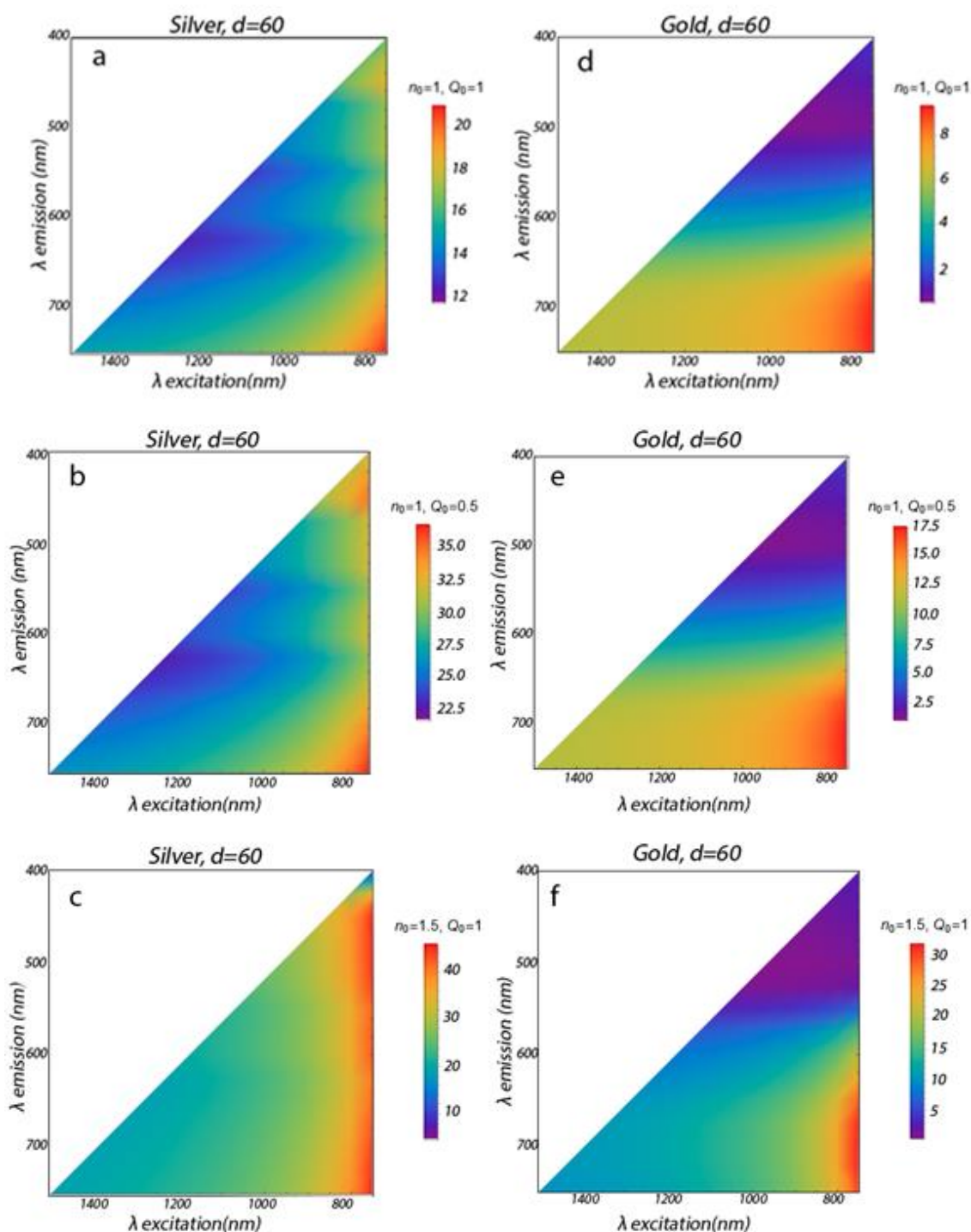


Рисунок 2 – Увеличение интенсивности фотолюминесценции при двухфотонном возбуждении для дипольного излучателя вблизи наностеры серебра (а) – (с) и золота (d) – (f) диаметром 60 нм, расстояние от излучателя до поверхности металла 7 нм; n_0 – показатель преломления среды, Q_0 – собственный квантовый выход излучателя

Заключение. Таким образом, для изучения свойств нанотрансивера рассмотрен параметр его эффективности, который задает коэффициент усиления рассеяния фотонов в металло-диэлектрических нанотрансиверах, коэффициент усиления фотолюминесценции в диэлектрических нанотрансиверах и его максимально возможное значение в металло-диэлектрических устройствах, достигающееся при предельно низком собственном квантовом выходе фотолюминесценции излучателя. С его помощью определена эффективность простейших нанотрансиверов для фотолюминесцентной визуализации инфракрасного излучения и двухфотонной флуоресцентной микроскопии.

Литература

1. Гапоненко, С. В. Оптические нанотрансиверы в фотонике / С. В. Гапоненко, Т. А. Ефимова // Доклады Национальной академии наук Беларуси. – 2024. – Т. 68, №. 4. – С. 288–295.
2. Diaspro, A. Two-photon fluorescence excitation and related techniques in biological microscopy / A. Diaspro, G. Chirico, M. Collini // Quarterly reviews of biophysics. – 2005. – Т. 38, №. 2. – С. 97–166.
3. Stratton, J. A. Electromagnetic theory / J. A. Stratton. – John Wiley & Sons, 2007 – 616 с.
4. Gaponenko, S. V. Introduction to Nanophotonics / S.V. Gaponenko. – Cambridge, 2010 – 465 с.
5. Klimov, V. V Spontaneous emission of an atom in the presence of nanobodies / V. V. Klimov, M. Ducloy, V. S. Letokhov / Quantum Electronics. – 2001. – Т. 31, №. 7. – С. 569.

Е. Д. Головин, В. Н. Капшай, А. А. Шамына

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ДИСКОВИДНОЙ ЧАСТИЦЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ ВЕНТЦЕЛЯ–КРАМЕРСА–БРИЛЛЮЭНА

Введение. Генерация второй гармоники (ГВГ) является уникальным нелинейно-оптическим явлением, при котором, в ходе взаимодействия волн с нелинейным материалом, происходит генерация новых волн с удвоенной частотой. Это явление широко используется в различных научных и технологических применениях, включая биомедицинскую визуализацию и оптическую коммуникацию. Одним из интересных аспектов явления ГВГ является его реализация в наноструктурах, использующих, например, дисковидные частицы. В данной статье рассматривается генерация второй гармоники в поверхностном слое дисковидной частицы в приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ). Этот метод позволяет исследовать нелинейные оптические свойства наноструктур с высокой точностью и предсказывать их поведение в различных условиях. Целью настоящей работы является аналитическое описание данного явления.

Постановка задачи и фазы падающей и генерируемой волн. Пусть на цилиндрическую диэлектрическую частицу с радиусом основания a и высотой h ($h \ll a$), покрытую нелинейным слоем толщиной d_0 , падает плоская электромагнитная волна с циклической частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}^{(0)}$. Отношение показателя преломления частицы к показателю преломления среды на частоте ω обозначим η_ω . Получим теоретически формулу для вычисления напряжённости поля второй гармоники, генерируемого в нелинейном поверхностном слое частицы, используя приближение ВКБ.

В данной задаче генерацией излучения от боковой поверхности частицы можно пренебречь, поэтому будем рассматривать генерацию в слоях на торцах частицы. Найдём выражение для вектора электрической напряжённости волны, падающей на поверхность частицы, с учётом сдвига фазы.

Рассмотрим произвольный луч падающей электромагнитной волны с циклической частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}^{(\omega)}$, лежащий в плоскости, параллельной плоскости xOz , и проходящий через торцы частицы в точках A и B (рисунок 1(а)). При рассмотрении траектории луча AB не будем учитывать преломление электромагнитных волн на границах раздела сред [1]. Тогда фазы в точках A и B соответственно равны $\varphi_A^{(\omega)}(\mathbf{x}'_A) = \mathbf{k}^{(\omega)} \mathbf{x}'_A$ и $\varphi_B^{(\omega)}(\mathbf{x}'_B) = \mathbf{k}^{(\omega)} \mathbf{x}'_B + \Delta\varphi^{(\omega)}$, соответственно, где $\Delta\varphi^{(\omega)}$ – сдвиг фазы, вызванный прохождением волны через среду с показателем преломления, отличным от показателя преломления окружающей среды. Рассматривая сечение в форме прямоугольника, параллельного плоскости xOz , запишем выражения для сдвига фаз и фазы в точке B :

$$\Delta\varphi^{(\omega)}(\mathbf{x}'_B) = 2(\eta_z - 1)\mathbf{k}_p^{(\omega)} \mathbf{x}'_B \left(\frac{|\mathbf{k}^{(\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(\omega)}|} \right)^2, \quad (1)$$

$$\varphi_B^{(\omega)}(\mathbf{x}'_B) = \mathbf{k}^{(\omega)} \mathbf{x}'_B + 2(\eta_\omega - 1)\mathbf{k}_z^{(\omega)} \mathbf{x}'_B \left(\frac{|\mathbf{k}^{(\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(\omega)}|} \right)^2. \quad (2)$$

Далее подберём такое обобщающее выражение для фазы, чтобы её значение в точке A было равно $\varphi_A^{(\omega)}$, а в точке B – $\varphi_B^{(\omega)}$:

$$\varphi^{(\omega)}(\mathbf{x}') = \mathbf{k}^{(\omega)} \mathbf{x}' + (\eta_\omega - 1)(\mathbf{k}_z^{(\omega)} \mathbf{x}' + |\mathbf{k}_z^{(\omega)} \mathbf{x}'|) \left(\frac{|\mathbf{k}^{(\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(\omega)}|} \right)^2. \quad (3)$$

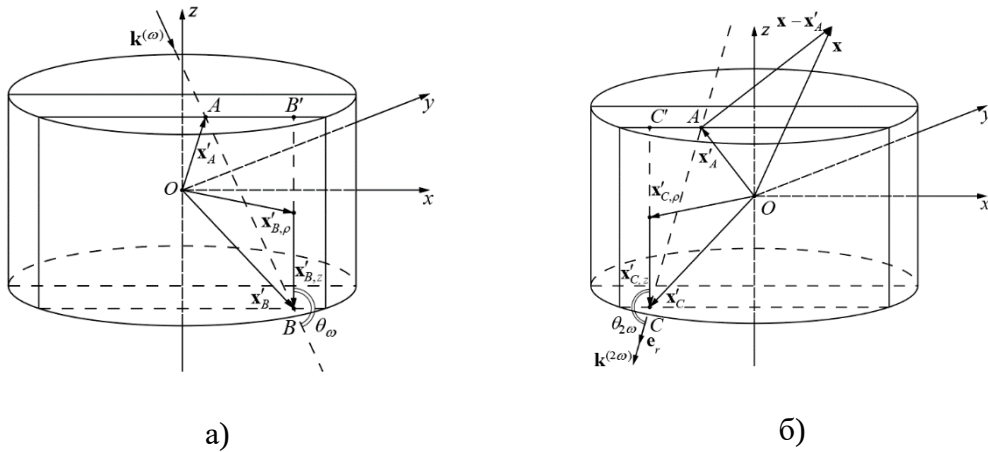


Рисунок 1 – Схемы распространения волн через торцевые поверхности дисковидной цилиндрической частицы:

(а) волновой вектор падающей волны; (б) волновой вектор генерируемой волны

Определим фазу генерируемой волны. Пусть в поверхностном слое частицы генерируется волна, волновой вектор которой параллелен вектору $\mathbf{e}_r$. Единичный вектор $\mathbf{e}_r$ является встречным к направлению наблюдения, производящемуся из дальней зоны (рисунок 1 (б)).

Фаза волны, пришедшей из точки C к наблюдателю, находящемуся в дальней зоне, равна $\varphi_C^{(2\omega)}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'_C) = k_{2\omega} |\mathbf{x} - \mathbf{x}'_C|$, где $k_{2\omega}$ – модуль волнового вектора $\mathbf{k}^{(2\omega)}$ генерируемой

волны. Фаза генерируемой волны, пришедшей к наблюдателю из точки A , равна $\varphi_A^{(2\omega)}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'_A) = k_{2\omega} |\mathbf{x} - \mathbf{x}'_A| + \Delta\varphi^{2\omega}$. Здесь $\mathbf{x}$ – вектор, определяющий положение наблюдателя относительно начала координат, а векторами $\mathbf{x}'_C$ и $\mathbf{x}'_A$ определено положение элементов поверхности цилиндрической частицы (точек C и A соответственно) относительно начала координат. Аналогично предыдущим рассуждениям, запишем выражения для сдвига фазы и фазы в точке A для генерируемой волны:

$$\Delta\varphi^{(2\omega)}(\mathbf{x}'_A) = -2(\eta_{2\omega} - 1)\mathbf{k}_z^{(2\omega)}\mathbf{x}'_A \left(\frac{|\mathbf{k}^{(2\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(2\omega)}|} \right)^2, \quad (4)$$

$$\varphi_A^{(2\omega)}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'_A) = k_{2\omega} |\mathbf{x} - \mathbf{x}'_A| - 2(\eta_{2\omega} - 1)\mathbf{k}_z^{(2\omega)}\mathbf{x}'_A \left(\frac{|\mathbf{k}^{(2\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(2\omega)}|} \right)^2. \quad (5)$$

Так как скалярное произведение $\mathbf{k}_z^{(2\omega)}\mathbf{x}'_A$ отрицательное, а сдвиг фазы должен быть положительным, в выражении присутствует знак минус. Аналогично предыдущим рассуждениям, объединим полученные выражение для фаз в точках C и A и воспользуемся приближением дальней зоны [2]:

$$\varphi^{(2\omega)}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = k_{2\omega} |\mathbf{x}| - \mathbf{k}^{(2\omega)}\mathbf{x}' + (\eta_{2\omega} - 1)(-\mathbf{k}_z^{(2\omega)}\mathbf{x}' + |\mathbf{k}_z^{(2\omega)}\mathbf{x}'|) \left(\frac{|\mathbf{k}^{(2\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(2\omega)}|} \right)^2. \quad (6)$$

Выражения для вектора напряжённости электрического поля второй гармоники. Для определения напряжённости электрического поля генерируемой волны запишем выражения для напряжённостей падающих электромагнитных волн, с учётом (3):

$$\mathbf{E}^{(\omega)}(\mathbf{x}') = \frac{2}{\eta_\omega + 1} \mathbf{e}^{(\omega)} E_\omega \exp \left(i\mathbf{k}^{(\omega)}\mathbf{x}' + i(\eta_\omega - 1)(\mathbf{k}_z^{(\omega)}\mathbf{x}' + |\mathbf{k}_z^{(\omega)}\mathbf{x}'|) \left(\frac{|\mathbf{k}^{(\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(\omega)}|} \right)^2 \right), \quad (7)$$

Для удобства в (7) опущена временная часть.

Причиной генерации второй гармоники в дипольной модели является наличие нелинейной части поляризации [3]. Учитывая (6) и (7), запишем выражение для компонент вектора напряжённости электрического поля генерируемого излучения:

$$\begin{aligned} E_i^{(2\omega)}(\mathbf{x}) = & \left(\frac{2}{\eta_\omega + 1} \right)^2 \mu_{2\omega} \frac{(2\omega)^2}{c^2} \frac{\exp(ik_{2\omega}r)}{r} E_\omega^2 (\delta_{im} - e_{r,i}e_{r,m}) e_j^{(1)} e_k^{(2)} \times \\ & \times \left[\int_0^a \rho' d\rho' \int_0^{2\pi} \exp(iq_\rho \rho' \cos \varphi') d\varphi' \int_{h/2}^{h/2+d_0} \exp[i\Phi(z')] \chi_{ijk}^{(2)}(z') dz' + \right. \\ & \left. + \int_0^a \rho' d\rho' \int_0^{2\pi} \exp(iq_\rho \rho' \cos \varphi') d\varphi' \int_{-h/2-d_0}^{-h/2} \exp[i\Phi(z')] \chi_{ijk}^{(2)}(z') dz' \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где $\Phi(z')$ определяется следующим образом:

$$\Phi(z') = q_z z' + (\eta_{2\omega} - 1)(-k_z^{(2\omega)} z' + |k_z^{(2\omega)} z'|) \left(\frac{|\mathbf{k}^{(2\omega)}|}{|k_z^{(2\omega)}|} \right)^2 +$$

$$+ 2(\eta_{\omega} - 1)(k_z^{(2\omega)} z' + |k_z^{(2\omega)} z'|) \left(\frac{|\mathbf{k}^{(\omega)}|}{|k_z^{(\omega)}|} \right)^2. \quad (9)$$

Вычисляя интегралы по z' , ρ' и ϕ' , получим выражение для напряжённости:

$$E_i^{(2\omega)}(\mathbf{x}) = \pi \mu_{2\omega} \frac{(2\omega)^2}{c^2} \frac{\exp(ik_{2\omega} r)}{r} a^2 d_0 E_{\omega}^2 (\delta_{im} - e_{r,i} e_{r,m}) X_{mjk}^{(2\omega)} e_j^{(\omega)} e_k^{(\omega)}, \quad (10)$$

где $X_{mjk}^{(2\omega)}$ – эффективная восприимчивость, которая определяется по формуле

$$X_{mjk}^{(2\omega)} = \left(\frac{2}{\eta_{\omega} + 1} \right)^2 [\exp(i\Phi(h/2)) \chi_{mjk}^{(2)}(h/2) +$$

$$+ \exp(i\Phi(-h/2)) \chi_{mjk}^{(2)}(-h/2)] [J_0(q_p a) + J_2(q_p a)]. \quad (11)$$

Оценка применимости модели и визуализация полученного решения. При описании нелинейной генерации на основе предложенной ранее модели, мы пренебрегаем боковой и частью торцевой поверхностями. На рисунке 2 эти части поверхности обозначены серым цветом. Оценим диапазон значений зенитного угла θ , в котором можно использовать нашу модель. Обозначим границы диапазона для θ символами θ_{min} (рисунок 2(а)) и θ_{max} (рисунок 2(б)).

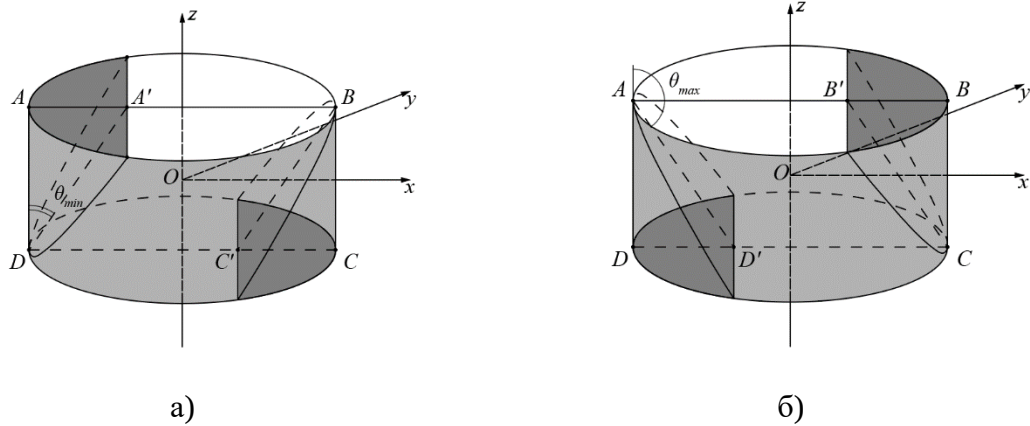


Рисунок 2 – Схемы для определения диапазона угла θ при описании генерации излучения второй гармоники дисковидной частицей:
(а), (б) – трёхмерные схемы частицы

Пусть S – площадь всей поверхности частицы, а S' – площадь поверхности, которой мы пренебрегаем. Будем считать, что генерацией излучения второй гармоники от поверхности с площадью S' можно пренебречь, если доля этой площади не более ε от площади полной поверхности S :

$$S' / S \leq \varepsilon. \quad (12)$$

Из условия (12) можно получить уравнение относительно граничного значения угла θ_{min} :

$$\frac{2 \arccos(1 - \eta \operatorname{tg} \theta_{min}) - \sin(2 \arccos(1 - \eta \operatorname{tg} \theta_{min})) + 2\pi\eta}{2\pi\eta + 2\pi} = \varepsilon, \quad (13)$$

где $\eta = h / a$. Численным решением этого уравнения можно определить граничное значение угла θ_{min} . Второй граничный угол θ_{max} является смежным с углом θ_{min} , то есть $\theta_{max} = \pi - \theta_{min}$. В результате получим следующий диапазон углов:

$$\theta \in [0, \theta_{min}] \cup [\theta_{max}, \pi]. \quad (14)$$

Для величин η и ε справедливо следующее соотношение

$$0 < \eta \leq \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon}. \quad (15)$$

Изобразим на рисунке 3 зависимости углов θ_{min} и θ_{max} от величины η при различных значениях ε .

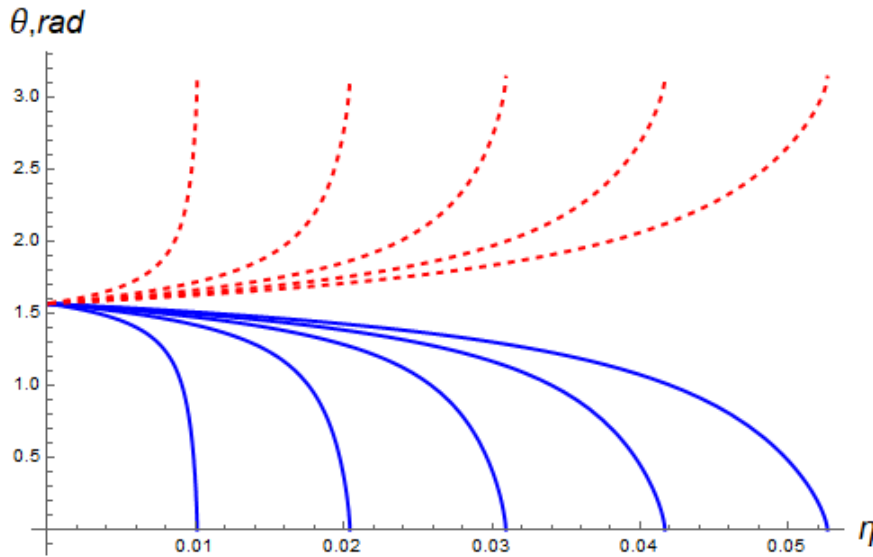


Рисунок 3 – Зависимость углов θ_{min} (сплошные кривые синего цвета) и θ_{max} (пунктирные кривые красного цвета) от величины η ; слева направо: $\varepsilon = 0,01; 0,02; 0,03; 0,04; 0,05$

Для визуального представления полученного решения введём величину $s^{(2\omega)}(\theta, \varphi)$, которая прямо пропорциональна вектору Умова-Пойнтинга генерируемой волны, согласно соотношениям

$$s^{(2\omega)}(\theta, \varphi) = |(1 - \mathbf{e}_r \otimes \mathbf{e}_r) \mathbf{f}^{(2\omega)}(\theta, \varphi)|^2, \quad (16)$$

$$f_i^{(12)}(\theta, \varphi) = X_{ijk}^{(2\omega)}(\theta, \varphi) e_j^{(\omega)} e_k^{(\omega)}.$$

Диаграмма направленности генерируемого излучения в поверхностном слое дисковидной частицы, полученная в приближении ВКБ представлена на рисунке 4.

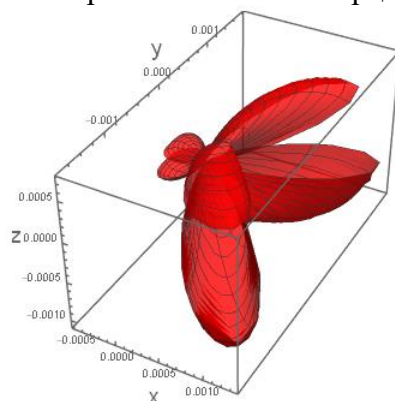


Рисунок 4 – Диаграмма направленности излучения второй гармоники, генерируемого одновременно с двух торцов покрытой оптически нелинейным слоем дисковидной частицы, рассчитанная на основе модели ВКБ

При построении диаграммы направленности использовались следующие параметры: $\varepsilon = 0,05$, $k_\omega = 3,24k_{2\omega}$, $k_{2\omega}a = 2,5$, $k_{2\omega}h = 0,1$, $\sigma = 0,5$, $\theta = \pi/8$, $\varphi = 0,1$, $\chi_2^{(2)} \neq 0$, $\chi_{1,3-7}^{(2)} = 0$, $\theta_{min} = 1,08 \text{ rad}$, $\theta_{max} = 2,06 \text{ rad}$.

Закключение. В работе предложена модель генерации второй гармоники в поверхностном слое диэлектрической дисковидной частицы с использованием приближения ВКБ. На основе описанной модели с использованием численного интегрирования можно определить напряжённость электрического поля генерируемого излучения и использовать полученные результаты при планировании экспериментального исследования генерации второй гармоники в поверхностном слое диэлектрических частиц цилиндрической формы.

Литература

1. Size dependence of second-harmonic generation at the surface of microspheres / S. Viarbitskaya [et al.] // Physical Review A. – 2010. – Vol. 81, № 5. – P. 053850.
2. Капшай, В. Н. Генерация второй гармоники от тонкого сферического слоя и условия отсутствия генерации / В. Н. Капшай, А. А. Шамина // Оптика и спектроскопия. – 2017 – Т. 123, № 3 – С. 416–429.
3. Шамина, А. А. Генерация второй гармоники от тонкого цилиндрического слоя. I. Аналитическое решение / А. А. Шамина, В. Н. Капшай // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 126, № 6. – С. 724–731.

А. А. Голуб, В. Н. Навныко, В. В. Давыдовская, А. В. Федорова
Мозырский государственный педагогический университет имени И. П. Шамякина,
г. Мозырь, Республика Беларусь

ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА И ФОТОУПРУГОСТИ НА КОГЕРЕНТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАУССОВЫХ (1+1)D СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Введение. Когерентное взаимодействие двух одномерных (1+1)D одинаково линейно поляризованных гауссовых пучков, распространяющихся параллельно друг другу в кристалле типа силленита $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), было впервые экспериментально изучено и теоретически интерпретировано в пренебрежении оптической активностью кристалла в [1].

Однако, теоретическое и экспериментальное изучение нелинейных оптических эффектов в кубических фоторефрактивных кристаллах не теряют своей актуальности и в настоящее время и представляют интерес для многих научных исследователей (см. [2–5]).

В связи с этим возникает необходимость создания обобщенной математической модели, учитывающей все эффекты в кубическом фоторефрактивном кристалле, вносящие основной вклад в наблюдаемые в нем оптические явления, для их более точной и корректной теоретической интерпретации.

Поэтому, наряду с электрооптическим эффектом, корректнее учитывать также и обратный пьезоэлектрический эффект, а также явление фотоупругости (см., например, [6, 7]) (ниже сокращённо «пьезоэффект»).

В [8, 9] получены общие соотношения, позволяющие в случае одномерного распределения светоиндуцированного электрического поля учесть влияние пьезоэффекта не только на эффективность процессов записи-считывания голограмм, но и на эффекты самовоздействия, проявляющиеся при распространении световых пучков в фоторефрактивном кристалле.

Таким образом, представляет интерес обобщение теоретической модели когерентного взаимодействия одномерных световых пучков в кристалле BSO с учётом пьезоэффекта и оценка использования данной модели при изучении эффективности адресной локализации световых пучков.

Целью настоящего исследования является теоретическое изучение взаимодействия одномерных световых пучков с одинаковыми линейными поляризациями в кристалле BSO, помещённом во внешнее постоянное электрическое поле, при одновременном влиянии электрооптического эффекта, пьезоэффекта и оптической активности.

Численные значения выбраны следующим образом:

- $d = 30$ мм, угол θ между кристаллографическим направлением $[1\bar{1}0]$ и осью ox равен $35,3^\circ$, показатель преломления $n_0 = 2,54$;
- электрооптический коэффициент $r = -5 \cdot 10^{-12}$ м/В;
- постоянные упругости $c_1 = 12,96 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_2 = 2,99 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_3 = 2,45 \cdot 10^{10}$ Н/м²;
- упругооптические постоянные $p_1 = -0,16$, $p_2 = -0,13$, $p_3 = -0,12$, $p_4 = -0,015$, пьезоэлектрическая константа $e_{14} = 1,12$ С/м²;
- удельное вращение кристалла $\rho = 22$ °/мм;
- длина световой волны $\lambda = 0,6328$ мкм;
- полуширина световых пучков $x_0 = 15$ мкм;
- расстояние между ними $2\Delta s = 30$ мкм.

Значение темновой интенсивности выбрано, как и в [12], равным максимальной интенсивности I_0 световых пучков на входе в кристалл, $I_d = I_0$.

Если к кристаллу приложить внешнее постоянное электрическое поле ($E_0 = 20$ кВ/см), то распространяющиеся в нем световые пучки одинаковой интенсивности объединятся в один пучок, который будет испытывать сильную самофокусировку (рисунок 1). На рисунке 1(а) представлены результаты численного моделирования взаимодействия двух линейно поляризованных параллельно вектору напряженности внешнего электрического поля световых пучков без учета влияния пьезоэлектрического эффекта [11]. В этом случае объединенный световой пучок достигает максимальной интенсивности в точке А на расстоянии, приближённо равном 8 мм от входной грани кристалла, а затем постепенно дефокусируется с образованием филаментов (breathing-эффект [2]).

Рисунок 1 (б) иллюстрирует взаимодействие световых пучков при параметрах, указанных в подписях к рисунку 1(а), но с дополнительным учетом пьезоэффекта. При этом можно отметить бóльшую самофокусировку объединенного светового пучка ($I = 4,9I_0$), наблюдаемую в точке В на рисунке 1(б), а также ослабление breathing-эффекта. Кроме того, объединенный световой пучок после прохождения максимума фокусировки разделяется на два пучка, вначале отталкивающихся, а затем вновь сближающихся.

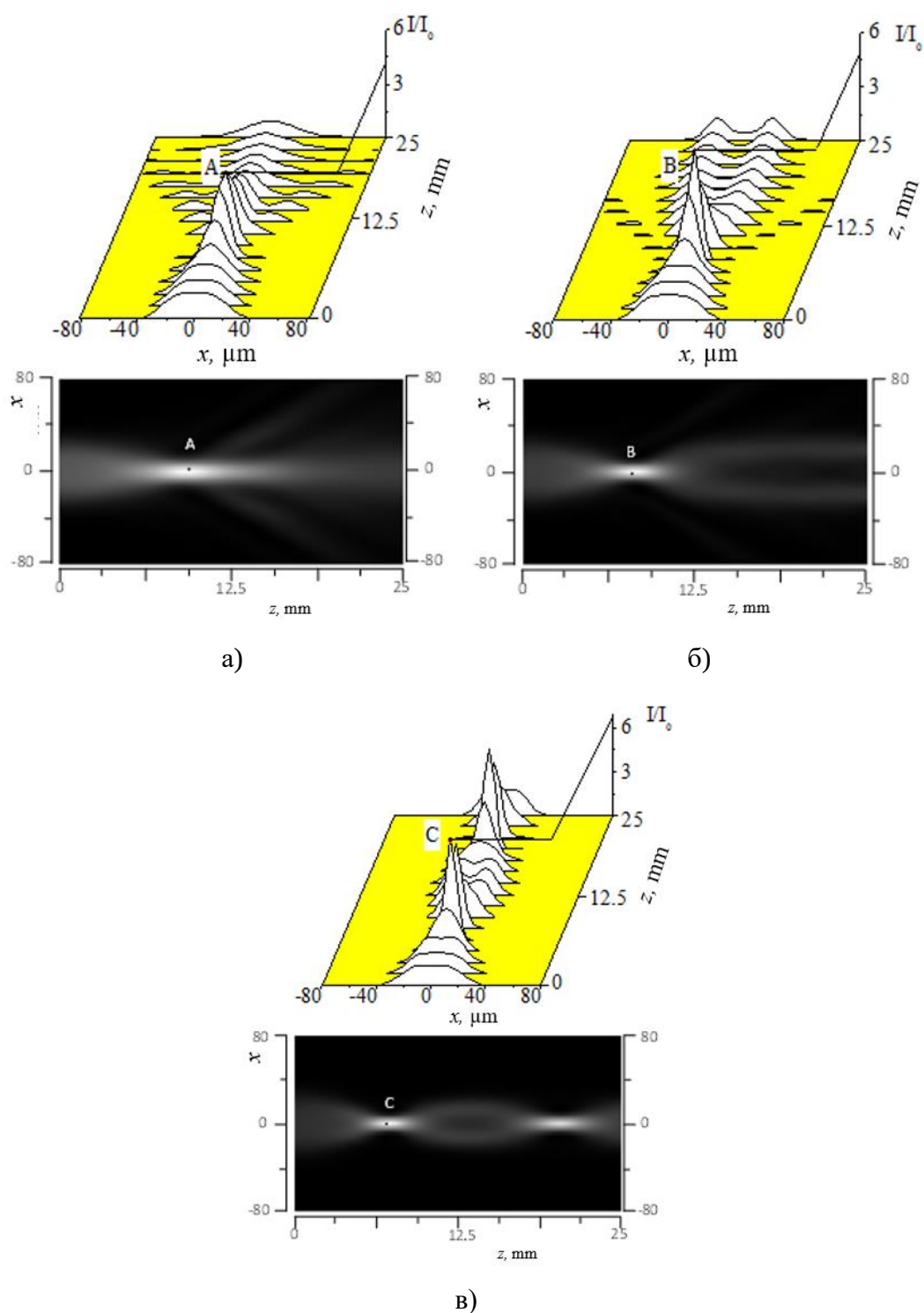


Рисунок 1 – Распространение двух световых пучков, линейно поляризованных параллельно вектору напряженности внешнего постоянного электрического поля E_0 , в фоторефрактивном кристалле BSO: (а) – с учётом влияния электрооптического эффекта и оптической активности, но без учета влияния пьезоэффекта; (б) – с учетом влияния электрооптического эффекта, пьезоэффекта и оптической активности; (в) – с учетом влияния электрооптического эффекта, пьезоэффекта, но в отсутствие оптической активности

На рисунке 1 (в) представлены результаты численного моделирования случая, когда учитывались одновременно электрооптический эффект и пьезоэффект, но влияние

оптической активности кристалла не принималось во внимание ($\rho = 0$). Распространяющиеся световые пучки, так же как и на рисунке 1 (б), объединяются в точке С, достигая максимума интенсивности ($I = 6,4I_0$), затем отталкиваются, а потом снова притягиваются с объединением в общий пучок. Сравнивая рисунки 1 (б) и 1 (в), можно сделать вывод, что оптическая активность приводит к уменьшению максимальной интенсивности общего светового пучка (точки В и С), а также к увеличению толщины кристалла, необходимой для повторного объединения пучков (на рисунке 1 (б)) $z > 25$ мм; на рисунке 1 (в) $z = 21$ мм).

Заключение. В статье предложена теоретическая модель когерентного взаимодействия двух одномерных световых пучков, учитывающая пьезоэлектрический вклад, дополнительный к традиционному, определяемому электрооптическим эффектом. Изучено влияние пьезоэффекта на взаимодействие световых пучков с одинаковой линейной поляризацией. Численные расчеты показывают, что в этом случае объединение световых пучков, если учитывать пьезоэлектрический эффект, может проявляться при меньшем значении толщины кристалла.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (договор от 22.03.2021 №1410/2021) в рамках Государственной программы научных исследований №6 «Фотоника и электроника для инноваций» на 2021–2025 гг. (задание 6.1.14).

Литература

1. Blair, S. Spatial soliton angular deflection logic gates / S. Blair, K. Wagner // *Appl. Opt.* – 1999. – Vol. 38, № 32. – P. 6749–6772.
2. Observation of interaction forces between one-dimensional spatial solitons in photorefractive crystals / G. S. Garcia-Quirino [et al.] // *Opt. Lett.* – 1997. – Vol. 22, № 3. – P. 154–156.
3. Fraunhofer diffraction pattern of a Gaussian beam passing through a photorefractive crystal BGO / Solano Navarro A. [et al.] // *J Opt. Soc. Am. B* – 2023. – Vol. 40. – Issue 5. – P. 1156–1161.
4. Polychromatic two-wave mixing in a cubic photorefractive crystal / R. V. Romashko [et al.] // *Physics Procedia*. – 2017. – Vol. 86. – P 155–159.
5. Динамика формирования пропускающих голограмм в кристаллах ниобата лития, легированных медью методом высокотемпературной диффузии / К. М. Мамбетова [и др.] // *Известия вузов. Радиофизика*. – 2014. – Том LVII, № 8–9. – С. 675–682.
6. Голография в фоторефрактивных оптически активных кристаллах: монография / В. В. Шепелевич; Министерство образования Республики Беларусь, БРФФИ, Учреждение образования «Мозырский государственный педагогический университет имени И. П. Шамякина». – Минск: Издательский центр БГУ, 2012. – 254 с.
7. Shandarov, S Influence of piezoelectric effect on photorefractive grating in electro-optic crystals / S. Shandarov // *Appl. Phys. A*. – 1992. – Vol. 55. – P. 91–96.
8. Самовоздействие световых пучков в кристаллах силленитов среза (112) / О. А. Кашин [и др.] // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2006. – Т. 70, № 12. – С. 1748–1751.
9. Holographic storage in electrooptic crystals / N. V. Kukhtarev [et al.] // *Ferroelectrics*. – 1979. – Vol. 22. – P. 949–961.
10. Влияние оптической активности на самофокусировку световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах / В. В. Шепелевич [и др.] // *Квантовая электроника*. – 2003. – Т. 33, № 5. – С. 446–450.
11. Incoherent interaction of Gaussian beams in photorefractive optically active crystals / V. V. Shepelevich [et al.] // *Applied Physics B. Lasers and Optics*. – 2008. – Vol. 90. – P. 149–153.
12. Шепелевич, В. В. Оптимизация выходных характеристик голограмм в кристалле Bi₁₂SiO₂₀ выбором ориентации кристалла и поляризации считывающего света / В. В. Шепелевич, П. П. Хомутовский // *Письма в ЖТФ*. – 1997. – Т. 24, № 24. – С. 55–61.

ПРИЕМНИК СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Освоение субмиллиметрового диапазона электромагнитного излучения (300 ГГц – 10 ТГц) не только перспективно для аэрокосмических систем прикладного назначения, но и представляет также значительный интерес как инструмент для научных космических исследований. В первую очередь, это связано с тем, что молекулы веществ имеют характерные частоты излучения именно в этом диапазоне частот. Прием и регистрация электромагнитного излучения указанного диапазона является трудной и актуальной задачей. Именно в этом интервале длин волн практически отсутствуют доступные, дешевые, миниатюрные и эффективные приемники. Создание компактного и надежного приемника субмиллиметрового излучения – одна из сложных задач современной прикладной физики. Это связано с тем, что в данной спектральной области плохо работают как радиофизические методы, так и оптические методы [1].

В докладе рассматривается селективный приемник субмиллиметрового излучения на основе двух открытых аподизированных периодических микрорезонаторных структур с коэффициентом заполнения, изменяющимся по линейному закону связанных через согласующие элементы с детектирующим диодом [2].

Одним из важных факторов, влияющих на эффективность преобразования энергии электромагнитных волн ТГц диапазона в электрический информационный сигнал предлагаемой структурой, является оптимальное согласование чувствительного элемента с окружающим пространством и детектирующим диодом.

Конструктивно приемник субмиллиметрового излучения представляет собой расположенные на подложке 1 чувствительные элементы 4, выполненные в виде двух аподизированных металлических дифракционных решеток с коэффициентом заполнения, изменяющимся по линейному закону, и связанных через согласующие элементы 5, представляющие собой несимметричные нерегулярные полосковые линии треугольной формы с детектирующим диодом 6. В подложке 1 под детектирующим диодом 6 имеется воздушную полость 8, а под чувствительными элементами 4 – вырезы прямоугольной формы 7. На концах диагонали подложки 1 симметрично расположены контактные площадки 3, электрически связанные Г-образными выходными линиями 2 с основаниями согласующих элементов 5, угол при вершине которых выбран равным 140° (рисунок 1).

Электромагнитное излучение ТГц диапазона длин волн из окружающего пространства почти полностью поглощается чувствительными элементами 4 благодаря их оптимальному согласованию с окружающей средой по волновым сопротивлениям. Это излучение поступает на детектирующий диод 6 через согласующие элементы 5, обеспечивающие оптимальное согласование его с чувствительными элементами 4. Таким образом, на детектирующий диод 6 поступают высокочастотные электрические токи, частота которых соответствует принятому диапазону длин волн терагерцового излучения. Электрический информационный сигнал с детектирующего диода 6 через согласующие элементы 5 и выходные линии 2 поступает на контактные площадки 3 (выход устройства).

Предложенный чувствительный элемент позволяет оптимально согласовать приемник по волновому сопротивлению с окружающей средой. А изменяющееся волновое сопротивление согласующего элемента 5 вдоль его длины обеспечивает эффективную передачу сигнала в нагрузку (детектирующий диод 6). Выбранные места расположения контактных площадок 3, конфигурации выходных линий 2 и заданное оптимальное расстояние между горизонтальными участками выходных линий 2 также уменьшают потери на отражение в рассматриваемом приемнике.

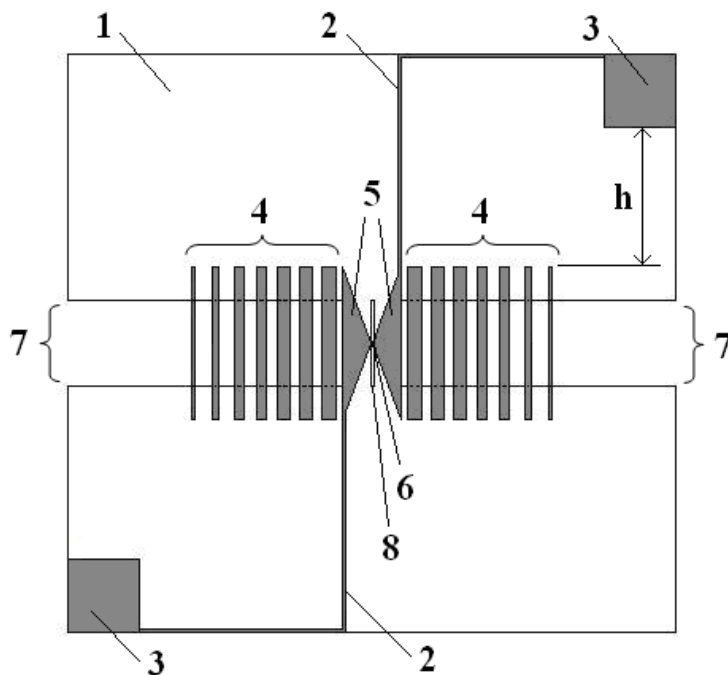


Рисунок 1 – Структурная схема приемника субмиллиметрового излучения:

- 1 – подложка, 2 – выходные линии, 3 – контактные площадки,
4 – чувствительные элементы, 5 – согласующие элементы, 6 – детектирующий диод,
7 – вырезы прямоугольной формы, 8 – воздушная полость

Для детектирования токов ТГц частоты, соответствующих диапазону преобразуемых длин волн, с высокой эффективностью использовался диод 6 с пониженной эффективной высотой барьера Шоттки, который является одним из основных нелинейных элементов, широко используемых в настоящее время, для преобразования ТГц излучения и практически не имеет конкурентов в рассматриваемом диапазоне электромагнитных волн.

Компьютерный эксперимент по исследованию основных параметров и характеристик предложенного приемника субмиллиметрового электромагнитного излучения в диапазоне частот 0,4...1,4 ТГц (рисунок 1) проводился с использованием современного пакета программ – HFSS, обеспечивающего моделирование сложных трехмерных конфигураций произвольной формы [3, 4]. Период аподизированной решетки чувствительного элемента 4 составлял 15 мкм. В качестве проводящего материала выбрано золото толщиной 80 нм, а используемый диэлектрик подложки 1 имел диэлектрическую проницаемость 2,17; тангенс угла потерь 0,0009 и толщину 10 мкм. Геометрические размеры чувствительного элемента 4 составляли 105 мкм × 105 мкм, а контактных площадок 3 – 50 мкм × 50 мкм при общей длине приемника 250 мкм. Расстояние h между контактными площадками 3 и чувствительными элементами 4 варьировалось от 100 до 0 мкм. Эквивалентная схема детектирующего диода 6 выбрана в виде параллельно соединенных активного сопротивления R , которое варьировалось в диапазоне 10...150 Ом и электрической емкости C , равной 20 фФ.

На рисунке 2 приведены рассчитанные основные характеристики рассматриваемого приемника при крайних значениях указанного диапазона $h = 100$ и 0 мкм: частотные зависимости потерь на отражение S_{11} (а) и эффективности преобразования (б).

На рисунке 3 приведены зависимости резонансных частот и потерь на отражение S_{11} приемника субмиллиметрового излучения от расстояния h между выходными линиями и чувствительными элементами для активного сопротивления детектирующего диода 75 Ом.

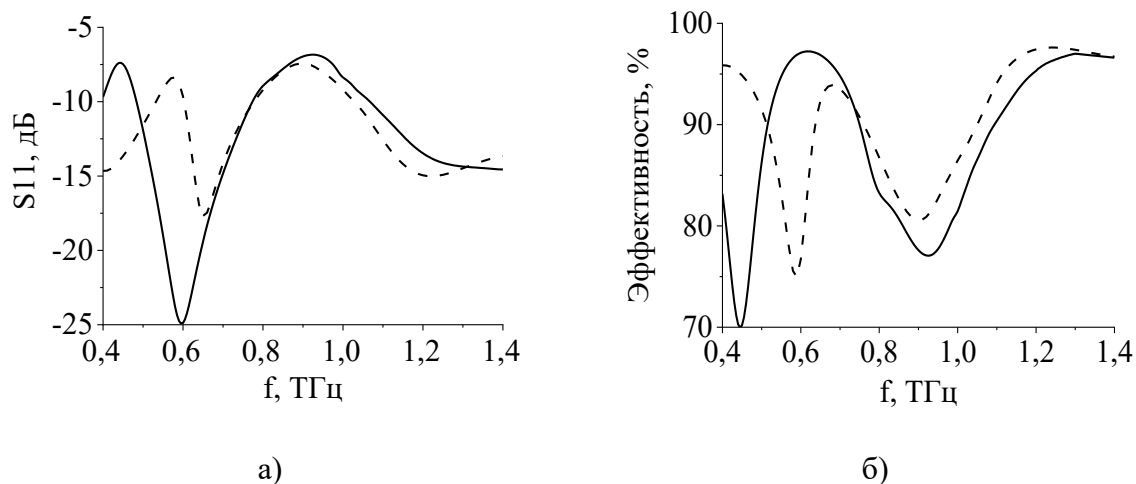


Рисунок 2 – Частотные зависимости потерь на отражение S_{11} (а) и эффективности (б) приемника субмиллиметрового излучения для двух крайних значений h (сплошная линия – 100 мкм) и (штриховая линия – 0 мкм) при активном сопротивлении $R = 75$ Ом

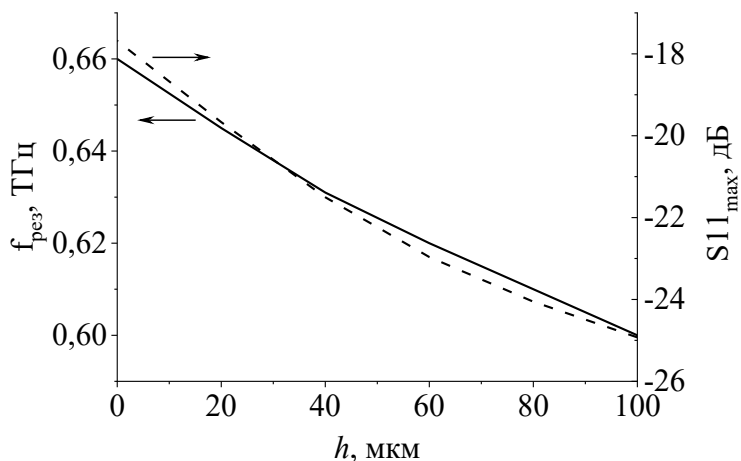


Рисунок 3 – Зависимости резонансной частоты $f_{рез}$ (сплошная линия) и потерь на отражение S_{11} (штриховая линия) приемника субмиллиметрового излучения от расстояния между выходными линиями

Анализ проведенного компьютерного эксперимента показывает, что предложенный приемник субмиллиметрового излучения имеет в исследованном частотном интервале минимальные значения потерь на отражение: $-24,9$ дБ и $-14,5$ дБ (при $h = 100$ мкм) на резонансных частотах $0,60$ и $1,2$ ТГц, а $-17,7$ дБ и -15 дБ (при $h = 0$ мкм) на резонансных частотах $0,65$ ТГц и $1,3$ ТГц соответственно (рисунок 2 (а)). Максимальная эффективность преобразования на резонансных частотах $0,6$ ТГц (при $h = 100$ мкм) и $1,3$ ТГц (при $h = 0$ мкм) составляет $\sim 97,4$ % (рисунок 2 (б)).

Установлено, что по мере приближения контактных площадок к чувствительному элементу происходит увеличение как резонансных частот, так и потерь на отражение.

Литература

1. Deumer, M. Optoelectronic Heterodyne THz Receiver for 100-300 GHz Communication Links / M. Deumer [et al.] // IEEE Access. – 2024. – Vol. 12. – P. 27158–27166.

2. Детектирующая антенна терагерцового диапазона / А. К. Есман, В. К. Кулешов, Г. Л. Зыков // Патент Республики Беларусь на полезную модель № 7220 // Афіцыйны бюл. Нац. Цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2011. – № 2.

3. Zhu, L. 3-D Printed THz Waveguide Components / L. Zhu [et al.] // IEEE Access. – 2023. – Vol. 11. – P. 79073–79086.

4. Есман, А. К. Терагерцовый приемник на основе электромагнитных материалов / А. К. Есман, В. К. Кулешов, Г. Л. Зыков // Измерительная техника. – 2013. – № 7. – С. 55–57.

В. Н. Капшай, Л. А. Гурченко, А. А. Шамына

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

СВОЙСТВО РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ БИИЗОТРОПНЫХ СРЕД

Введение. Уравнения Максвелла электродинамики биизотропных сред могут быть сведены, путём исключения части неизвестных полей, к уравнению в частных производных второго порядка, содержащему ротор искомого поля, то есть, отличающемуся от стандартного волнового уравнения (а в монохроматическом случае от уравнения Гельмгольца) наличием дифференциального оператора «ротор». Этот оператор «перепутывает» компоненты искомого поля, что приводит к существенному усложнению задачи нахождения пространственных зависимостей полей. В работе показано, что решения таких уравнений обладают важным свойством, которое существенно упрощает задачу нахождения пространственной зависимости полей, особенно в задачах с использованием криволинейных координат.

1. Постановка задачи и математическая модель. Материальные уравнения электродинамики биизотропных сред имеют вид [1]

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + (\chi + i\alpha) \vec{H}; \quad \vec{B} = (\chi - i\alpha) \vec{E} + \mu \vec{H}. \quad (1)$$

где $\vec{E}(\vec{H})$ – напряженность электрического (магнитного) поля;

$\vec{D}(\vec{B})$ – индукции этих полей, соответственно;

ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды;

χ и α – параметры, описывающие магнитоэлектрический эффект (электрический либо магнитный отклик на электрическое или магнитное поле).

Такие материальные уравнения позволяют преобразовать уравнения Максвелла без источников

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \times \vec{E}(t, \vec{x}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(t, \vec{x}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[(\chi - i\alpha) \vec{E}(t, \vec{x}) + \mu \vec{H}(t, \vec{x}) \right]; \\ \vec{\nabla} \times \vec{H}(t, \vec{x}) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(t, \vec{x}) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[\varepsilon \vec{E}(t, \vec{x}) + (\chi + i\alpha) \vec{H}(t, \vec{x}) \right], \end{cases} \quad (2)$$

после исключения одной из напряженностей, в уравнение второго порядка

$$\left(\vec{\nabla}^2 - (\chi + i\alpha) \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\vec{\nabla}^2 + (\chi - i\alpha) \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \vec{E}(t, \vec{x}) = -\frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(t, \vec{x}), \quad (3)$$

и такое же уравнение для $\vec{H}$. Оно отличается от стандартного волнового уравнения [2] наличием в левой части слагаемого $-2i\alpha \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla}^\times \vec{E}(t, \vec{x})$, содержащего оператор $\vec{\nabla}^\times$, «перепутывающий» компоненты поля $\vec{E}(t, \vec{x})$.

В случае монохроматической зависимости всех полей от времени вида $e^{-i\omega t}$ производные по времени $\frac{\partial}{\partial t}$ можно заменить на множители $-i\omega$, так что для поля $\vec{E}(\vec{x})$ ($\vec{E}(t, \vec{x}) = e^{-i\omega t} \vec{E}(\vec{x})$) имеем

$$\left(\vec{\nabla}^\times + (\chi + i\alpha) \frac{i\omega}{c} \right) \left(\vec{\nabla}^\times - (\chi - i\alpha) \frac{i\omega}{c} \right) \vec{E}(\vec{x}) = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \omega^2 \vec{E}(\vec{x}). \quad (4)$$

Уравнение (4) также содержит «перепутывающий» компоненты оператор первого порядка $2i\alpha \frac{i\omega}{c} \vec{\nabla}^\times$.

Для решения этого дифференциального уравнения второго порядка с постоянными коэффициентами можно применить преобразование Фурье

$$\vec{E}(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\vec{k}\vec{x}} \vec{E}(\vec{k}) d\vec{k}; \quad \vec{E}(\vec{k}) = \int e^{-i\vec{k}\vec{x}} \vec{E}(\vec{x}) d\vec{x}, \quad (5)$$

при этом для Фурье образа $\vec{E}(\vec{k})$ получаем алгебраическое уравнение

$$\left(i\vec{k}^\times + (\chi + i\alpha) \frac{i\omega}{c} \right) \left(i\vec{k}^\times - (\chi - i\alpha) \frac{i\omega}{c} \right) \vec{E}(\vec{k}) = \varepsilon\mu \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{k}). \quad (6)$$

В общем случае поле $\vec{E}(\vec{k})$ может быть разложено на продольную и поперечную по отношению к вектору $\vec{k}$ составляющие:

$$\vec{E}(\vec{k}) = \vec{E}_\parallel(\vec{k}) + \vec{E}_\perp(\vec{k}); \quad \vec{E}_\parallel(\vec{k}) = \vec{k} \circ \vec{k} \frac{1}{k^2} \vec{E}(\vec{k}); \quad \vec{E}_\perp(\vec{k}) = i\vec{k}^\times i\vec{k}^\times \frac{1}{k^2} \vec{E}(\vec{k}) \quad (7)$$

В случае полей без источников из уравнений Максвелла и материальных уравнений имеем $\vec{\nabla} \vec{E}(t, \vec{x}) = 0$, что приводит к $\vec{k} \vec{E}(\vec{k}) = \vec{k} \vec{E}_\parallel(\vec{k}) = 0$, следовательно поле $\vec{E}(\vec{k})$ является поперечным:

$$\vec{E}(\vec{k}) = \vec{E}_\perp(\vec{k}) = i\vec{k}^\times i\vec{k}^\times \frac{1}{k^2} \vec{E}(\vec{k}). \quad (8)$$

Поперечное поле $\vec{E}_\perp(\vec{k})$ может быть разложено на два слагаемых ($\vec{n} = \vec{k}/k$ — единичный вектор в направлении $\vec{k}$) следующим образом:

$$\vec{E}_\perp(\vec{k}) = \frac{1}{2} (1 + i\vec{n}^\times) \vec{E}_\perp(\vec{k}) + \frac{1}{2} (1 - i\vec{n}^\times) \vec{E}_\perp(\vec{k}) = \vec{E}_\perp^+(\vec{k}) + \vec{E}_\perp^-(\vec{k}). \quad (9)$$

Поля $\vec{E}_\perp^\pm(\vec{k}) = \frac{1}{2}(1 \pm i\vec{n}^\times) \vec{E}_\perp(\vec{k})$ удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} i\vec{n}^\times \vec{E}_\perp^+(\vec{k}) &= i\vec{n}^\times \frac{1}{2}(1 + i\vec{n}^\times) \vec{E}_\perp(\vec{k}) = \vec{E}_\perp^+(\vec{k}); \\ i\vec{n}^\times \vec{E}_\perp^-(\vec{k}) &= i\vec{n}^\times \frac{1}{2}(1 - i\vec{n}^\times) \vec{E}_\perp(\vec{k}) = -\vec{E}_\perp^-(\vec{k}). \end{aligned} \quad (10)$$

Значит, векторы $\vec{E}_\perp^\pm(\vec{k})$ удовлетворяют свойствам (надо брать либо верхние, либо нижние знаки):

$$\frac{1}{2}(1 \pm i\vec{n}^\times) \vec{E}_\perp^\pm(\vec{k}) = \vec{E}_\perp^\pm(\vec{k}); \quad \frac{1}{2}(1 \pm i\vec{n}^\times) \vec{E}_\perp^\mp(\vec{k}) = 0. \quad (11)$$

Эти свойства означают, что слагаемые $\vec{E}_\perp^\pm(\vec{k})$ определяются однозначно. Поэтому поле $\vec{E}(\vec{x})$ однозначно представляется в виде суммы

$$\vec{E}(\vec{x}) = \vec{E}^+(\vec{x}) + \vec{E}^-(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\vec{k}\vec{x}} \vec{E}_\perp^+(\vec{k}) d\vec{k} + \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\vec{k}\vec{x}} \vec{E}_\perp^-(\vec{k}) d\vec{k}. \quad (12)$$

Подставляя разложение (9) в уравнение (6), имеем равенство

$$\left(i\vec{k}^\times + (\chi + i\alpha) \frac{i\omega}{c} \right) \left(i\vec{k}^\times - (\chi - i\alpha) \frac{i\omega}{c} \right) [\vec{E}_\perp^+(\vec{k}) + \vec{E}_\perp^-(\vec{k})] = \varepsilon\mu \frac{\omega^2}{c^2} [\vec{E}_\perp^+(\vec{k}) + \vec{E}_\perp^-(\vec{k})], \quad (13)$$

из которого с помощью свойств (11) получаем отдельные уравнения для $\vec{E}_\perp^\pm(\vec{k})$:

$$\left[\left(k \mp \alpha \frac{i\omega}{c} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon\mu - \chi^2) \right] \vec{E}_\perp^\pm(\vec{k}) = 0. \quad (14)$$

Решение этих уравнений можно представить в виде

$$\vec{E}_\perp^\pm(\vec{k}) = \delta(k - k_\pm(\omega)) \vec{E}^\pm(\vec{k}); \quad k_\pm(\omega) = \frac{\omega}{c} \left(\sqrt{\varepsilon\mu - \chi^2} \pm \alpha \right), \quad (15)$$

а множители $\vec{E}^\pm(\vec{k})$ зависят, фактически, только от направлений вектора $\vec{k}$. Как следствие, поля $\vec{E}^\pm(\vec{x})$ представляются интегралами Фурье

$$\vec{E}^\pm(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\vec{k}\vec{x}} \delta(k - k_\pm(\omega)) \vec{E}^\pm(\vec{k}) d\vec{k}. \quad (16)$$

Главным свойством этих полей является следующее:

$$\boxed{\vec{\nabla} \times \vec{E}^\pm(\vec{x}) = \pm k_\pm(\omega) \vec{E}^\pm(\vec{x})}. \quad (17)$$

Таким образом, становится ясно, что вместо сложных уравнений второго порядка (3) и (4) для определения пространственной зависимости поля $\vec{E}(\vec{x})$ можно пользоваться значительно более простыми уравнениями первого порядка (17).

Покажем это на примере определения пространственной зависимости полей $\vec{E}^\pm(\vec{x})$ в цилиндрических координатах.

Ротор векторного поля в цилиндрических координатах определяется так [3]:

$$\text{rot } \vec{E} = \frac{1}{\rho} \begin{vmatrix} \vec{e}^\rho & \frac{\partial}{\partial \rho} & E_\rho \\ \rho \vec{e}^\varphi & \frac{\partial}{\partial \varphi} & \rho E_\varphi \\ \vec{e}^z & \frac{\partial}{\partial z} & E_z \end{vmatrix}. \quad (18)$$

Поэтому уравнения (17) могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \vec{e}^\rho \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} E_z - \frac{\partial}{\partial z} \rho E_\varphi \right) + \rho \vec{e}^\varphi \left(\frac{\partial}{\partial z} E_\rho - \frac{\partial}{\partial \rho} E_z \right) + \vec{e}^z \left(\frac{\partial}{\partial \rho} \rho E_\varphi - \frac{\partial}{\partial \varphi} E_\rho \right) = \\ = \pm k_\pm \rho \left(\vec{e}^\rho E_\rho^\pm + \vec{e}^\varphi E_\varphi^\pm + \vec{e}^z E_z^\pm \right). \end{aligned} \quad (19)$$

Следовательно, для компонент $\vec{E}_{\rho,\varphi,z}^\pm$ имеем систему уравнений

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} E_z^\pm - \frac{\partial}{\partial z} E_\varphi^\pm = \pm k_\pm E_\rho^\pm; \\ \frac{\partial}{\partial z} E_\rho^\pm - \frac{\partial}{\partial \rho} E_z^\pm = \pm k_\pm E_\varphi^\pm; \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho E_\varphi^\pm - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} E_\rho^\pm = \pm k_\pm E_z^\pm. \end{cases} \quad (20)$$

В этой работе рассмотрим только тот частный случай, когда поле $\vec{E}(\vec{x})$ не зависит от координаты z . В этом случае система (20) заметно упрощается:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} E_z^+ = k_+ E_\rho^+; \\ -\frac{\partial}{\partial \rho} E_z^+ = k_+ E_\varphi^+; \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho E_\varphi^+ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} E_\rho^+ = k_+ E_z^+. \end{cases} \quad (21)$$

После учёта первых двух из этих равенств, из третьего получаем для компонент $E_z^\pm(\rho, \varphi)$ уравнения

$$\left[\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k_\pm^2 \right] E_z^\pm(\rho, \varphi) = 0. \quad (22)$$

Это – двумерное уравнение Гельмгольца. Решая его стандартным методом разделения переменных, получаем

$$E_z^\pm(\rho, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[A_m^\pm J_m(k_\pm \rho) + B_m^\pm N_m(k_\pm \rho) \right] e^{im\varphi}, \quad (23)$$

где $J_m(k\rho)$ и $N_m(k\rho)$ – функции Бесселя и Неймана целых индексов. Теперь, с использованием (21), нетрудно найти компоненты $E_\rho^\pm$ и $E_\varphi^\pm$.

Заключение. Волновые уравнения электродинамики биизотропных сред содержат дополнительные, по сравнению с уравнениями для изотропных сред, слагаемые, «перепутывающие» компоненты искомых полей. В работе показано, что решения этих уравнений в монохроматическом случае обладают замечательным свойством: ротор искомого поля пропорционален самому полю. Такое свойство радикально упрощает процедуру нахождения зависимости компонент полей от криволинейных координат. Это, безусловно, очень важно для решения задач теории рассеяния электродинамики биизотропных сред.

Литература

1. Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media / I. V. Lindell [et al.]. – Boston and London : Artech House, 1994. – 500 p.
2. Jackson, J. D. Classical Electrodynamics / J. D. Jackson. – 3rd ed. – New York : John Wiley & Sons, 1999. – 833 p.
3. Варшалович, Д. А. Квантовая теория углового момента / Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский. – Л.: Наука, 1975. – 432 с.

В. Н. Капшай, А. А. Шамына

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

ГЕНЕРАЦИЯ СУММАРНОЙ ЧАСТОТЫ В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ВЫТЯНУТОЙ СФЕРОИДАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ МАЛОГО РАЗМЕРА. НЕКИРАЛЬНЫЙ СЛУЧАЙ

Введение. Нелинейная оптическая генерация в последние десятилетия является одним из наиболее перспективных методов исследования в медицине и биологии [1]. Наиболее полно для этих целей изучены возможности применения генерации второй гармоники, как частного случая нелинейной явления второго порядка. Однако благодаря возможности варьирования большего количества параметров явление генерации суммарной частоты привлекает интерес авторов [2–5]. Среди доступных для контроля параметров можно указать эллиптичности падающих волн и их поляризации, а также направления распространения возбуждающего излучения. В данной работе рассмотрена генерация суммарной частоты в поверхностном слое вытянутой сфероидальной диэлектрической частицы малого размера для случая, когда слой не обладает киральными свойствами. Изучение таких частиц актуально в силу того, что изготовление идеально сферических частиц является технически сложной задачей, особенно когда частицы имеют малый размер. Более того, биологические объекты, доступные для изучения с помощью нелинейной генерации, зачастую имеют форму, отличную от сферической.

Постановка задачи. Пусть диэлектрическая сфероидальная частица расположена таким образом, чтобы её ось симметрии совпадала с осью Oz декартовой системы

координат, а геометрический центр частицы совпадал с началом координат. Линейные размеры частицы зададим символами a_z (длина полуоси частицы вдоль оси Oz) и a_x (длина полуоси частицы перпендикулярно оси Oz). Схема задачи изображена на рисунке 1.

Генерация второй гармоники в рассматриваемой задаче происходит в тонком оптически нелинейном поверхностном слое диэлектрической частицы. Толщину слоя обозначим d_0 ($d_0 \ll a_x, d_0 \ll a_z$). Математически генерацию излучения можно описать с помощью вектора $\mathbf{P}^{(2)}$ – нелинейной части вектора поляризации. Компоненты вектора $\mathbf{P}^{(2)}$ можно найти по следующей формуле (подразумевается правило суммирования по повторяющимся индексам):

$$P_i^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2)} E_j^{(1)} E_k^{(2)}, \quad (1)$$

где $E_j^{(1)}, E_k^{(2)}$ – компоненты векторов напряжённости электрического поля первой и второй волны соответственно;

$\chi_{ijk}^{(2)}$ – тензор нелинейной диэлектрической восприимчивости второго порядка, являющийся тензором третьего ранга. Для некирального поверхностного слоя его можно описать выражением

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_1^{(2)} n_i n_j n_k + \chi_2^{(2)} n_i \delta_{jk} + \chi_3^{(2)} n_j \delta_{ki} + \chi_4^{(2)} n_k \delta_{ij}, \quad (2)$$

где $\chi_{1-4}^{(2)}$ – независимые компоненты тензора нелинейной диэлектрической восприимчивости;

n_i, n_j, n_k – компоненты единичного вектора нормали к поверхности;

$\delta_{jk}, \delta_{jk}, \delta_{ij}$ – дельта-символы Кронекера. Здесь и далее нижние индексы i, j, k могут принимать значения x, y или z .

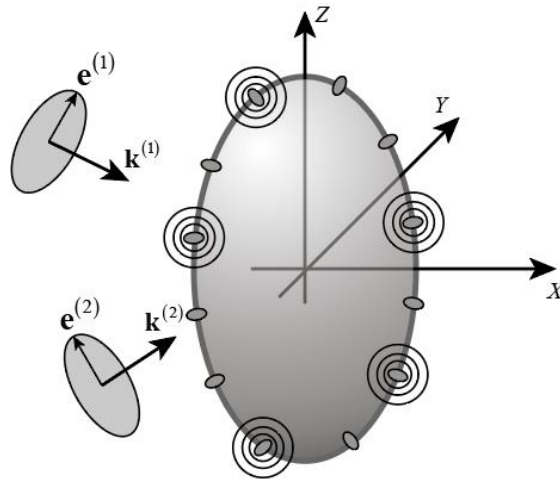


Рисунок 1 – Схема задачи о генерации суммарной частоты в поверхностном слое диэлектрической частицы

Требуется найти распределение поля суммарной частоты в дальней зоне, генерируемого поверхностным слоем сфероидальной частицы.

Решение. Зададим выражения для векторов электрической напряжённости возбуждающего излучения в точке, характеризуемой радиус-вектором $\mathbf{x}$, в следующем виде:

$$\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{x}) = E_1 \mathbf{e}^{(1)} \exp(i\mathbf{k}^{(1)}\mathbf{x} - i\omega_1 t), \quad (3)$$

$$\mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{x}) = E_2 \mathbf{e}^{(2)} \exp(i\mathbf{k}^{(2)}\mathbf{x} - i\omega_2 t),$$

где комплексные амплитуды первой и второй электромагнитной волны заданы величинами E_1 и E_2 соответственно, а векторы поляризации $\mathbf{e}^{(1)}$ и $\mathbf{e}^{(2)}$ характеризуют эллиптичность и ориентацию эллипса поляризации соответствующих волн. Временная зависимость вида $\exp(-i\omega t)$ в дальнейшем будет опускаться.

Напряжённость электрического поля излучения суммарной частоты является результатом интерференции электромагнитных волн, генерируемых в каждом элементарном участке поверхностного слоя частицы, и может быть найдена посредством интегрирования, как в работах [3, 4, 6]:

$$E_i^{(12)}(\mathbf{x}) = \mu_{12} \frac{(\omega_{12})^2}{c^2} \frac{\exp(ik_{12}r)}{r} d_0 (\delta_{im} - e_{r,i} e_{r,m}) \times e_j^{(1)} e_k^{(2)} \int_S \exp(i\mathbf{x}'\mathbf{q}(\mathbf{x})) \chi_{mjk}^{(2)}(\mathbf{x}') dS_{\mathbf{x}'}, \quad (4)$$

где интегрирование производится по поверхности S сфероидальной частицы, величины ω_{12} и k_{12} – циклическая частота и модуль волнового вектора генерируемых волн соответственно;

r – расстояние от центра частицы до точки наблюдения;

$\mathbf{x}'$ – радиус-вектор элементарного участка поверхности сфероида;

$\mathbf{q}(\mathbf{x})$ – вектор рассеяния, вычисляемый по формуле

$$\mathbf{q}(\mathbf{x}) = \mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{k}^{(2)} - \mathbf{k}^{(12)}. \quad (5)$$

Выполняя замену в (4), получим выражение для компонент вектора напряжённости электрического поля суммарной частоты:

$$E_i^{(12)}(\mathbf{x}) = \mu_{12} \frac{(\omega_{12})^2}{c^2} \frac{\exp(ik_{12}r)}{r} d_0 a_x^2 (\delta_{im} - e_{r,i} e_{r,m}) e_j^{(1)} e_k^{(2)} X_{mjk}^{(12)}(\mathbf{x}), \quad (6)$$

где $X_{mjk}^{(12)}(\mathbf{x})$ – тензор эффективной восприимчивости, выражение для которого может быть записано в следующем виде:

$$X_{mjk}^{(2\omega)}(\mathbf{x}) = \chi_1^{(2)} I(n_m n_j n_k | \mathbf{x}) + \chi_2^{(2)} I(n_m | \mathbf{x}) \delta_{jk} + \chi_3^{(2)} I(n_j | \mathbf{x}) \delta_{km} + \chi_4^{(2)} I(n_k | \mathbf{x}) \delta_{mj}. \quad (7)$$

Здесь значения функции $I(n_m | \mathbf{x})$ и $I(n_m n_j n_k | \mathbf{x})$ могут быть вычислены посредством интегрирования:

$$I(n_m | \mathbf{x}) = \frac{1}{a_x^2} \int_S \exp(i\mathbf{x}'\mathbf{q}(\mathbf{x})) n_m(\mathbf{x}') dS_{\mathbf{x}'}, \quad (8)$$

$$I(n_m n_j n_k | \mathbf{x}) = \frac{1}{a_x^2} \int_S \exp(i\mathbf{x}'\mathbf{q}(\mathbf{x})) n_m(\mathbf{x}') n_j(\mathbf{x}') n_k(\mathbf{x}') dS_{\mathbf{x}'}.$$

Явный вид интегралов в (8) может быть представлен следующим образом:

$$\begin{aligned}
 I(n_x) &= \rho M_{0,1,0}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) v_x, \\
 I(n_y) &= \rho M_{0,1,0}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) v_y, \quad I(n_z) = M_{0,0,1}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho), \\
 I(n_z n_x n_x) &= \rho M_{0,1,2}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) v_x, \\
 I(n_z n_z n_y) &= \rho M_{0,1,2}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) v_y, \quad I(n_z n_z n_z) = M_{0,0,3}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho), \\
 I(n_z n_x n_x) &= \rho^2 [M_{0,2,1}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) v_x v_x + M_{2,0,1}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) (1 - v_x v_x)], \\
 I(n_z n_x n_y) &= \rho^2 (M_{0,2,1}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) - M_{2,0,1}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho)) v_x v_y, \\
 I(n_z n_y n_y) &= \rho^2 [M_{0,2,1}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) v_y v_y + M_{2,0,1}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) (1 - v_y v_y)], \\
 I(n_x n_x n_x) &= \rho^3 v_x [M_{0,3,0}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) v_x v_x + 3M_{2,1,0}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) (1 - v_x v_x)], \\
 I(n_x n_x n_y) &= \rho^3 v_y [M_{0,3,0}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) v_x v_x + M_{2,1,0}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) (1 - 3v_x v_x)], \\
 I(n_x n_y n_y) &= \rho^3 v_x [M_{0,3,0}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) v_y v_y + M_{2,1,0}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) (1 - 3v_y v_y)], \\
 I(n_y n_y n_y) &= \rho^3 v_y [M_{0,3,0}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) v_y v_y + 3M_{2,1,0}(q_{\perp} a_x, q_z a_z, \rho) (1 - v_y v_y)].
 \end{aligned} \tag{9}$$

где $\rho = a_z / a_x$;

$q_{\perp}$ – составляющая вектора рассеяния, перпендикулярная оси частицы;

v_x, v_y – компоненты единичного вектора вдоль $q_{\perp}$. Здесь для записи выражений используется вспомогательная функция M , которая для вытянутого эллипсоида имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 M_{s,\epsilon,q}(z_1, z_2, \rho) &= \int_0^{\pi} d\theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' \exp(iz_1 \sin \theta' \cos \varphi') \exp(iz_2 \cos \theta') \times \\
 &\times \sin^{s+\epsilon+1} \theta' \cos^q \theta' \sin^s \varphi' \cos^{\epsilon} \varphi' (\rho^2 \sin^2 \theta' + \cos^2 \theta')^{-(s+\epsilon+q-1)/2}.
 \end{aligned} \tag{11}$$

Она может быть вычислена посредством разложения в ряд.

Заключение. В полученном аналитическом решении задачи о генерации суммарной частоты в поверхностном слое диэлектрических частиц в форме вытянутого сфероида результирующие формулы представлены в компонентной форме с использованием бесконечных рядов. Также найдена область применимости результирующих формул, которая ранее

отсутствовала в работе [7]. Подобный подход к описанию нелинейной оптической генерации в диэлектрических частицах может найти применение также при описании генерации суммарной частоты в поверхностном слое частиц в форме сплюснутого эллипсоида вращения, а также в случае, если поверхностный слой обладает киральными свойствами.

Литература

1. Second Harmonic Studies of Ions Crossing Liposome Membranes in Real Time / J. Liu [et al.] // J. Phys. Chem. B. – 2008. – Vol. 112, № 48. – P. 15263–15266.
2. Size Dependence of Second-Harmonic Generation at the Surface of Microspheres / S. Viarbitskaya [et al.] // Phys. Rev. A. – 2010. – Vol. 81, № 5. – P. 053850.
3. Шамына, А. А. Генерация суммарной частоты от тонкого цилиндрического слоя / А. А. Шамына, В. Н. Капшай // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т. 124, № 1. – С. 105–121.
4. Капшай, В. Н. Генерация суммарной частоты от тонкого сферического слоя. I. Аналитическое решение / В. Н. Капшай, А. А. Шамына // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т. 124, № 6. – С. 795–803.
5. Шамына, А. А. Генерация суммарной частоты от тонкого сферического слоя. II. Анализ решения / А. А. Шамына, В. Н. Капшай // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т. 125, № 1. – С. 71–78.

А. И. Кравченко, Т. Н. Савкова

Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
г. Гомель, Республика Беларусь

ОЧКИ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ЗРИТЕЛЬНЫХ ОРГАНОВ ЧЕЛОВЕКА ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ СИНЕ-ГОЛУБОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА

Введение. Современные источники света и светодиодные экраны ряда электронных устройств интенсивно излучают фиолетово-сине-голубой свет (до 45 % в составе излучения). Эволюционно наши глаза не адаптированы к избытку излучения в коротковолновом видимом диапазоне и практически не имеют природной защиты от него. Сине-голубой свет препятствует выработке мелатонина-гормона, который регулирует наш сон. Таким образом, увеличение времени, проведенное перед экраном электронных устройств, и сокращение времени отдыха вносит дисбаланс в привычную жизнь, нарушая суточный режим сна и бодрствования (циркадный ритм). Больше всего от синего цвета страдают дети и пациенты с искусственным хрусталиком вследствие того, что среды их глаз наиболее прозрачны [1, 2]. Как все мы знаем, глаза ребенка проходят критический период роста и развития.

Современная медицина доказала, что сине-голубой свет между 400–520 нм наиболее вреден для глаз, легко вызывает сухость глаз, неприятные ощущения, боль, ухудшение зрения, темные круги и мешки под глазами, разрушает сетчатку глазных яблок, генерирует свободные радикалы, приводит к катаракте и другим заболеваниям глаз. Обычные солнцезащитные очки или так называемые очки ночного видения способны несколько ослабить блики, но не в состоянии нейтрализовать вред сине-голубого света, при этом затемняя все поле зрения, и долгое ношение их ещё больше усиливает усталость.

Учитывая все вышеизложенное, возникает вопрос: а есть ли очки, которые могут защитить глаза от вредного воздействия этого излучения; какими оптическими свойствами они должны обладать?

Цель работы: рассмотреть спектры излучения доступных источников света и определить оптические свойства и характеристики стекла для очков, которые бы снизили влияние коротковолнового оптического излучения, блокируя вредный фиолетово-сине-голубой свет источников света, экранов сотовых телефонов, компьютеров и телевизоров.

1. Спектры излучения источников света, экранов сотового телефона и компьютера. Измерения спектров излучения источников света, экранов сотового телефона и компьютера производились на экспериментальной установке, основным элементом которой является монохроматор МДР-6 [3]. В монохроматоре были установлены две дифракционные решётки с 1 200 штрихами на миллиметр, что соответствует диапазону измерения излучения от 400 до 800 нм. Предусмотрен как ручной режим установления длины волны, так и, с помощью шагового двигателя. За выходной щелью монохроматора помещался фотоумножитель ФЭУ-100. Управление установкой осуществлялось с помощью микроконтроллера Arduino Uno R3 и ПК. При создании спектрофотометра был использован ряд блоков спектрометрического комплекса КСВУ-6.

Спектры излучения ряда источников света, экранов сотового телефона и компьютера показаны на рисунках 1–3. Как мы видим, спектры излучения экранов телефона и компьютера (белый экран с текстом) схожи и подобны спектрам излучения белых светодиодных ламп OMRA и SMARTBUY (рисунок 1), простираются от синей до оранжевой области и имеет три ярко выраженных спектральных полосы.

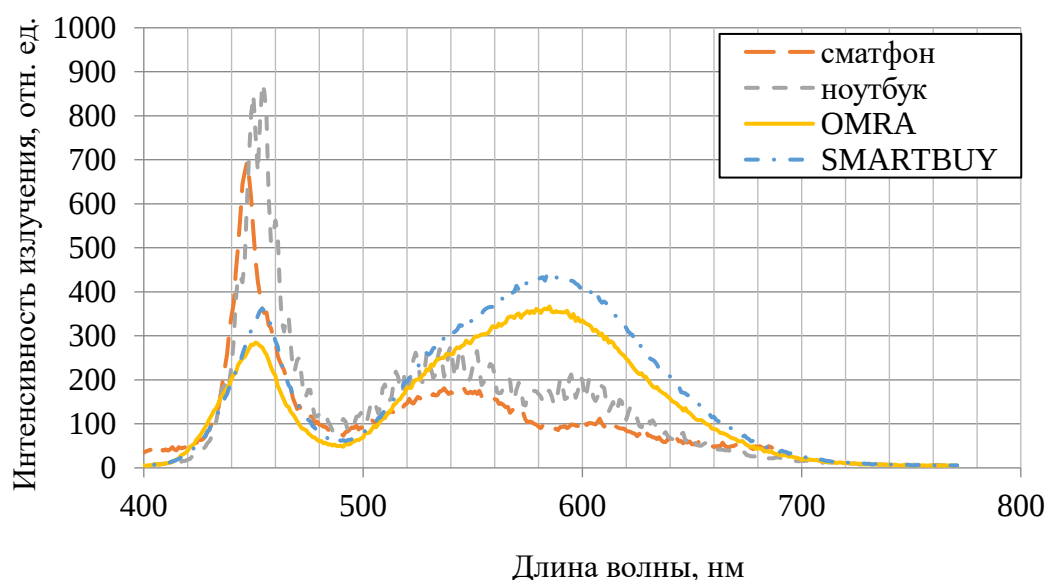


Рисунок 1 – Спектры излучения белых светодиодных ламп OMRA и SMARTBUY, белых экранов с текстом смартфона и компьютера (ноутбука)

В области спектра действия для подавления секреции мелатонина (360–560 нм) [4] наблюдается наиболее интенсивная синяя полоса излучения с максимумом в интервале 450–460 нм.

Из рисунка 2, на котором приведен спектр излучения трубчатой люминесцентной лампы (установлена над установкой и других помещениях университета), видно, что излучение происходит в интервале 380–780 нм (фиолетово-сине-голубой, красный диапазон волн), тоже можно сказать и о спектрах других ламп, приведенных на этом рисунке. Коэффициент пульсаций спектра люминесцентной лампы порядка 40 %, а лампы накаливания в пределах 16–20 %, что значительно превышает установленные нормы. Кроме того, в спектре люминесцентной лампы наблюдаются интенсивные ртутные линии.

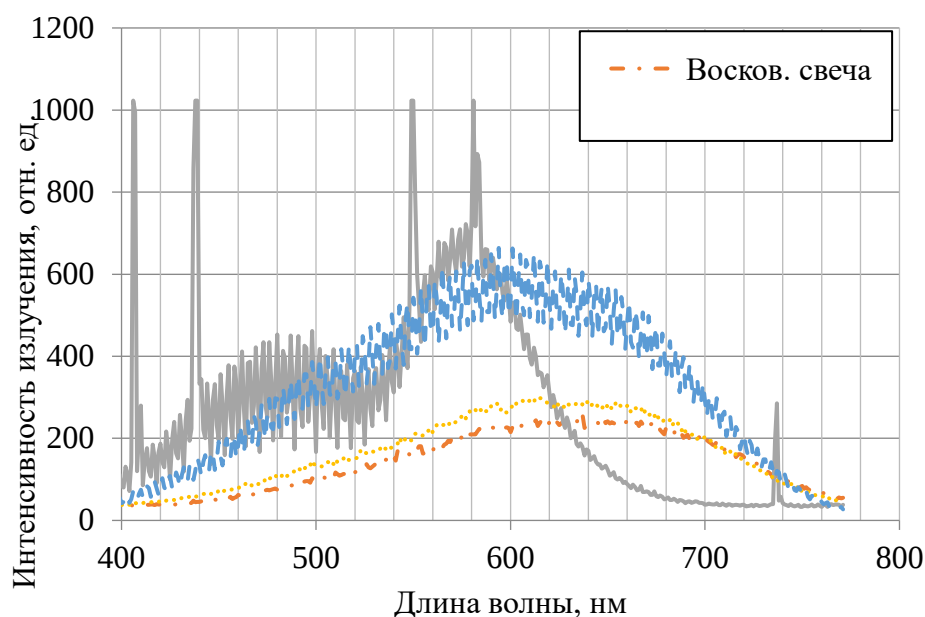


Рисунок 2 – Спектры излучения лампы накаливания, трубчатой люминесцентной лампы, восковой и парафиновой свечей

Как нами установлено, из всех исследованных доступных ламп самыми безопасными являются лампа фирмы Ecola жёлтая (шар), золотая свеча, оранжевая, красная (шар) (рисунок 3). Спектры этих ламп имеют мало интенсивный диапазон голубого света. В отличие от ламп Ecola, лампы Ферон имеют пульсации света с коэффициентом, достигающим до 100 %, которые органы зрения не различают, однако, нарушают работу мозга и наносят вред человеку [5].

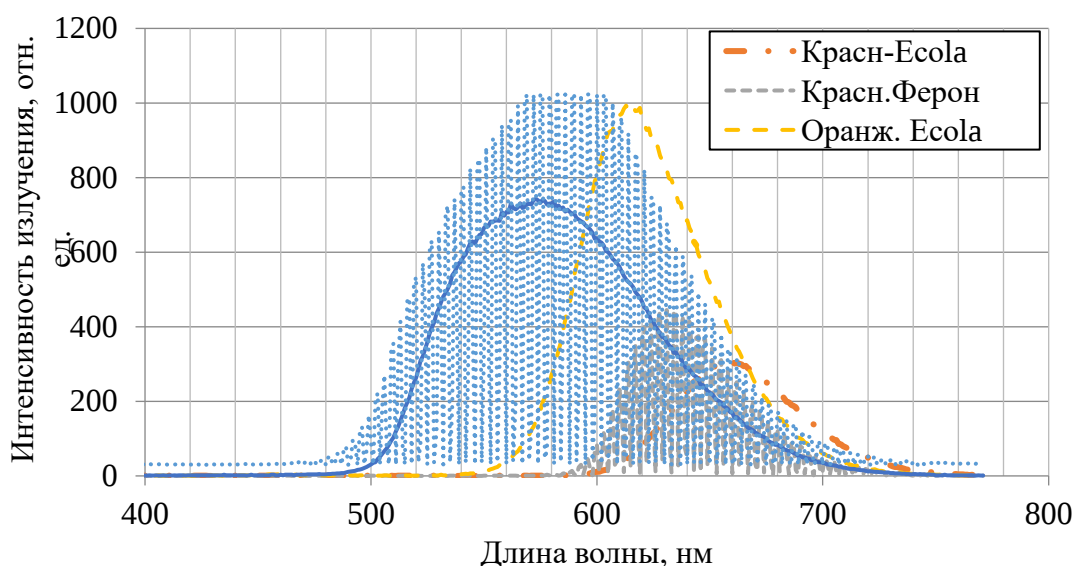


Рисунок 3 – Спектры излучения жёлтой (шар), оранжевой, красной ламп Ecola и жёлтой, красной Ферон

2. Спектры пропускания стёкол очков. Измерения спектров пропускания стёкол производились на спектрофотометре СФ-26. Были измерены спектры пропускания стёкол очков для чтения (РБ), защитных очков от излучения экрана компьютера (РБ), солнцезащитных Permit PT-11 (Тайвань), очков для водителей (рисунок 4) и др.

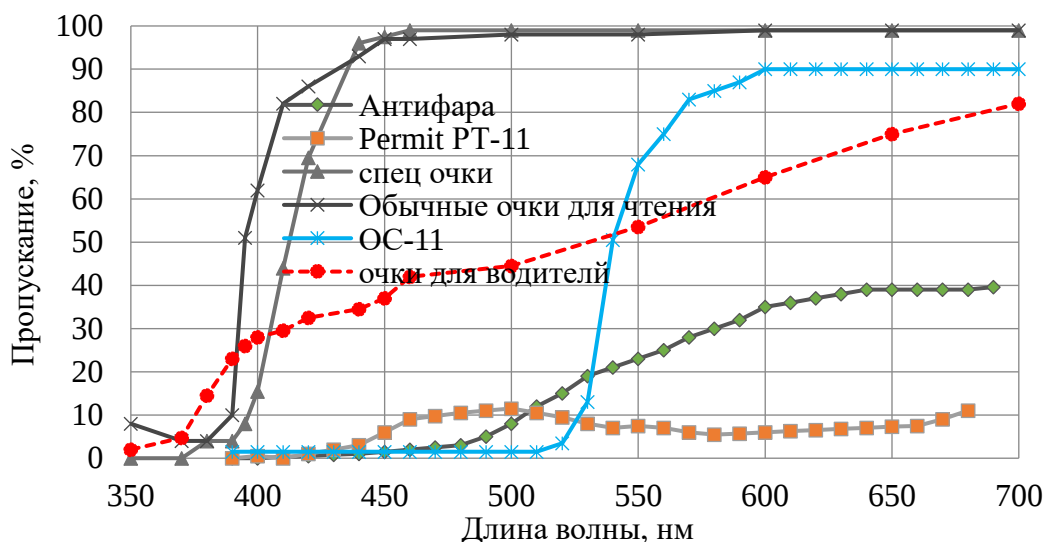


Рисунок 4 – Спектры пропускания стёкол очков обычных для чтения и для защиты от излучения экрана компьютера спец очков, Permit PT-11(Тайвань), очков для водителей, очков «АНТИФАРА» и со стёклами из оптического стекла ОС-11

Как видно, стёкла очков для чтения и защитных от излучения компьютера (спец. очки) отсекают только длинноволновый ультрафиолет, UV390 и UV400 соответственно, а в области спектра действия на подавление секреции мелатонина и далее пропускание почти 90–100 %. Иначе пропускают свет очки производства Тайвань, которые отсекают ультрафиолет, но пропускание в сине-голубой области порядка 8–10 %. Пропускание в зелёной повышается и в оранжевой достигает 10 %. Очки для водителей со светло жёлтыми стеклами не защитят нас от сине-голубого света, так как пропускают 30–40% излучения. В тоже время, как видно из рисунка 4, стёкла очков «АНТИФАРА» пропускают в сине-голубом диапазоне от 2 до 8% излучения. Наиболее для защиты органов зрения подходят очки со стёклами из оптического стекла марки ОС-11 с коротковолновой границей пропускания 535 нм, так принято считать излучение с длиной волны меньше чем 535 нм бесполезным для зрения.

Измерены спектры излучения экранов сотового телефона и компьютера, спектры пропускания стекол ряда очков и образцовых стёкол. Показано, что защитные очки от излучения экрана компьютера производства РБ не защищают органы зрения от сине-голубого излучения в области спектра действия для подавления секреции мелатонина. Установлено, что для защиты от синего и УФ-А излучений могут быть использованы очки с линзами из оптического стекла ОС-11.

Литература

1. Зак, П. П. Потенциальная опасность освещения светодиодами для глаз детей и подростков / П. П. Зак, М. А. Островский // Светотехника. – 2012. – № 3. – С. 4–6.
2. Blue light induced apoptosis in rat retina / Wu. J. [et al.] // Eye. – 1999. – Vol. 13. – P. 577–583.
3. Савкова, Т. Н. Экспериментальная спектроскопическая установка на базе монохроматора МДР-6 / Т. Н. Савкова, А. М. Яцино, А. И. Кравченко // Естественные науки – базис подготовки специалиста для органов и подразделений по ЧС: материалы IIIРесп. науч.-практ. конф., Гомель, 1 апр. 2015 г. / ГИИ МЧС РБ, Гомел. фил. Нац. акад. наук Беларуси; редкол. П. В. Астахов [и др.]. – Гомель, 2015. – С. 50–56.
4. Бижек, Г. Спектры излучения светодиодов и спектр действия для подавления секреции мелатонина / Г. Бижек, М. Кобав // Светотехника. – 2012. – № 3. – С. 11–16.

Г. В. Кулак, В. Н. Навныко, Л. А. Тозик

Мозырский государственный педагогический университет имени И. П. Шамякина,
г. Мозырь, Республика Беларусь

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН В ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Si/SiO₂

Введение. Наличие в веществе периодической структуры фотонного кристалла (ФК), имеющей период, близкий к длине электромагнитной волны, приводит к формированию в системе разрешенных для распространения световых волн зон и запрещенных фотонных зон [1]. На основе одномерных фотонных кристаллов [2] были созданы новые оптические устройства: высокодобротные резонаторы, спектральные фильтры, селективные зеркала, нелинейные оптические элементы. На рисунке 1 представлен двумерный фотонный кристалл с квадратной решеткой [3]. Такие кристаллы представляют наибольший интерес для акустооптики [4].

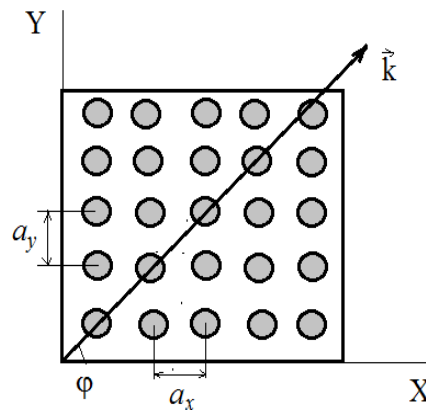


Рисунок 1 – Схема распространения света в двумерном ФК
(ФК – кристалл, φ – угол вдоль волнового вектора световой волны относительно оси X;
 a_x, a_y – постоянные решетки вдоль осей X, Y соответственно)

Теоретические результаты и обсуждение. Из уравнений Максвелла и материальных уравнений для ФК следует волновое уравнение для напряженности магнитного поля $\vec{H} \sim \exp(-i\omega t)$ [2, 3]:

$$\text{rot}(\hat{\epsilon}^{-1}(\vec{r}, t) \text{rot} \vec{H}(\vec{r}, t)) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial^2 t}, \quad (1)$$

где

$$\hat{\epsilon}^{-1}(\vec{r}, t) = \hat{\epsilon}^{-1}(\vec{r}), \quad (2)$$

причем $\hat{\epsilon}^{-1}(\vec{r})$ – обратный тензор диэлектрической проницаемости ФК. Решение уравнения (1) ищем в виде суммы волн Блоха с различными векторами обратной решетки

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{G}} \vec{M}(\vec{G}) e^{i[(\vec{k} + \vec{G})\vec{r} - i\omega t]}, \quad (3)$$

где $\vec{M}(\vec{G})$ – амплитуды спектральных составляющих блоховских волн ФК. Полагают, что вектор обратной решетки ФК имеет вид:

$$\vec{G} = m_x \vec{b}_x + m_y \vec{b}_y \quad (m_{x,y} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

где $\vec{b}_x = (2\pi/a_x)\vec{e}_x$, $\vec{b}_y = (2\pi/a_y)\vec{e}_y$, причем $a_{x,y}$ – период решетки вдоль осей X,Y соответственно, $\vec{e}_{x,y}$ – единичные векторы вдоль осей X,Y.

Тензор диэлектрической непроницаемости ФК имеет вид [3]:

$$\varepsilon_{kl}^{-1}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \zeta_{kl}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}}, \quad \zeta_{kl}(\vec{G}) = \frac{1}{S} \int_S \varepsilon_{kl}^{-1} e^{i\vec{G}\vec{r}} d^2\vec{r}, \quad (4)$$

причем S – площадь элементарной ячейки ФК; $k, l = 1 / 3$. Полагаем в дальнейшем, что для трехмерного ФК тензор ζ_{kl} является 3×3 -матрицей. Подставив выражения (3) – (4) в (1), получим следующее векторно-тензорное равенство:

$$\sum_{\vec{G}'} \left[(\vec{k} + \vec{G}'), \hat{\zeta}(\vec{G}') \left[(\vec{k} + \vec{G}'), \vec{M} \right] \right] e^{i(\vec{k} + \vec{G}')\vec{r}} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{M}(\vec{G}) e^{i(\vec{k} + \vec{G})\vec{r}}. \quad (5)$$

Уравнение (6) является основным для расчета дисперсионного уравнения $\omega = \omega(k)$ и компонент вектора $\vec{M} = (M_x, M_y, M_z)^\tau$, где τ – операция транспонирования.

Фотонный кристалл на рисунке 1 представляет собой совокупность круглых цилиндрических волокон из кварца (SiO_2), расположенных параллельно в матрице другого материала – кремния (Si). Волокна образуют квадратную решетку со сторонами a_x, a_y вдоль осей X,Y соответственно, помещенные в матрицу из диэлектрика. Векторы трансляции в (6) $\vec{G}' = m'_x \vec{b}_x + m'_y \vec{b}_y$, где $m'_x, m'_y = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Тензор диэлектрической непроницаемости ФК запишем в виде:

$$\hat{\zeta} = \begin{pmatrix} \zeta_{11} & \zeta_{12} & 0 \\ \zeta_{12} & \zeta_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \zeta_{33} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Подставив выражение (6) в (5) получим систему линейных однородных алгебраических уравнений относительно амплитуд блоховских волн ФК M_x, M_y, M_z вида:

$$\begin{aligned} \sum_{\vec{G}} \left[(k_x + b_x m'_x)(k_y + b_y m'_y) \zeta_{33} \right] M_x + \left[k_0^2 - \sum_{\vec{G}} (k_x + b_x m'_x)(k_x + b_x m'_x) \zeta_{33} \right] M_y &= 0, \\ \sum_{\vec{G}} \left[(k_y + b_y m'_y)(k_y + b_y m'_y) \zeta_{33} + k_0^2 \right] M_x - \left[(k_y + b_y m'_y)(k_x + b_x m'_x) \zeta_{33} \right] M_y &= 0, \\ \left\{ \sum_{\vec{G}} \left[(k_x + b_x m'_x)(k_y + b_y m'_y) \zeta_{12} - (k_x + b_x m'_x)(k_x + b_x n'_x) \zeta_{22} - \right. \right. \\ \left. \left. - (k_y + b_y m'_y)(k_y + b_y m'_y) \zeta_{11} - (k_y + b_y m'_y)(k_x + b_x m'_x) \zeta_{12} \right] - k_0^2 \right\} M_z &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где $k_0 = \omega / c$, $k_x = k \cos \phi$, $k_y = k \sin \phi$. При этом определитель первых двух уравнений равен нулю и квадрат коэффициента при M_z третьего уравнения равен нулю. Дисперсионное уравнение для волны s-поляризации имеет вид:

$$\sum_G \left[(k_x + b_x m_x)(k_y + b_y m_y) \zeta_{12} - (k_x + b_x m_x)(k_x + b_x m_x) \zeta_{22} - \right. \\ \left. - (k_y + b_y m_y)(k_y + b_y m_y) \zeta_{11} + (k_y + b_y m_y)(k_x + b_x m_x) \zeta_{12} \right]^2 = k_0^4, \quad (8)$$

p-поляризации:

$$\sum_G \left[(k_x + b_x m_x)(k_y + b_y m_y)(k_y + b_y m_y)(k_x + b_x m_x) \zeta_{33} \right] + \\ + \sum_G \left[k_0^2 - (k_x + b_x m_x)(k_x + b_x m_x) \zeta_{33} \right] \cdot \left[(k_y + b_y m_y)(k_y + b_y m_y) \zeta_{33} - k_0^2 \right] = 0, \quad (9)$$

Решения уравнений (8), (9) позволяет получить зависимости волнового вектора световой волны $\vec{k}$ от частоты ω для любого угла распространения ϕ в фотонном кристалле по отношению к граням элементарной ячейки. Здесь для первой зоны Бриллюэна следует положить $|m_{x,y}| = 0 / 1$ и для второй зоны Бриллюэна – $|m_{x,y}| = 0 / 2$.

Напряженность светового поля

$$\vec{H}(x, y) = \vec{U}(x, y) \exp[i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)],$$

где $\vec{U}(x, y)$ – вектор-функция Блоха двумерного ФК.

Вектор Пойтинга волны Блоха находим из соотношения:

$$\vec{S} = \hat{k} |\vec{U}|^2 / 2\bar{n}c,$$

где $\hat{k}$ – единичный вектор в направлении распространения световой волны;

$\bar{n}$ – средний показатель преломления ФК. Положив $M_x = 1$, получим функции Блоха для s-поляризованных волн:

для первой зоны Бриллюэна

$$\vec{U}(x, y) = \left\{ \vec{e}_x + \vec{e}_y M_y \cos \left[2\pi \left(\frac{x}{a_x} + \frac{y}{a_y} \right) \right] \right\}, \quad (10a)$$

для второй зоны Бриллюэна

$$\vec{U}(x, y) = \left\{ \vec{e}_x + \vec{e}_y M_y \cos \left[2\pi \left(\frac{x}{a_x} + \frac{y}{a_y} \right) \right] + \vec{e}_y M_y \cos \left[4\pi \left(\frac{x}{a_x} + \frac{y}{a_y} \right) \right] \right\}, \quad (10б)$$

где

$$M_y = - \frac{\sum_G [(k_x + b_x m_x)(k_y + b_y m_y) \zeta_{33}]}{\sum_G [k_0^2 - (k_x + b_x m_x)(k_x + b_x m_x) \zeta_{33}]}.$$

При расчетах компонент тензора непроницаемости ФК следует учитывать, что коэффициент заполнения $f = S_1 / S$, где S – площадь элементарной ячейки ФК, S_1 – площадь, занимаемая включением в элементарной ячейке [3]. В случае р-поляризованной волны в выражениях (10) следует положить $M_y=1$.

На рисунке 2 представлена зависимость квадрата функции Блоха $|\vec{U}_n(x_n, y_n)|^2$ для двумерного ФК и s-поляризованной волны от нормированной координаты $x_n = x/a_x$ и $y_n = y/a_y$.

Из рисунка 2 следует, что функция Блоха имеет осциллирующий характер, достигая максимального значения на границах зоны Бриллюэна. При этом максимум квадрата амплитуды функции Блоха для р-поляризованной волны в 2,5 раза меньше, чем для s-поляризованной волны.

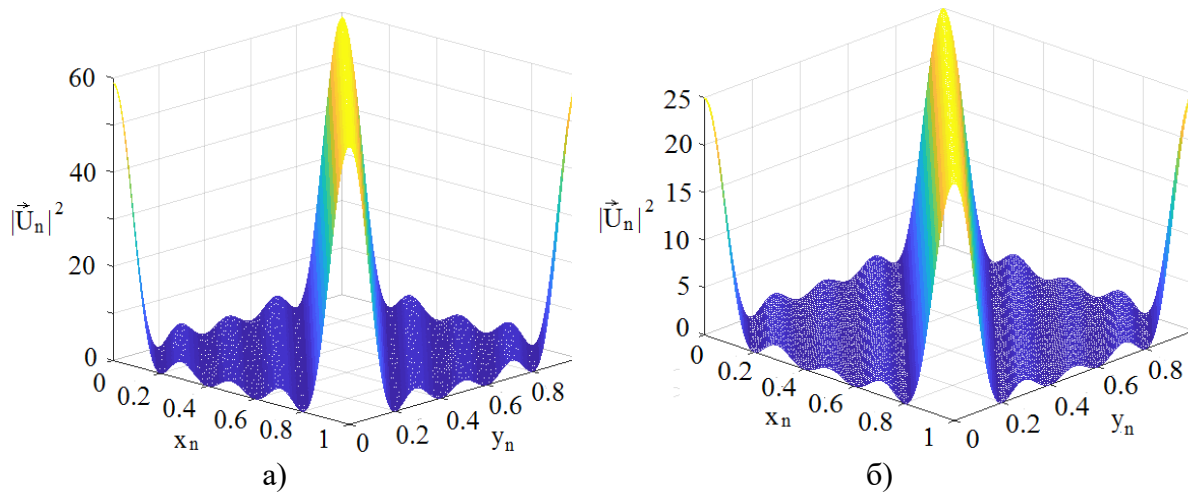


Рисунок 2 – Зависимость квадрата нормированной функции Блоха $|\vec{U}_n(x_n, y_n)|^2$ от нормированной координаты x_n и y_n (фотонный кристалл Si/SiO₂, $a_x = a_y = 120$ нм, $\lambda = 1,5$ мкм, $\varphi = 1^\circ$, $k_n = 2$; s-поляризация (а), р-поляризация (б))

Закключение. Рассмотрена теоретическая модель распространения световых волн в двумерных фотонно-кристаллических структурах типа Si/SiO₂. Получены аналитические выражения для дисперсионных зависимостей и блоховских s- и р-поляризованных волн кристалла. Показано, что плотность потока световой мощности для s-поляризованной волны в 2,5 раза больше, чем для р-поляризованной волны.

Литература

1. Горелик, В. С. Оптика глобулярных фотонных кристаллов / В. С. Горелик // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 5. – С. 409–432.
2. Нурлигареев, Д. Х. Распространение света в одномерном фотонном кристалле: анализ методом функций Флоке-Блоха / Д. Х. Нурлигареев, В. А. Сычугов // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 5. – С. 452–461.
3. Plihal, M. Two-dimensional photonic band structures / M. Plihal, A. Shambrook, A. A. Maradudin // Optics Communications. – 1991. – Vol. 80, № 3, 4. – P. 199–204.
4. Пятакова, З. А. Акустооптическая эффективность двумерных фотонных кристаллов / З. А. Пятакова, Г. В. Белокопытов // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 37, вып. 1. – С. 3–10.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Показано [1, 2], что в двумерных фотонных кристаллах (ФК) на основе кремния (Si) и кварца (SiO₂) возможна изотропная (без изменения поляризации дифрагированной волны) брэгговская акустооптическая (АО) дифракция света на ультразвуке.

Предположим, что в ФК вдоль оси Y распространяется продольная или сдвиговая ультразвуковая (УЗ) волна (рисунок 1 (а)). Световая волна, как показано на рисунке 1, распространяется под углом α оси X.

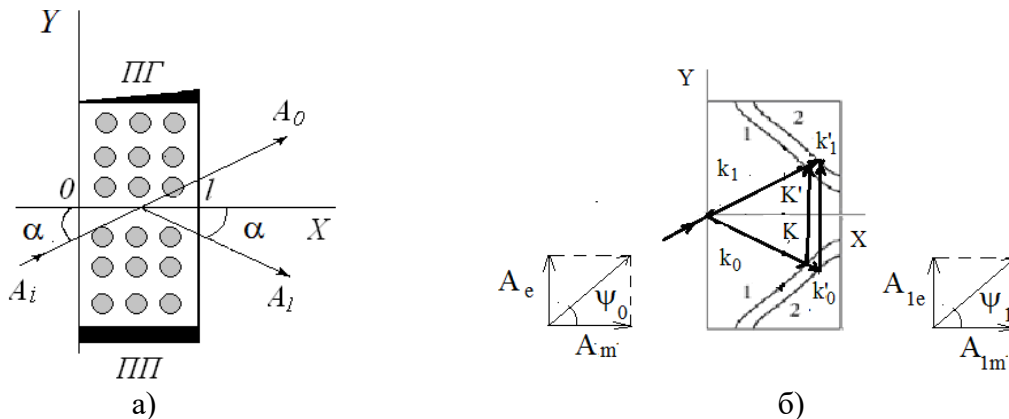


Рисунок 1 – Схема неколлинеарной АО дифракции в ФК на продольной УЗ волне (ПП – пьезопреобразователь, ППГ – поглотитель, ФК – фотонный кристалл, l – длина АО взаимодействия) (а); диаграмма волновых векторов при заданной частоте (f_s) ультразвука и длине волны (λ) света при изотропной дифракции под углом α к фронту УЗ волны (1(2) – дисперсионная кривая ТЕ- (ТМ-) волн ФК) (б)

Предположим, что световая волна с волновым вектором $\vec{k}_0(\vec{k}_0')$ и частотой ω дифрагирует с волновым вектором $\vec{k}_1(\vec{k}_1')$ в ФК на УЗ волне с волновым вектором $\vec{K}(\vec{K}')$ и частотой Ω . Тогда, с учетом ФК, характеризуемого вектором обратной решетки $\vec{G}$, выполняется условие пространственного и временного синхронизма [2]:

$$\vec{k}_0(\vec{k}_0') + \vec{K}(\vec{K}') + \vec{G} = \vec{k}_1(\vec{k}_1') + \Delta\vec{k}, \omega_1 = \omega + \Omega, \quad (1)$$

где $\Delta\vec{k}$ – отстройка фазового синхронизма.

Собственные волны ФК являются неоднородными, а их фурье-спектр содержит множество пространственных гармоник, однако, следуя результатам работ [1, 2], будем, в дальнейшем, ограничиваться двухволновым приближением. На рисунке 1б представлены векторные диаграммы для волн изотропной дифракции при ТЕ-ТЕ-преобразовании и ТМ-ТМ-преобразовании света. Следует отметить, что при брэгговском режиме двухволнового АО взаимодействия толщина кристалла вдоль оси X (длина АО взаимодействия)

$$l \gg 2\pi n v^2 / \lambda \Omega^2,$$

где v – фазовая скорость УЗ волны;

n – средний показатель преломления материала ФК;

λ – длина волны света в вакууме.

Система уравнений связанных волн для комплексных амплитуд нулевого (A_0) и первого (A_1) дифракционного порядка имеет вид:

$$q_{00} \frac{dA_0}{dx} = \delta_{01} A_1 e^{-i\Delta k x}, q_{11} \frac{dA_1}{dx} = \delta_{10} A_0 e^{i\Delta k x}, \quad (2)$$

где $q_{\alpha\beta}, \delta_{\alpha\beta}$ – скалярные коэффициенты; полагаем, что $A_0(x=0) = A, A_1(x=0) = 0$, где A – амплитуда падающей волны. При условии точного брэгговского синхронизма, скалярные коэффициенты системы уравнений (2) находим для ТЕ-ТЕ-преобразования из соотношений:

$$\begin{aligned} q_{00} &= \varsigma_{33}(k_{0y} - k_{0x}), \delta_{01} = -\Delta \varsigma_{33} [(k_{0y} - k_{0x})(k_{1y} - k_{1x})] / 2, \\ q_{11} &= \varsigma_{33}(k_{1y} - k_{1x}), \delta_{10} = \Delta \varsigma_{33} [(k_{0y} - k_{0x})(k_{1y} - k_{1x})] / 2. \end{aligned} \quad (3)$$

В случае ТМ-ТМ-преобразования в (2) полагаем

$$\begin{aligned} q_{00} &= -2\varsigma_{22} k_{0x}, \delta_{01} = k_{1x}(k_{0y} - k_{0x})\Delta \varsigma_{22}, \\ q_{11} &= \varsigma_{22} k_{1x}, \delta_{10} = k_{0x}(k_{1x} - k_{1y})\Delta \varsigma_{22}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь коэффициенты тензора диэлектрической непроницаемости и приращения диэлектрической непроницаемости даются соотношениями [3]:

$$\varsigma_{\alpha\beta}(\vec{G}) = \frac{1}{S} \int_S \epsilon_{\alpha\beta}^{-1}(\vec{r}) e^{-i\vec{G}\vec{r}} d^2\vec{r}, \Delta \varsigma_{\alpha\beta}(\vec{G}) = \frac{1}{S} \int_S \Delta \epsilon_{\alpha\beta}^{-1}(\vec{r}) e^{-i\vec{G}\vec{r}} d^2\vec{r}, \quad (5)$$

причем S – площадь элементарной ячейки двумерного ФК. Здесь, в соответствии с рисунком 1 (б), следует полагать:

$$k_{0x} = k \cos \alpha, k_{1x} = k \cos \alpha, k_{0y} = k \sin \alpha, k_{1y} = k \sin \alpha + K.$$

При ТЕ-ТЕ-преобразовании при дифракции на продольной УЗ-волне в ФК следует полагать:

$$\Delta \varsigma_{33} = [f \pi_{33}^{(1)} + (1-f) \pi_{33}^{(2)}] \tilde{T}_{33}, \Delta \varsigma_{22} = [f \pi_{22}^{(1)} + (1-f) \pi_{22}^{(2)}] \tilde{T}_{22},$$

где $\pi_{33}^{(1,2)}, \pi_{22}^{(1,2)}$ – пьезооптические коэффициенты соответственно включения («1») и матрицы («2») [4]; f – параметр заполнения материала ФК ($0 \leq f \leq 1$) [3];

$\tilde{T}_{33}, \tilde{T}_{22}$ – амплитуда тензора напряжений в поле продольной УЗ-волны. Амплитуды тензора напряжений даются соотношениями:

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{33} &= \left(P_a / \left\{ l h v_g \left[f s_{33}^{(1)} + (1-f) s_{33}^{(2)} \right] \right\} \right), \\ \tilde{T}_{22} &= \left(P_a / \left\{ l h v_g \left[f s_{22}^{(1)} + (1-f) s_{22}^{(2)} \right] \right\} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где P_a – мощность УЗ волны;
 $l(h)$ – длина (ширина) пьезопреобразователя;
 v_g – групповая скорость продольной УЗ волны, $s_{33}^{(1,2)}$;
 $s_{22}^{(1,2)}$ – компоненты тензора упругих податливостей соответственно включения («1») и матрицы («2») [4].

Компоненты обратного тензора диэлектрической непроницаемости находим из соотношения [3]:

$$\zeta_{22} = \zeta_{33} = f / \varepsilon^{(1)} + (1 - f) / \varepsilon^{(2)},$$

где $\varepsilon^{(1)}$ ($\varepsilon^{(2)}$) – диэлектрическая проницаемость включения и матрицы.

Поляризационные и энергетические особенности АО взаимодействия рассмотрим на основе выражения для эффективности дифракции ТЕ-ТЕ и ТМ-ТМ АО преобразований поляризованных волн. Они имеют следующий вид: $\eta_{e,m} = |A_{e,m}(l)|^2 / |A|^2$ и находятся из соотношения:

$$\eta_{e,m} = \frac{q_{e,m}^2 \sin^2 \left(l \sqrt{q_{e,m}^2 + (\Delta k_{e,m} / 2)^2} \right)}{q_{e,m}^2 + (\Delta k_{e,m} / 2)^2}, \quad (7)$$

где $q_{e,m} = 2\pi n^2 \cos(\alpha + \pi / 4) \Delta \zeta_{33(22)} / 2\sqrt{2}\lambda$, $\Delta k_{e,m} = \pi \lambda f_s \Delta f_{e,m} / n v_g^2$, причем $\Delta f_{e,m} = (f_{se,m} - f_{be,m})$ – отстройка частоты ультразвука $f_{se,m}$ от брэгговской ($f_{be,m}$); в случае ТМ-ТМ-преобразования в выражении для $q_{e,m}$ следует выполнить замену: $\Delta \zeta_{33} \rightarrow \Delta \zeta_{22}$.

При произвольном азимуте поляризации падающего света ψ_0 азимут поляризации дифрагированного света находим из соотношения

$$\psi_1 = \arctg \left[(\eta_e / \eta_m)^{1/2} \operatorname{tg} \psi_0 \right]. \quad (8)$$

Эффективность дифракции находим из соотношения

$$\eta = \eta_m \cos^2 \psi_1 + \eta_e \sin^2 \psi_1. \quad (9)$$

Для реализации АО взаимодействия, геометрия которого представлена на рисунке 1 (б), необходимо при точном брэгговском синхронизме для ТЕ-ТЕ-преобразования, учитывать малую отстройку брэгговского синхронизма при ТМ-ТМ преобразовании. При этом следует использовать широкополосный УЗ сигнал, на котором реализуется геометрия АО дифракции, представленная на рисунке 1 (б).

На рисунке 2 представлена зависимость эффективности дифракции η от параметра отстройки частоты ультразвука от брэгговской Δf при различных значениях параметра заполнения ФК f . Расчеты, представленные на рисунке 2 показывают, что наибольшая полоса АО модуляции $\Delta f_{1/2}$ по уровню 3 дБ достигает для ТМ-ТМ-преобразования $\Delta f_{1/2} \approx 4,3$ МГц и для ТЕ-ТЕ-преобразования она составляет $\Delta f_{1/2} \approx 3,1$ МГц.

На рисунке 3 представлена зависимость азимута поляризации дифрагированного света ψ_1 от азимута поляризации падающего ψ_0 при различных значениях параметра заполнения f .

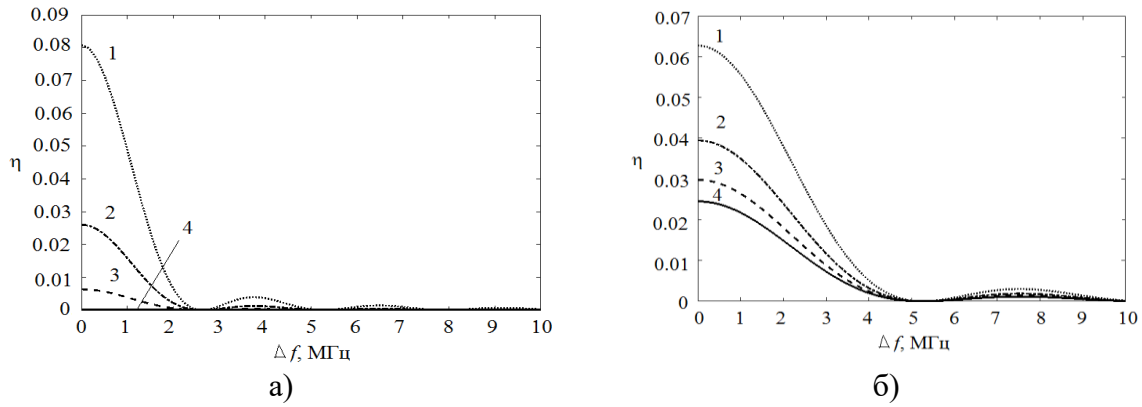


Рисунок 2 – Зависимость эффективности дифракции η от параметра отстройки частоты ультразвука f_s от брэгговской Δf при различных значениях параметра заполнения ФК f : 1-0, 2-0,2, 3-0,5, 4-1 ($n_1 = 1,51, n_2 = 3,43$; $l = 5$ см, $h = 1$ мм, $\lambda = 3$ мкм, $v_g = 7\,600$ м/с, $P_a = 10$ Вт, $f_o = 81$ МГц, $\alpha = 1^\circ$):
(а) ТЕ-ТЕ-преобразование, (б) ТМ-ТМ-преобразование)

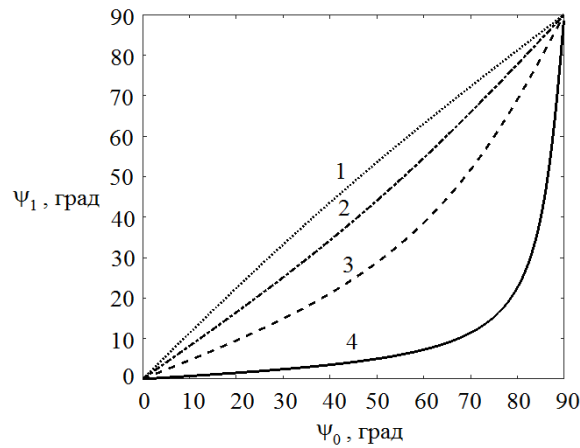


Рисунок 3 – Зависимость азимута поляризации дифрагированного света ψ_1 от азимута поляризации падающего ψ_0 при различных значениях параметра заполнения ФК f : 1-0, 2-0,2, 3-0,5, 4-1 ($n_1 = 1,51, n_2 = 3,43$; $l = 5$ см, $h = 1$ мм, $\lambda = 3$ мкм, $v_g = 7\,600$ м/с, $P_a = 10$ Вт, $f_o = 81$ МГц, $\alpha = 1^\circ$, $\Delta f_e = 0$, $\Delta f_m = 0,02$ МГц)

Из рисунка 3 следует, что для падающего света ТЕ- (ТМ-) поляризации дифрагированный свет остается ТЕ- (ТМ-) поляризованным. Например, при $\psi_0 = 45^\circ$, с увеличением параметра заполнения ($f = 0 \div 1$) азимут поляризации дифрагированного света уменьшается от $\sim 45^\circ$ до 4° .

Таким образом показано, что ширина полосы пропускания АО устройства на ФК Si/SiO₂ по уровню 3дБ для ТМ-ТМ-преобразования волн выше, чем для ТЕ-ТЕ-преобразования. Установлено, что зависимость азимута поляризации дифрагированного света от мощности ультразвука имеет линейный характер и с увеличением параметра заполнения величина азимута уменьшается. Показано, что для падающего света ТЕ- (ТМ-) поляризации дифрагированный свет остается ТЕ- (ТМ-) поляризованным. При промежуточных значениях азимута поляризации падающего света, азимут поляризации дифрагированного света уменьшается при увеличении параметра заполнения ФК.

Литература

1. Пятакова, З. А. Акустооптическое взаимодействие в фотонных кристаллах: частотная зависимость угла Брэгга / З. А. Пятакова, Г. В. Белокопытов // Вестник МГУ. Сер. Физ.-мат. наук. – 2009. – № 3. – С. 46–49.
2. Пятакова, З. А. Акустооптическая эффективность двумерных фотонных кристаллов / З. А. Пятакова, Г. В. Белокопытов // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 37, Вып. 1. – С. 3–10.
3. Plihal, M. Two-dimensional photonic band structures / M. Plihal, A. Shambrook, A. A. Maradudin // Optics Communications. – 1991. – Vol. 80, № 3, 4. – P. 199–204.
4. Акустические кристаллы. Справочник / А. А. Блистанов, В. С. Бондаренко, В. В. Чкалова и др. ; под ред. М. П. Шаскольской. – М. : Наука, 1986. – 629 с.

В. Н. Навныко¹, Д. С. Блоцкая¹, Г. В. Кулак¹, С. М. Шандаров²

¹Мозырский государственный педагогический университет имени И. П. Шамякина,
г. Мозырь, Республика Беларусь,

²Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
г. Томск, Российская Федерация

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ InP СРЕЗА (001)

Введение. Фоторефрактивные кристаллы (ФРК) являются перспективными регистрирующими средами для записи и обработки оптической информации, которые находят свое применение в ряде оптических приложений [1]. Одним из важнейших направлений использования ФРК является создание оптических генераторов на четырехпучковом взаимодействии, которые могут быть использованы для генерации световых пучков с обращенным волновым фронтом. При встречном четырехпучковом взаимодействии в ФРК может формироваться до шести голографических решеток [2]. В работе [3] проведен анализ дифракционных вкладов вторичных голографических решеток (далее – решеток) при формировании обращенного волнового фронта в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO). Показано, что при выборе оптимальных условий эксперимента коэффициент усиления может быть увеличен на 50 %. Выполнение подобного исследования для фоторефрактивных полупроводников класса симметрии $\bar{4}3m$ является перспективным, поскольку такие среды обладают относительно малым временем отклика и допускают работу в инфракрасном диапазоне спектра. Это и является целью настоящего исследования.

Основная часть. Рассмотрим встречное взаимодействие четырех линейно поляризованных световых пучков по схеме, описанной в [3], в фоторефрактивном полупроводнике InP среза (001). Будем полагать, что обращенный волновой фронт формируется в результате самодифракции накачивающих и сигнального пучков на вторичных фазовых решетках. Входные азимуты поляризации пучков при расчетах выбираем таким образом, чтобы при распространении внутри кристалла их векторы напряженности электрического поля оставались параллельными друг другу. В случае такого выбора азимуты поляризаций начальная глубина модуляции интерференционных картин будет оптимальной. Также полагаем, что фазовые решетки в ФРК смещены относительно соответствующих интерференционных картин на четверть периода ($\delta_{\text{fu}} = \pi / 2$). Случай, когда пространственный сдвиг отражательной решетки $3d$ составляет $-\pi/2$, в настоящей работе будет рассмотрен отдельно. Для оценки эффективности обращения волнового фронта используем коэффициент отражения R , который равен отношению $I_4(0) / I_3(0)$, где $I_3(0)$ и $I_4(0)$ – интенсивности сигнального и обращенного пучков.

При расчетах на длине волны $\lambda = 1064 \cdot 10^{-9}$ м брались следующие материальные параметры кристалла InP: показатель преломления невозмущенного кристалла $n_0 = 3,29$; электрооптический коэффициент $r_{41} = 1,45 \cdot 10^{-12}$ м/В; коэффициенты упругости $c_1 = 10,11 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_2 = 5,61 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_3 = 4,56 \cdot 10^{10}$ Н/м²; коэффициенты фотоупругости $p_1 = 0,150$, $p_2 = -0,115$, $p_3 = -0,056$; пьезоэлектрический коэффициент $e_{14} = 0,113$ С/м², коэффициент линейного поглощения $\alpha = 250$ м⁻¹. Остальные численные данные, которые использовались при решении уравнений связанных волн, можно найти в [3].

На рисунке 1 штрихпунктирными линиями представлены огибающие максимальных и минимальных значений коэффициентов отражения, полученных при соответствующем выборе азимутов поляризации световых пучков в зависимости от толщины кристалла d . Для проведения сравнительного анализа на рисунках 1 – 3 сплошной линией представлена зависимость дифракционной эффективности от толщины d , которая рассчитана для отражательной решетки 14.

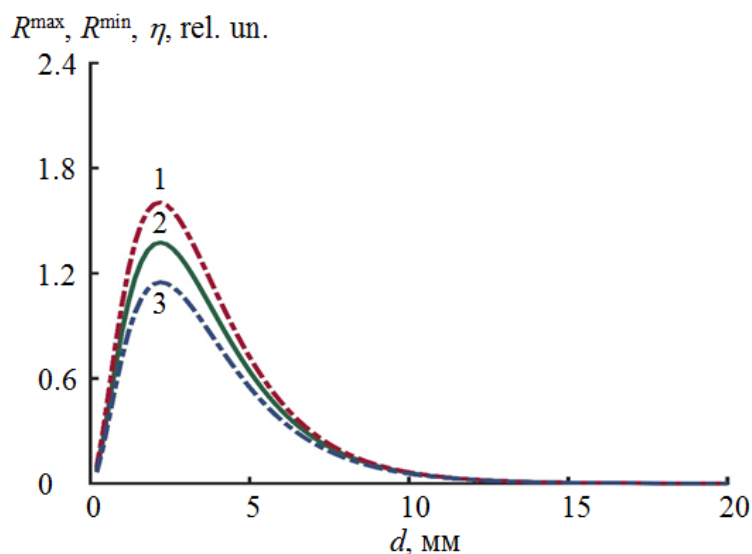


Рисунок 1 – Зависимости коэффициента отражения $R^{\max} \cdot 10^{-4}$, $R^{\min} \cdot 10^{-4}$ (кривые 1 и 3) и дифракционной эффективности $\eta \cdot 10^{-4}$ (кривая 2) от толщины d , рассчитанные для решеток 14 и 24

Как следует из построения, зависимости $R^{\max}(d)$, $R^{\min}(d)$ и $\eta(d)$ имеют по одному максимуму, которые достигаются при приблизительно равных значениях толщины. Следует отметить, что такое значение толщины во многом определяется величиной коэффициента линейного поглощения и для выбранного при расчётах значения α указанные максимумы лежат в окрестности величины ~ 2 мм. При записи решеток 14 и 24 интенсивность обращенного пучка существенно зависит от выбора азимутов поляризации световых пучков. В оптимальном случае, когда дифракционные вклады решеток 14 и 24 суммируются, значение коэффициента отражения при любом значении толщины в интервале $0 < d \leq 20$ мм будет превышать дифракционную эффективность решетки 14. В противоположном случае, когда дифракционные вклады решеток вычитаются, интенсивность обращенного пучка в рассматриваемом интервале значений толщины, будет меньше интенсивности восстановленной волны, возникающей при дифракции накачивающего пучка на решетке 14. Изменение знака пространственного сдвига δ_{hu} ($hu = 14, 24$ и 34 – индексы решеток) не приводит к заметному изменению зависимостей $R^{\max}(d)$ и $R^{\min}(d)$.

На рисунке 2 штриховой и пунктирной линиями отображены зависимости коэффициентов отражения от толщины d , полученные для случая, когда в кристалле записаны решетки 14 и 34.

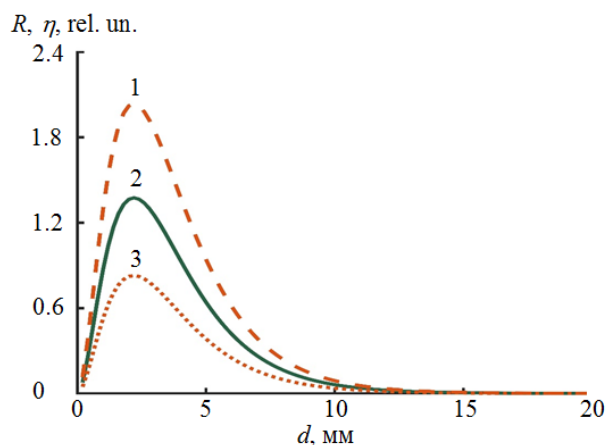


Рисунок 2 – Зависимости коэффициента отражения $R \cdot 10^{-4}$ (кривые 1 и 3) и дифракционной эффективности $\eta \cdot 10^{-4}$ (кривая 2) от толщины d , рассчитанные для решеток 14 и 34: 1 – $\delta_{14} = \delta_{24} = \pi / 2$; 2 – $\delta_{14} = \pi / 2$, $\delta_{34} = -\pi / 2$

При записи решеток 14 и 34 эффективность обращения волнового фронта практически не зависит от значения азимутов поляризации пучков и, как следствие, огибающие максимальных $R^{\max}(d)$ и минимальных $R^{\min}(d)$ коэффициентов отражения вырождаются в график зависимости $R(d)$. В этом случае на интенсивность обращенного пучка существенно влияет пространственный сдвиг δ_{hu} решеток относительно интерференционных картин. Дифракционные вклады решеток 14 и 34 будут когерентно суммироваться в случае, когда пространственные сдвиги решеток будут одинаковы по знаку. В этом случае при любом азимуте поляризации коэффициент отражения будет превышать дифракционную эффективность решетки 14. В противоположном случае, дифракционные вклады решеток 14 и 24 вычитаются, и интенсивность обращенного пучка принимает минимальные значения.

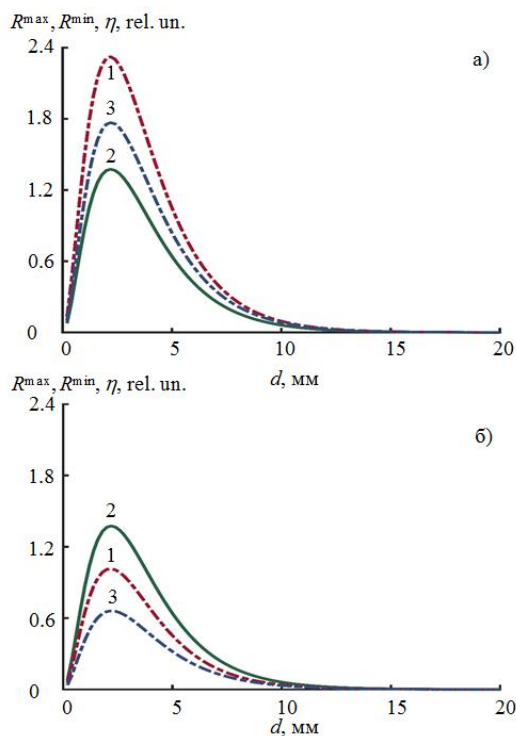


Рисунок 3 – Зависимости коэффициента отражения $R^{\max} \cdot 10^{-4}$, $R^{\min} \cdot 10^{-4}$ (кривые 1 и 3) и дифракционной эффективности $\eta \cdot 10^{-4}$ (кривая 2) от толщины d , рассчитанные для решеток 14, 24, 34: (а) – $\delta_{12} = \delta_{24} = \delta_{34} = \pi / 2$; (б) – $\delta_{12} = \delta_{24} = \pi / 2$, $\delta_{34} = -\pi / 2$

На рисунке 3 представлены зависимости $R^{\max}(d)$, $R^{\min}(d)$ и $\eta(d)$, рассчитанные для случая, когда в кристалле формируются решетки 14, 24 и 34 с различными пространственными сдвигами относительно записывающих интерференционных картин. Как видно из построения, в этом случае коэффициент отражения зависит как от азимутов поляризации пучков, так и от величин сдвигов δ_{hi} . В случае, когда величины сдвигов δ_{hi} решеток равны по величине и имеют одинаковые знаки, коэффициент усиления превышает дифракционную эффективность при любом значении толщины кристалла в интервале $0 < d \leq 20$ мм. За счет оптимального выбора азимутов поляризации пучков можно добиться дополнительного увеличения интенсивности отраженного пучка на 30 %. В случае, когда решетки 14 и 24 имеют противоположные по знаку сдвиги δ_{hi} независимо от выбора азимутов поляризации пучков, коэффициент усиления при четырехпучковом взаимодействии будет меньше дифракционной эффективности отражательной решетки 14.

Заключение. Эффективность дифракции при четырехпучковом взаимодействии на вторичных решетках в кристалле InP среза (001) зависит как от азимутов поляризации пучков, так и от величины их пространственного сдвига относительно записывающих интерференционных картин. За счет выбора оптимальных условий записи интенсивность отраженного пучка может быть увеличена на 30 %.

Литература

1. Петров, В. М. Интерференция и дифракция для интерференционной фотоники / В. М. Петров, А. В. Шамрай. – СПб. : Лань, 2019. – 460 с.
2. Одулов, С. Г. Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смещении / С. Г. Одулов, М. С. Соскин, А. И. Хижняк. – М. : Наука, 1990. – 272 с.
3. Навныко, В. Н. Анализ закономерностей встречного четырехволнового взаимодействия в кубическом фоторефрактивном кристалле среза (001) / В. Н. Навныко // Письма в ЖТФ. – 2023. – Т. 49, вып. 20. – С. 35–38.

Е. С. Петрова, Л. И. Краморева

Гомельский государственный медицинский университет,
г. Гомель, Республика Беларусь

ГЕНЕРАЦИЯ ПСЕВДО–БЕССЕЛЕВА ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО СВЕТОВОГО ПУЧКА

Введение. До недавнего времени широко используемым световым пучком считался гауссов световой пучок, который при своем распространении сохраняет структуру, а дифракционные эффекты сводятся к изменению амплитуды пучка, его ширины и радиуса кривизны волнового фронта. В окрестности перетяжки гауссова пучка волновой фронт поля близок к плоскому, и поэтому описание гауссова пучка можно осуществлять достаточно точно в плосковолновом приближении.

В настоящее время для решения задач оптической диагностики перспективным направлением научных исследований является изучение возможностей внедрения в оптическую схему сканирующих устройств модифицированных световых пучков с улучшенными характеристиками, такими как большая фокальная длина, малые дифракционные потери, высокое латерально-аксиальное разрешение. Этим условиям удовлетворяют бесселевы световые пучки (БСП), формируемые как правило с помощью аксикона (конической линзы). Волновые векторы бесселева светового пучка покрывают коническую поверхность, обуславливая устойчивую интерференционную картину в области фокальной длины пучка [1].

Высокая степень поперечного разрешения, эффект реконструкции при экранировании центральной части пучка являются преимущественными характеристиками применения таких световых полей в качестве зондирующего излучения в оптических сканирующих системах [2, 3].

Результаты и обсуждение. Квазибездифракционные световые пучки, сформированные с использованием дублета аксикон – оптический элемент с сильной сферической абберацией. Ранее нами был предложен новый метод повышения аксиально-латерального разрешения сканирующих оптических систем в условиях светорассеяния и поглощения, основанный на использовании квазибездифракционных световых пучков, сформированных с использованием дублета аксикон – оптический элемент с сильной сферической абберацией в качестве сканирующего излучения [4, 5]. Генерируемые в такой оптической схеме световые пучки характеризовались существенными сглаживаниями осцилляций осевой интенсивности в пределах фокальной длины пучка, а также способностью сохранять свою структуру при прохождении через светорассеивающие среды. Характеристики световых пучков определялись параметрами рефрактивных оптических элементов и, в общем случае, изменялись в довольно широких диапазонах: фокальная длина квазибездифракционного бесселева светового пучка – от нескольких миллиметров до десятков метров, а радиус пучка – от нескольких десятых долей микрон до нескольких миллиметров. Квазибездифракционные бесселевы световые пучки показали значительно меньшее искажение пространственной структуры и наличие спекл-шумов по сравнению с Гауссовыми пучками при зондировании светорассеивающих сред (рисунок 1).

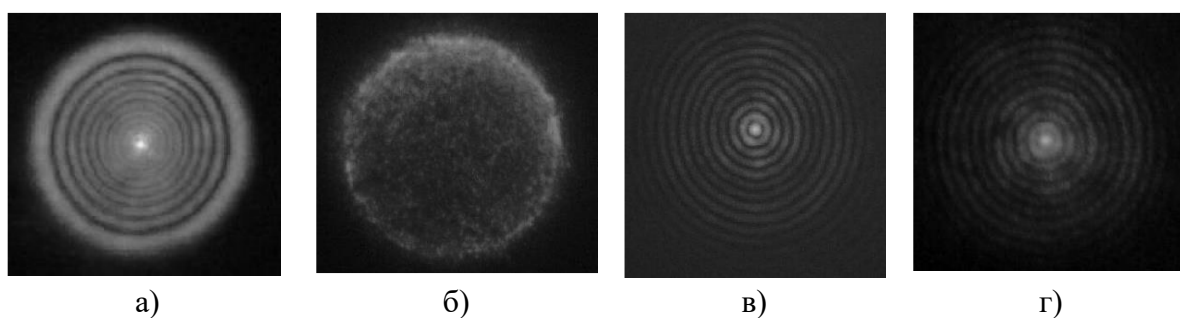


Рисунок 1 – Экспериментальное сравнение распределения интенсивностей пучка Эйри и БСП до (а), (в) и после (б), (г) прохождения светорассеивающей среды (10 % раствор альбумина)

Эллиптические бесселевы световые пучки. Дальнейшее изучение особенностей распространения, а также параметрического и нелинейного преобразования бесселевых световых пучков в анизотропных кристаллах, показало возможность формирования пучков е-типа, волновые векторы спектра пространственных частот которых формируют не круговой, как обычно, а эллиптический конус. Генерация эллиптического БСП второй гармоники была экспериментально реализована в кристалле LiNbO_3 , когда БСП основной частоты распространялся перпендикулярно оптической оси кристалла. Наблюдались как координатные, так и различные векторные взаимодействия, подстройка под синхронизм осуществлялась путем изменения температуры кристалла. Выявлено существенное влияние эллиптичности на поперечный синхронизм [6]. Наличие эллиптичности БСП второй гармоники приводило к уменьшению интеграла перекрытия из-за пространственного рассогласования взаимодействующих полей. При этом влияние эллиптичности возрастало при увеличении угла конусности БСП.

Недостатками рассмотренных выше схем генерации как квазициркулярных, так и эллиптических световых пучков является прежде всего линейность оптической схемы

(в случае применения дублета аксикон – элемент с сильной сферической абберацией), где формирование квазибездифракционных световых полей происходит в проходящем поле. Практический интерес представляет схема генерации конического пучка в отраженном поле с возможностью генерации квазибездифракционного светового пучка эллиптической формы концентрических максимумов.

Генерация псевдо-эллиптического бесселева светового пучка. Схема экспериментальной установки для генерации псевдо-эллиптического бесселева светового пучка представлена на рисунке 2.

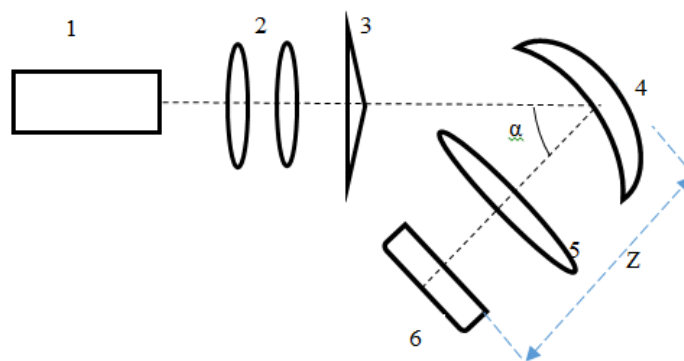


Рисунок 2 – Оптическая схема экспериментальной установки для генерации конического псевдо-эллиптического бесселева светового пучка: 1 – источник когерентного излучения (гелий-неоновый лазер ЛГН-208А с длиной волны 0,63мкм); 2 – коллиматор; 3 – аксикон (показатель преломления аксикона – 1,5, угол при основании $\gamma = 2$ град, диаметр – 2 см); 4 – сферическое вогнутое зеркало с сильной сферической абберацией; 5 – собирающая линза; 6 – регистрирующее устройство

В представленной схеме фокальная длина пучка составляла 25 см. Сферическое вогнутое зеркало с сильной сферической абберацией радиусом кривизны 2 см, фокусным расстоянием 1 см помещали в область фокальной длины бесселева светового пучка. Данный оптический элемент фокусировал бесселевый световой пучок в кольцевое поле, формируя в дальней зоне псевдо-бесселев световой пучок с размерами центрального и кольцевых максимумов, зависящих от продольной координаты. Далее кольцевое поле помещали в фокусе собирающей линзы 5 (диаметр линзы 6 см, фокусное расстояние 60 см) где формировался квазибездифракционный световой пучок с малым углом конусности и поперечной структурой, характерной для БСП. Поперечное распределение интенсивности регистрировалось CCD камерой 6. Изменение угла отражения α при падении бесселева светового пучка на сферическое вогнутое зеркало варьировалось в пределах от 15 до 45 градусов. При этом число колец отраженного светового пучка соответствовало числу колец падающего на оптический элемент бесселева светового пучка. С увеличением угла отражения α более чем на 30 градусов происходило изменение формы центрального и осевых интерференционных максимумов конического светового пучка в отраженном поле от квазициркулярной до эллиптической (рисунок 3). Представленный на рисунке 3 (б) световой пучок, характеризовался параметром эллиптичности $\tau = 0,9$ и генерировался при отражении квазициркулярного бесселева светового пучка с углом конусности 0,09 градусов и числом колец $N = 25$.

Отмечалось уменьшение угла конусности отраженного псевдо бесселева светового пучка с увеличением продольной координаты Z . Кроме того, особенностью данной схемы является то, что в отраженном поле представлены одновременно как квазициркулярный, так и эллиптический бесселевые световые пучки [7].

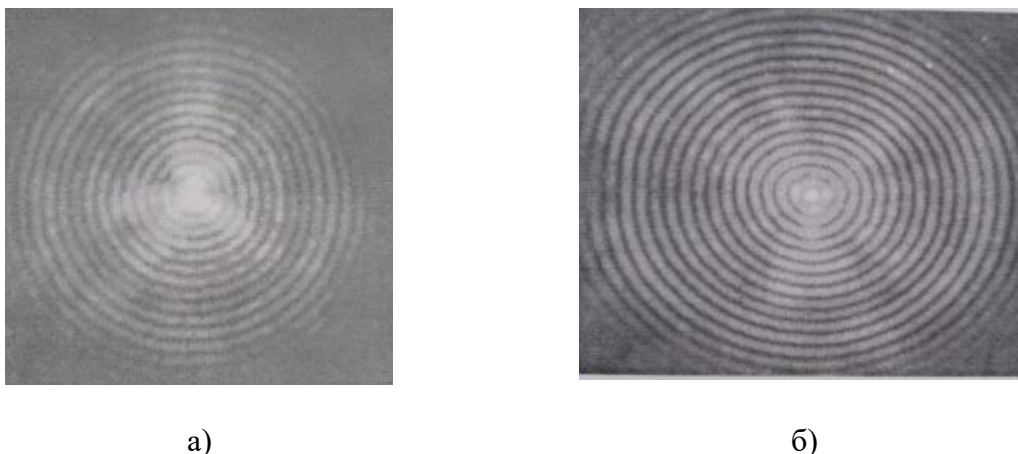


Рисунок 3 – Поперечное распределение интенсивности конического светового пучка в отраженном поле: (а) угол отражения $\alpha = 20$ град, $Z = 25$ см; (б) $\alpha = 30$ град, $Z = 40$ см

Закключение. Таким образом, предлагаемая оптическая схема с использованием дублета аксикон – сферически вогнутый отражающий оптический элемент обеспечивает возможность генерации в отраженном поле как квазициркулярного, так и псевдо-эллиптического бесселевых световых пучков с заданным числом колец и малым параметром конусности с возможностью дальнейшего применения таких пучков в качестве зондирующего излучения в задачах оптической диагностики.

Литература

1. Ding, Z. High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens / Z. Ding, H. Ren, Y. Zhao, [et. al.] // Opt. Letters. – Vol. 27, № 4. – 2002. – P. 243–245.
2. Belyi, V. Influence of scattering media on regular structure and speckle of quasi-nondiffractive Bessel light beams / V. Belyi, N. Kazak, N. Khilo, [et. al.] // IC Speckle06: Proc. of SPIE, edited by P. Slangen, Ch. Cerruti. – Vol. 6341. – 2006. – P. 63412O-1–6341O-6.
3. Петрова, Е. С. Особенности использования квазибездифракционных полей в оптических сканирующих системах / Е. С. Петрова, А. И. Савицкий, М. Ю. Вигурская, Л. И. Краморева // Сб. научных статей по итогам работы Международного научного форума «Наука и инновации – современные концепции» (Москва), 25 сентября 2020. – Москва : Издательство «Инфинити». – ISBN978-5-905695-75-9. – 2020. – С. 185–192.
4. Петрова, Е. С. Формирование псевдо-бесселева эллиптического светового пучка с помощью дублета аксикон-сферическое зеркало / Е. С. Петрова, Л. И. Краморева, М. Ю. Вигурская // «Актуальные исследования и инновации в науке и технике»: Сб. научных статей X Международной научно-практической конференции. – Москва : Международный научно-издательский центр «Твоя наука». – 2023. – С. 7–16.
5. Kramoreva, L. Quasi-nondiffractive beams for OCT-visualization: theoretical and experimental investigation / L. Kramoreva, E. Petrova, J. Razhko // Book Selected topics in OCT, Dr. Gangjun Liu (Ed.), ISBN: 978-953-51-0034-8, InTech. – 2012. – Chapter 5. – P. 83–106.
6. Belyi, V. N. Second harmonic generation with elliptical bessel beams / V. N. Belyi, N. A. Khilo, E. S. Petrova, A. G. Mashchenko, V. E. Leparskii // International Conference on Coherent and Nonlinear Optics 2001. – Proc. SPIE. – 2001. – Vol. 4751. – P. 97–103.
7. Установка для формирования перестраиваемого псевдо-бесселева светового пучка / Л. И. Краморева, В. П. Солдатов, И. Л. Бабков // Патент ВУ 5615 // Афіц. бюл. / Нац. центр. інтелект. уласн. – 2009. – № 5. – С. 200–201.

М. Г. Романович¹, А. В. Новицкий², Д. В. Новицкий¹

¹Институт физики НАН Беларуси,
г. Минск, Республика Беларусь,

²Белорусский государственный университет,
г. Минск, Республика Беларусь

УПРАВЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЕМ ИСКЛЮЧИТЕЛЬНЫХ ТОЧЕК В $\mathcal{PT}$ -СИММЕТРИЧНЫХ ФОТОННЫХ СТРУКТУРАХ С АНИЗОТРОПНЫМ ДЕФЕКТНЫМ СЛОЕМ

Введение. В последние годы некоторые идеи квантовой физики плодотворно применяются к задачам распространения света в сложных структурах. Речь идет об идеях неэрмитовой квантовой механики, рассматривающей системы, которые описываются неэрмитовым оператором Гамильтона. В квантовой механике система с неэрмитовым гамильтонианом может иметь действительные собственные значения, если он $\mathcal{PT}$ -симметричен, т. е. инвариантен относительно зеркального отражения и обращения времени. Простейшим примером оптических $\mathcal{PT}$ -симметричных структур являются многослойники с пространственно сбалансированным распределением сред, поглощающих и усиливающих электромагнитное излучение.

Большой исследовательский интерес прикован к *исключительным точкам* – особенностям специального вида, возникающим в системах, описываемых неэрмитовым гамильтонианом [1]. Исключительная точка разделяет $\mathcal{PT}$ -симметричную фазу и фазу с нарушенной $\mathcal{PT}$ -симметрией. В основном в исследованиях, посвящённых исключительным точкам, рассматриваются многослойные структуры, составленные из изотропных материалов, однако исключительные точки также были описаны для анизотропных микрорезонаторов [2] и волноводов [3]. Было показано, что исключительные точки в $\mathcal{PT}$ -симметричных волноводах поддаются контролю при помощи хиральных материалов [4].

В работе [5] описаны особенности исключительных точек в $\mathcal{PT}$ -симметричных оптических структурах с анизотропным средним слоем. В данной работе изучена возможность управления положением исключительных точек за счёт изменения угла наклона оптической оси анизотропного слоя.

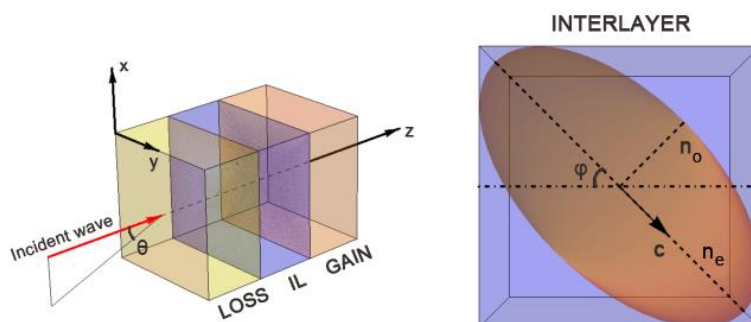


Рисунок 1 – Геометрия $\mathcal{PT}$ -симметричной трёхслойной структуры.

Толщины слоёв одинаковы $d = 2$ мкм

1. Изучаемая структура. В работе исследуется взаимодействие нормально падающего ($\theta = 0^\circ$) оптического излучения с $\mathcal{PT}$ -симметричными трёхслойными структурами (рисунок 1) с анизотропным средним слоем (IL – INTERLAYER), заключённым между изотропными слоями усиливающего (GAIN) и поглощающего (LOSS) материалов. Изотропные слои характеризуются диагональными тензорами диэлектрической $\hat{\epsilon} = \epsilon \hat{1}$ и магнитной $\hat{\mu} = \hat{1}$

проницаемости. Внешние слои характеризуются комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{L/G} = (n \pm i\kappa)^2$, где κ – параметр неэрмитовости (коэффициент поглощения и усиления). В качестве анизотропного среднего слоя используется жидкий кристалл E7 [6], оптические свойства которого определяются показателями преломления для обыкновенной (n_o) и необыкновенной волны (n_e) и единичным вектором ориентации оптической оси $\mathbf{c} = (\sin \phi, \cos \phi, 0)$, где угол ϕ может быть изменён воздействием внешнего электрического поля. Тензор диэлектрической проницаемости анизотропного среднего слоя $\hat{\varepsilon}_{IL} = n_o^2 \hat{1} + (n_e^2 - n_o^2) \mathbf{c} \otimes \mathbf{c}$, где $\otimes$ – тензорное произведение.

2. Результаты. Слоистая структура, содержащая анизотропный слой, может быть описана матрицей рассеяния вида

$$S = \begin{pmatrix} t_{xx} & t_{xy} & r_{xx}^R & r_{xy}^R \\ t_{yx} & t_{yy} & r_{yx}^R & r_{yy}^R \\ r_{xx}^L & r_{xy}^L & t_{xx} & t_{xy} \\ r_{yx}^L & r_{yy}^L & t_{yx} & t_{yy} \end{pmatrix},$$

где t , r^R и r^L – комплексные амплитудные коэффициенты пропускания, отражения справа и отражения слева соответственно, а нижние индексы определяют ко- и кросс-поляризованные члены. Собственные значения матрицы рассеяния унимодулярны в $\mathcal{PT}$ -симметричной фазе ($|s_{1,2}| = 1$), а в фазе с нарушенной $\mathcal{PT}$ -симметрией собственные значения матрицы рассеяния обратны ($|s_1| = 1/|s_2|$).

Положение исключительных точек остаётся неизменным при изменении ориентации оптической оси одиночного анизотропного слоя. Это обусловлено тем, что изменение ϕ равносильно повороту системы координат на тот же угол относительно направления распространения света (оси z). Независимость положения исключительных точек от значения угла ϕ подтверждается и непосредственными расчётами при фиксированных κ и λ .

Изменение положения исключительных точек возможно при разделении единого анизотропного слоя на подслои с разной ориентацией оптических осей. Рассмотрен случай двух анизотропных подслоев одинаковой толщины $d/2$ с углами наклона оптической оси $\phi_1 = -\phi_2$. На рисунке 2 показаны значительные смещения положения исключительных точек при изменении ориентации оптических осей подслоев относительно друг друга. Подобное смещение напоминает эффект изменения частоты резонансной моды в резонаторе на основе жидкого кристалла с закрученной оптической осью [7].

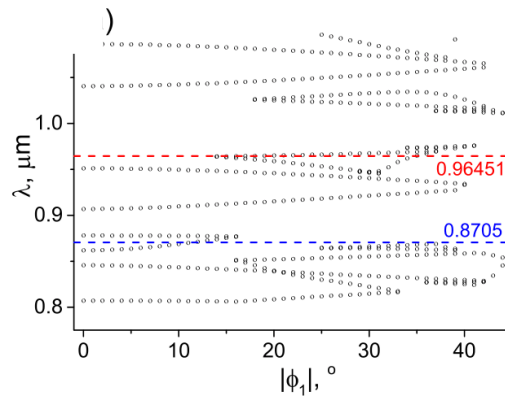


Рисунок 2 – Спектральное положение исключительных точек в зависимости от величины угла $|\phi_1| = |\phi_2|$

На рисунке 3 при фиксированных значениях параметра неэрмитовости ($\kappa = 0,1$) и длин волн, соответствующих штриховым линиям на рисунке 2, показано, что нарушение $\mathcal{PT}$ -симметрии возможно при изменении только значения угла наклона оптической оси $|\phi_1| = |\phi_2|$. Длины волн были подобраны таким образом, чтобы обеспечить пересечение линии исключительных точек только для одной пары собственных значений матрицы рассеяния.

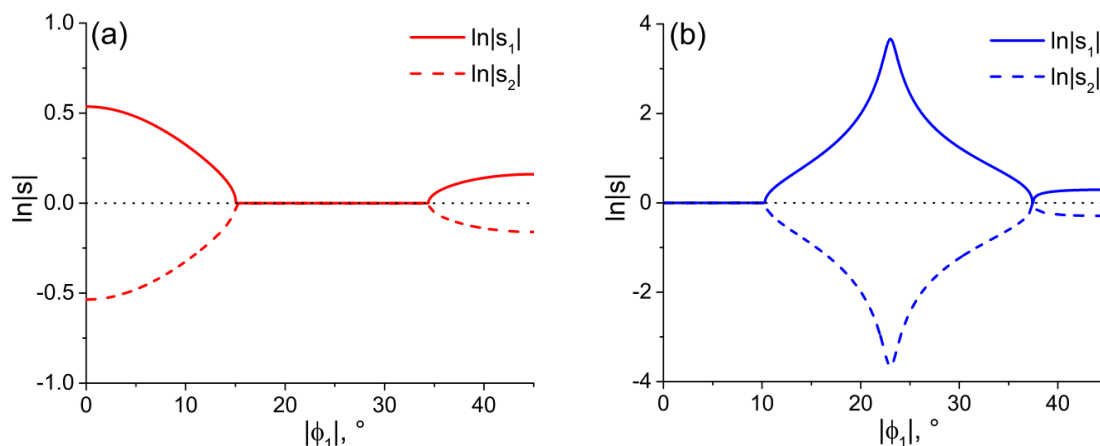


Рисунок 3 – (а), (b) Логарифм собственных значений матрицы рассеяния в зависимости от величины угла $|\phi_1| = |\phi_2|$. Вычисления произведены для параметра неэрмитовости $\kappa = 0,1$ и длин волн (а) $\lambda = 0,96451$ мкм и (b) $\lambda = 0,8705$ мкм, что соответствует штриховым линиям на рисунке 2

Закключение. Таким образом, структура, содержащая два анизотропных подслоя, позволяет управлять положением исключительных точек посредством изменения относительной ориентации оптических осей подслоев. Применение жидких кристаллов, управляемых электрическим полем, для наблюдения исключительных точек на практике может быть более простым в реализации, чем ранее описанные методы.

Литература

1. Novitsky, D. V. Exceptional points / D. V. Novitsky, A. V. Novitsky // All-Dielectric Nanophotonics / eds. A. S. Shalin, A. Canos Valero, A. Miroshnichenko. – Amsterdam: Elsevier, 2024. – P. 213–242.
2. Voigt exceptional points in an anisotropic ZnO-based planar microcavity: square-root topology, polarization vortices, and circularity / S. Richter [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2019. – Vol. 123, № 22. – P. 227401.
3. Gomis-Bresco, J. Transition from Dirac points to exceptional points in anisotropic waveguides / J. Gomis-Bresco, D. Artigas, L. Torner // Phys. Rev. Res. – 2019. – Vol. 1, № 3. – P. 033010.
4. Chiral materials to control exceptional points in parity-time-symmetric waveguides / A. De Corte [et al.] // Phys. Rev. A. – 2024. – Vol. 109, № 2. – P. 023531.
5. Романович, М. Г. Исключительные точки $\mathcal{P}$ -симметричных структур с изотропным и анизотропным дефектным слоем / М. Г. Романович // XI Международная школа-конференция молодых учёных и специалистов «Современные проблемы физики – 2024»: сборник научных трудов / Институт физики НАН Беларуси. – Мн., 2024. – С. 129–132.
6. Nematic liquid crystal optical dispersion in the visible-near infrared range / V. Tkachenko [et al.] // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2006. – Vol. 454, № 1. – P. 263/[665]–271/[673].
7. Electric field-controlled transformation of the eigenmodes in a twisted-nematic Fabry–Perot cavity / V. A. Gunyakov [et al.] // Sci. Rep. – 2018. – Vol. 8. – P. 16869.

А. И. Серый

Брестский государственный университет имени А. С. Пушкина,
г. Брест, Республика Беларусь

О ПРИБЛИЖЕННОМ РАСЧЕТЕ УГЛА ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОНА В ЭФФЕКТЕ БАРЫШЕВСКОГО–ЛЮБОШИЦА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ КОНЕЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Введение. Эффект Барышевского–Любошица представляет собой вращение плоскости линейной поляризации фотонов; в отличие от эффекта Фарадея, его причиной является различие между амплитудами комптоновского рассеяния фотона на фермионе (наибольший интерес представляет электрон) для сонаправленных и противоположно направленных спинов этих двух частиц. Теоретически предсказанный в 1965 г. В. Г. Барышевским и В. Л. Любошицем для электронного газа [1, с. 89], эффект был обнаружен в 1970-е годы в жестком рентгеновском диапазоне.

При наличии квантующих магнитных полей эффект возникает в первом порядке теории возмущений по электромагнитной константе связи α . Для результатов, полученных, в частности, в [2–4], усреднение по импульсам электронов либо не проводилось, либо осуществлялось в приближении крайнего вырождения; в [5] усреднение было выполнено в приближении высоких температур. В [6] было выполнено усреднение при низкой, но отличной от нуля температуре, с применением особых правил приближенного взятия интегралов по распределению Ферми–Дирака при низких ненулевых температурах [7, с. 596–597]. В [8–9] исследовался вопрос о влиянии резонансного комптоновского рассеяния в магнитном поле на вращение плоскости поляризации. В данной работе предлагается температурное усреднение, основанное на приближенном кусочно-гладком полиномиальном разложении функции распределения Ферми–Дирака по энергии электрона. Часть идей, лежащих в основе работы, принадлежат В. Г. Барышевскому и В. В. Тихомирову.

1. Исходные соотношения. Пусть в магнитном поле с индукцией B , силовые линии которого направлены вдоль оси z , находится поляризованный по спину электронный газ, в котором под углом θ к оси z движется плоскополяризованный фотон с частотой ω . Введем обозначения: m_e и p_z – масса электрона и проекция его импульса на ось z , μ_B – магнетон Бора, e – элементарный заряд, χ – химический потенциал электронов с учетом $m_e c^2$. Выражение для угла $d\phi$ поворота плоскости поляризации фотона на единицу пройденного пути dl для случая, когда $\hbar\omega < m_e c^2$, при нулевой температуре имеет вид [3, с. 39–41]:

$$\frac{d\phi}{dl} = \frac{\alpha m_e c \mu_B B}{4 \hbar^2 \omega} \exp\left(-\frac{\hbar\omega^2 \sin^2 \theta}{2cBe}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\hbar\omega^2 \sin^2 \theta}{cBe}\right)^{n-1+w_1} \int_{-w_1}^{n-1+w_1} (\tilde{R}_n(w) - \tilde{S}_n(w)) dw, \quad (1)$$

$$w = p_z / (m_e c), \quad w_1 = \sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4} / (m_e c^2),$$

$$\tilde{R}_n(w) = \frac{\Omega_1(w) (\Omega_2(w) \cos \theta - 2\sqrt{2n} w \sin^2 \theta)}{\Omega_3(w) \left(\Omega_1^2(w) + \frac{\Gamma_n^2}{\hbar^2 \omega^2} \left(1 + 4n \frac{\mu_B B}{m_e c^2} + \left(w + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \cos \theta \right)^2 \right) \right)} \quad (2)$$

$$\begin{aligned}\tilde{S}_n(w) &= \left(-\Omega_2(w) \cos \theta + 2\sqrt{2n}w \sin^2 \theta \right) / \left(\tilde{\Omega}_1^{(-)}(w) \Omega_3(w) \right), \\ \Omega_1(w) &= \tilde{\Omega}_1^{(+)}(w) + \Gamma_n / (4\hbar\omega m_e c^2), \quad \tilde{\Omega}_1^{(\pm)}(w) = Q_n \pm \Omega_2(w), \\ \Omega_2(w) &= 2\left(\sqrt{1+w^2} - w \cos \theta\right), \quad \Omega_3(w) = \sqrt{1+w^2} + \hbar\omega / (m_e c^2),\end{aligned}\tag{3}$$

$$Q_n = \frac{\hbar\omega \sin^2 \theta}{m_e c^2} - \frac{4n\mu_B B}{\hbar\omega}, \quad \Gamma_n \approx \frac{16(2n-1)\alpha(\mu_B B)^2}{3m_e c^2}.\tag{4}$$

Соотношения (1) – (4) справедливы как при полной, так и при частичной спиновой поляризации, поскольку в любом случае вращение обусловлено вкладом только тех электронов, спиновая поляризация которых ничем не скомпенсирована (суммарный вклад остальных электронов в исследуемый эффект равен нулю). При конечной температуре T спиновая поляризация может быть только частичной.

Энергия электрона без учета его аномального магнитного момента во внешнем квантующем магнитном поле равна [10, с. 41]

$$\varepsilon = \sqrt{c^2 p_z^2 + m_e^2 c^4 + 2m_e c^2 \mu_B B (2n+1+2s)},\tag{5}$$

где n – номер уровня Ландау;

$s = \pm 1/2$ – спиновое квантовое число.

При одинаковом $|p_z|$ равны значения энергии у электронов с $n = n_0$, $s = +1/2$, и $n = n_0 + 1$, $s = -1/2$, и тогда эффект Барышевского–Любошица при любой температуре обусловлен вкладом только электронов с $n = 0$, $s = -1/2$, для которых

$$\varepsilon = \sqrt{c^2 p_z^2 + m_e^2 c^4}, \quad w = \sqrt{\varepsilon^2 - m_e^2 c^4} / (m_e c^2).\tag{6}$$

2. Усреднение при конечной температуре. Усреднение по импульсам в (1) будем осуществлять только для тех электронов, для которых справедливы формулы (6). Для этого потребуется вычислить интеграл ($f(\varepsilon)$ – функция распределения Ферми–Дирака)

$$I_n = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\tilde{R}_n(w) - \tilde{S}_n(w) \right) f(\varepsilon) dw, \quad \varepsilon = m_e c^2 \sqrt{1+w^2}.\tag{7}$$

Приближенное выражение для $f(\varepsilon)$ имеет вид [11, с. 24]

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} 1, & \varepsilon < \mu - AkT \\ -\frac{5}{32} \left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT} + \sqrt{3} \right) + \frac{1}{2} + \frac{33\sqrt{3}}{160}, & \mu - AkT \leq \varepsilon < \mu - \sqrt{3}kT \\ g(\varepsilon), & \mu - \sqrt{3}kT \leq \varepsilon \leq \mu + \sqrt{3}kT \\ -\frac{5}{32} \left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT} - \sqrt{3} \right) + \frac{1}{2} - \frac{33\sqrt{3}}{160}, & \mu + \sqrt{3}kT < \varepsilon \leq \mu + AkT \\ 0, & \varepsilon > \mu + AkT \end{cases}\tag{8}$$

$$g(\varepsilon) = \frac{1}{2} + \frac{\mu - \varepsilon}{4kT} + \frac{1}{48(kT)^3}(\varepsilon - \mu)^3 - \frac{1}{480(kT)^5}(\varepsilon - \mu)^5, \quad (9)$$

$$A = \frac{80 - 8\sqrt{3}}{25} \approx 2,64574. \quad (10)$$

При этом взаимосвязь χ с концентрацией электронов n_e и степенью их поляризации p_{0e} можно выразить в соответствии с [10, с. 17, 41, 45]

$$n_e p_{0e} = \frac{m_e \mu_B B}{\pi^2 \hbar^3 c} \int_{m_e c^2}^{\chi + AkT} \frac{\varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - m_e^2 c^4}}. \quad (11)$$

Из (8) и (9) видно, что интеграл в (11) сводится к линейной комбинации интегралов вида

$$I_k = \int \frac{\varepsilon^k d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - m_e^2 c^4}}, \quad k = \overline{1, 6} \quad (12)$$

с различными пределами. Эти интегралы выражаются в элементарных функциях. Еще более точное разложение функции распределения Ферми–Дирака содержит слагаемые до ε^9 включительно [11, с. 24–25].

3. Обсуждение результатов. Вычисление угла поворота $d\phi/dl$ можно осуществлять тем же способом, который был предложен в [6, с. 101]: при фиксированных значениях T, B, ω, θ задавать χ и вычислять n_e в соответствии с (11), а $d\phi/dl$ – в соответствии с (1), (7) – (10). Это позволит найти в параметрическом виде $d\phi/dl$ как функцию аргументов $T, B, \omega, \theta, n_e$.

Вопрос об экспериментальной проверке окончательных результатов требует дальнейших исследований.

Заключение. Получена формула для угла поворота плоскости поляризации фотона на единицу пройденного пути в поляризованном по спину электронном газе в квантующем магнитном поле при конечных температурах путем усреднения полученных ранее результатов по импульсам электронов на основе приближенного кусочно-гладкого полиномиального разложения функции распределения Ферми–Дирака. Будущая экспериментальная проверка должна показать, насколько важен учет температуры по сравнению с формулами, полученными в [2–4] для нулевой температуры или без усреднения по температуре.

Литература

1. Барышевский, В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В. Г. Барышевский. – М. : Энергоатомиздат, 1995. – 320 с.
2. Серый, А. И. О комптоновском вращении в магнитном поле с учетом ширины резонанса / А. И. Серый // Веснік Брэсцкага ўніверсітэта. Серыя 4 «Фізіка. Матэматыка». – 2012. – № 2. – С. 30–36.
3. Серый, А. И. О некоторых поляризационных эффектах в астрофизической плазме / А. И. Серый // Веснік Брэсцкага ўніверсітэта. Серыя 4 «Фізіка. Матэматыка». – 2014. – № 1. – С. 30–43.
4. Sery, A. I. To the Problem of Compton Rotation of Photons in a Strong Magnetic Field: Limit of Total Spin Polarization of Electrons / A. I. Sery // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. – 2014. – Vol. 17, № 4. – P. 420–422.

5. Sery, A. I. Baryshevsky–Luboshitz Effect in Spin-Polarized Electron Gas at High Temperatures in Quantizing Magnetic Field / A. I. Sery // *Astronomy Reports*. – 2021. – Vol. 65, № 10. – P. 1036–1038.

6. Серый, А. И. Эффект Барышевского–Любошица при низких отличных от нуля температурах / А. И. Серый // Научная конференция, посвященная 110-летию со дня рождения Ф. И. Федорова (Гомель, 25 июня 2021 года) [Электронный ресурс]: сборник материалов / Гомельский гос. ун-т им. Ф. Скорины, отделение физики, математики и информатики Национальной академии наук Беларуси, ГНУ «Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси»; редкол.: С. А. Хахомов (гл. ред.) [и др.]. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2021. – Режим доступа: <http://conference.gsu.by>. – С. 97–102.

7. Румер, Ю. Б. Термодинамика, статистическая физика и кинетика: учеб. пособие. / Ю. Б. Румер, М. Ш. Рывкин. – 2-е изд., испр. и доп. – Новосибирск: Изд-во Новосибир. ун-та, 2000. – 608 с.

8. Серый, А. И. Влияние резонансного комптоновского рассеяния в магнитном поле на вращение плоскости поляризации фотонов / А. И. Серый // *Веснік Брэсцкага ўніверсітэта. Серыя 4 «Фізіка. Матэматыка»*. – 2020. – № 2. – С. 40–49.

9. Sery, A. I. Influence of resonance Compton scattering in a magnetic field on rotation of the polarization plane of photons / A. I. Sery // *Materials Physics and Mechanics*. – 2020. – Vol. 45, № 1. – P. 101–103.

10. Секержицкий, В. С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях : монография / В. С. Секержицкий ; Брест. гос. ун-т имени А. С. Пушкина. – Брест: Издательство БрГУ, 2008. – 198 с.

11. Серый, А. И. Об усовершенствованной кусочно-гладкой аппроксимации распределения Ферми–Дирака при конечных температурах / А. И. Серый // Актуальные вопросы общества, науки и образования: сборник статей Международной научно-практической конференции. – Пенза: МЦНС «Наука и Просвещение». – 2022. – 352 с. – С. 22–26.

**П. А. Сомов¹ А. Л. Самофалов¹, Ю. В. Никитюк¹, С. А. Хахомов¹, И. В. Семченко²,
Хуэй Чу³, Мэнмэн Ли³, Даши Динг³**

¹Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь,

²Государственное научно-производственное объединение
«Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника»,
г. Минск, Республика Беларусь,

³Нанкинский университет науки и технологии,
г. Нанкин, Китайская Народная Республика

НЕЙРОСЕТЕВОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЕТАМАТЕРИАЛА-ФАЗОМАНИПУЛЯТОРА

Введение. Исследования метаматериалов и метаповерхностей обеспечивают возможность создания искусственных структур, обладающих уникальными свойствами, которые не встречаются у природных материалов: отрицательным показателем преломления, низким дифракционным пределом при формировании изображений предмета, полным поглощением в заданном диапазоне частот и т. д. [1].

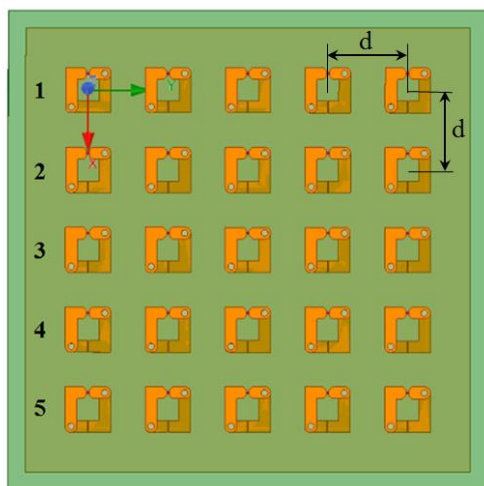
Искусственные нейронные сети обеспечивают возможность получения необходимых результатов при моделировании сложных связей между входными и выходными параметрами системы, что обусловлено их возможностями при нахождении нелинейных зависимостей в многомерных массивах данных. В настоящее время искусственные нейронные сети успешно применяются в различных областях науки и техники [2–6].

В данной работе искусственные нейронные сети применены для прогнозирования параметров метаматериала для возможности фазовой манипуляции электромагнитных волн при их взаимодействии с метаповерхностью на основе планарных резонаторов.

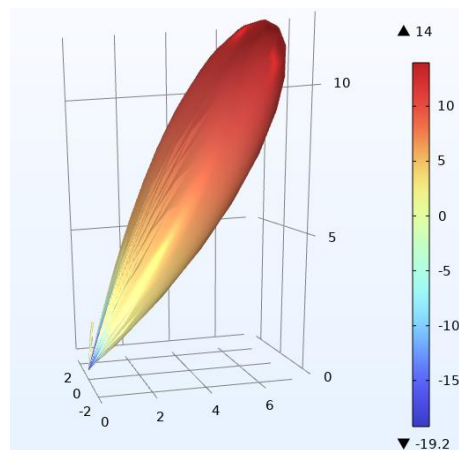
1. Моделирование. В программе Ansys HFSS построен проект метаматериала-фазоманипулятора, состоящего из 25 парных планарных спиральных резонаторов, расположенных на диэлектрическом слое (рисунок 1 (а)). Каждый резонатор содержит также варикап.

Метаматериал смоделирован на основе двустороннего стеклотекстолита FR4 с толщиной ядра 1,5 мм и медными слоями толщиной 35 мкм. В качестве экрана за метаматериалом вплотную расположен односторонний стеклотекстолит FR4 с такой же толщиной ядра и медного слоя.

Для формирования волнового фронта волны, излучаемой метаповерхностью с заданными параметрами главного лепестка диаграммы направленности (рисунок 1 (б)), необходимо на соседних элементах установить разность хода волны или смещение по фазе. Это возможно реализовать путем изменения емкости варикапов на отдельных резонаторах. Задавая значение электроемкости варикапов C в первом ряду (поскольку в каждом ряду C одинаково), а затем в следующем ряду – в соответствии с требуемой разностью фаз, можно добиться управления наклоном главного лепестка диаграммы направленности метаматериала в плоскости XOZ.



а)



б)

Рисунок 1 – Проект метаматериала, состоящего из 25 парных планарных спиральных резонаторов, расположенных на диэлектрическом слое (а); пример сформированной метаповерхностью диаграммы направленности (б).

Здесь d – расстояние между резонаторами в метаповерхности

Для формирования обучающего массива данных и данных для тестирования нейронной сети были выполнены расчеты диаграмм направленности в Ansys HFSS с помощью метода конечных элементов.

Входные параметры варьируются таким образом, чтобы метаматериал обладал диаграммой направленности с минимальной шириной лепестков, то есть создавал сконцентрированное в пространстве излучение максимальной мощности. В ходе исследования было установлено, что самыми эффективными параметрами для решения данной задачи является межэлементное расстояние (пространственный период метаповерхности d) и электроёмкость варикапов.

Геометрические параметры планарных спиральных резонаторов найдены заранее с использованием аналитического подхода для определения поляризуемостей любой электрически малой частицы произвольной формы, описанного в работе [7]. В результате

использования данного подхода и компьютерного моделирования, на основе метода конечных элементов были определены все поляризуемости планарных спиральных резонаторов и найдены его оптимальные геометрические параметры для выбранной частоты 3,14 ГГц.

При реализации численного эксперимента была применена выборка, сформированная с использованием метода латинских гиперкубов в модуле DesignXplorer.

В соответствии с планом эксперимента выполнялись расчёты для 20 комбинаций двух входных параметров (таблица 1): P1 – межэлементное расстояние d , P2 – электроёмкость варикапа C_{vr} . При этом определялись следующие выходные параметры: напряжённость электрического поля в максимуме диаграммы направленности E , ширина половины мощности излучения $d\Theta$. Таким образом, моделью объекта исследования являлись функции отклика, связывающие выходные параметры (E , $d\Theta$) с факторами (d , C_{vr}) (таблица 1).

Таблица 1 – Параметры планарных спиральных резонаторов

Входные параметры	Значения входных параметров
P1 (d , мм)	28,29,30,31,32,33,34,35,36,37,38,39,40
P2 (C_{vr} , пф)	0,1–0,5

Задачей оптимизации был поиск максимума E и минимума $d\Theta$. Для удобства представления данных E мы рассматривали по модулю.

Расчеты выполнены для 533 вариантов входных параметров (рисунок 2), 513 из которых были использованы для обучения искусственных нейронных сетей, а 20 для тестирования.

Искусственные нейронные сети формировались при помощи библиотеки для машинного обучения TensorFlow. При создании сетей использовались функция активации ReLu, оптимизатор Adam и функция потерь MSE. Обучение нейронной сети осуществлялось на протяжении 700 эпох. В результате было обучено 25 искусственных нейронных сетей с количеством нейронов в двух скрытых слоях от 10 до 50 с шагом 10.

Для оценки полученных моделей использовались следующие критерии: средняя абсолютная ошибка (англ. MAE), средняя квадратичная ошибка (англ. RMSE), средняя абсолютная процентная ошибка (англ. MAPE) и коэффициент детерминации R^2 .

На рисунке 2 показаны тепловые карты, показывающие распределение средней абсолютной процентной ошибки при определении выходных параметров. Вертикальная и горизонтальная оси показывают соответственно количество нейронов в первом и втором скрытых слоях искусственных нейронных сетей.

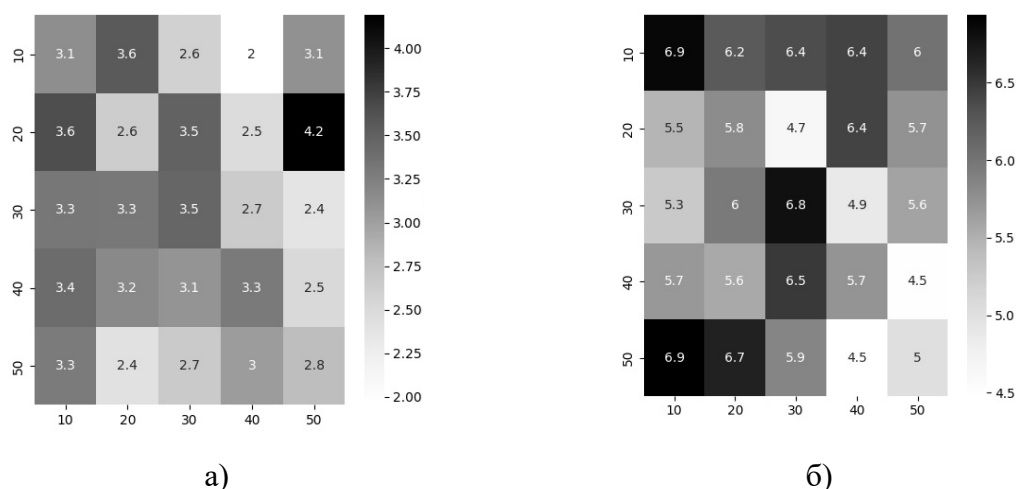


Рисунок 2 – Тепловая карта распределения MAPE при определении E (а) и при определении $d\Theta$ (б)

Наилучшие результаты при определении значений E показала нейронная сеть с архитектурой [2-10-40-2], а при определении значений $d\Theta$ сеть с архитектурой [2-50-40-2].

В таблице 2 представлены результаты оценки соответствующих нейросетевых моделей.

Таблица 2 – Результаты оценки нейросетевых моделей

Критерий	E	$d\Theta$
RMSE	0,3 dB	2,1 deg
MAE	0,2 dB	1,3 deg
MAPE	2,0 %	4,5 %
R^2	0,9715	0,9398

Заключение. Полученные результаты позволяют сделать вывод о достаточной эффективности нейросетевых моделей при прогнозировании параметров метаматериалов, что в свою очередь обеспечит возможность проведения оптимизации соответствующих параметров с использованием генетических алгоритмов [8–9].

Работа выполнена в рамках реализации проектов БРФФИ Ф22КИТГ-021, Ф23КИ-027, Ф24КИТГ-005.

Литература

1. Семченко, И. В. Электромагнитные волны в метаматериалах и спиральных структурах: [монография] / И. В. Семченко, С. А. Хахомов; Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины. – Минск: Беларуская навука, 2019. – 279 с.
2. Головки, В. А. Нейросетевые технологии обработки данных : учеб. пособие / В. А. Головки, В. В. Краснопошин. – Минск: БГУ, 2017. – 263 с.
3. Nikitjuk, Yu. V. Determination of the Parameters of Controlled Laser Thermal Cleavage of Crystalline Silicon Using Regression and Neural Network Models / Yu. V. Nikitjuk, A. N. Serdyukov // Crystallography Reports. – 2023. – Vol. 68, № 7. – P. 1199–1204.
4. Synthesis, Investigation and Neural Network Modeling of the Properties of Sol-Gel ITO/ZnO and ITO/ZnO:Mg Structures / G. Y. Ayvazyan [et al.] // Journal of Contemporary Physics. – 2023. – Vol. 58, № 3. – P. 266–273.
5. Nikitjuk, Yu. V. Determination of the parameters of two-beam laser splitting of silicate glasses using regression and neural network models / Yu. V. Nikitjuk, A. N. Serdyukov, I. Y. Aushev // Журнал Белорусского государственного университета. Физика. – 2022. – № 1. – P. 35–43. – DOI 10.33581/2520-2243-2022-1-35-43.
6. Characterization of Laser Welding of Steel 30XГCH2A by Combining Artificial Neural Networks and Finite Element Method / Y. Nikitjuk [et al.] // Lecture Notes in Networks and Systems. – 2022. – Vol. 422. – P. 273–279. – https://doi.org/10.1007/978-981-19-0379-3_28.
7. Determining polarizability tensors for an arbitrary small electromagnetic scatterer / V. S. Asadchy [et al.] // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2014. – Vol. 12, № 4. – P. 298–304.
8. Оптимизация параметров поглощающих метаматериалов на основе П-образных элементов / С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов, Ю. В. Никитюк [и др.] // Проблемы физики, математики и техники. – 2022. – № 3(52). – С. 56–60.
9. Metamodelling technique for the efficient design optimisation of metasurfaces / F. Ferranti [et al.] // Electronics Letters. – 2016. – Т. 52. – № 14. – С. 1191–1192.

Е. В. Тимощенко¹, В. А. Юревич²

¹Могилёвский государственный университет имени А. А. Кулешова,
г. Могилев, Республика Беларусь,

²Белорусский государственный университет пищевых и химических технологий,
г. Могилев, Республика Беларусь

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КВАЗИДВУМЕРНОМ МАССИВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В УСЛОВИЯХ ДВУХФОТОННОГО РЕЗОНАНСА

Введение. В направлении разработки компактных интегрально оптических устройств признано перспективным исследование резонансной реакции на зондирующее извне когерентное световое поле низкоразмерных объектов, известных как двумерные суперрешетки (СР) [1] (в частности, используемые в оптоэлектронике и лазерной физике полупроводники с квантоворазмерными эффектами в структуре). Нелинейный отклик элементарных резонансных центров – квантовых точек (КТ), которые расположены в матрице материала со сравнительно высокой плотностью, на когерентное импульсное излучение особо выражен в спектральной области, соответствующей экситонным переходам. Например, экспериментально наблюдалось, что предельно тонкий слой дихалькогенида $MoSe_2$ в области экситонного резонанса является идеальным зеркалом с гистерезисными свойствами, имеющим практически атомную толщину [2].

В работе, положенной в основу представленного сообщения, ставилась задача разработки модели резонансного поглощения в низкоразмерном массиве в случае относительно высокой концентрации КТ, когерентного взаимодействия и действительности нелинейного фазового смещения при условии двухфотонного резонанса. Предполагается, что внешним полем частоты ω в нелинейном отклике планарного массива КТ, представляемых дипольными центрами, порождаются составляющие поляризованности на удвоенной частоте так, что $2\omega = \omega_{21}$, где ω_{21} – частота основного перехода в энергетической структуре (межзонного перехода в средах полупроводников с квантоворазмерными эффектами). Импульсное поле представлено всплесками мощности и имеет характерную длительность, меньшую времени фазовой (внутризонной) релаксации отклика ансамбля КТ, формирующих массив СР. Ранее в литературе, в основном, анализировалось решение подобной нелинейной задачи для однофотонного резонанса, когда частота поля возбуждения и частота межзонного перехода в массиве КТ близки по значению ($\omega \approx \omega_{21}$).

1. Исходная расчётная модель. Для нелинейной реакции особо тонкого слоя с резонансной поляризацией характерно наличие компонентов поляризованности, получивших название сверхизлучательных. Естественно интересным представляется рассмотреть ситуацию, когда в условиях двухфотонного резонанса в световом пучке действующего на КТ в планарном слое поля возникают сверхизлучательные составляющие на удвоенной частоте. Вывод аналогов уравнений Блоха для материального отклика, описываемого вероятностными переменными поляризованности $\rho(t)$ и населённости $n(t)$, для случая двухфотонного поглощения достаточно обоснован в литературе. Для структуры из КТ используем далее одно из представлений динамики отклика, приведенное в [3]:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\alpha_{12}}{2\hbar} n E^2 + i \left(\Delta\omega - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{4\hbar} \varepsilon_0 |E|^2 \right) \rho, \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\alpha_{12}}{4\hbar} (\rho E^{*2} + \rho^* E^2),$$

где $E(t)$ – квазистационарная амплитуда напряженности светового поля, действующего на КТ;

$$\alpha_{1,2} = \frac{2}{\varepsilon_0 \hbar} \sum_{k \geq 2} \frac{|\mu_{1,2k}|^2 \omega_{k1,2}}{\omega_{k1,2}^2 - \omega^2} \text{ и } \alpha_{12} = \frac{1}{\hbar} \sum_{k \geq 2} \frac{\mu_{1k} \mu_{2k}}{\omega_{k2} + \omega} - \text{поляризуемости КТ на уровнях}$$

основного перехода и сечение перехода;

μ_{ik} и ω_{ik} – дипольный матричный элемент и частота перехода между уровнями i, k КИ;

$$\Delta\omega = 2\omega - \omega_{12} - \text{дефект резонанса.}$$

В уравнениях (1) учитывается квадратичный Штарк-эффект, определяющий смещение частоты перехода в условиях различия поляризуемостей активных частиц на его уровнях. Далее аналогично соображениям, изложенным в [4], запишем используемое в приближении сверхтонкого слоя выражение для связи поля и поляризованности в квазидвумерной структуре на основе КТ, которое следует из граничных условий для полей на поверхности структуры:

$$E(t) = E_0(t) - \alpha_{12} \frac{N_0 \omega}{\varepsilon_0 c} [\rho - 2i\beta(n-1)](1-i\gamma)E(t). \quad (2)$$

Использованы следующие обозначения: E_0 – напряжённость нормально падающего на СК внешнего поля, N_0 – поверхностная концентрация КТ, $\beta = (\alpha_2 - \alpha_1)\varepsilon_0 / 4\alpha_{12}$ – нормированный коэффициент Штарк-эффекта, γ – нормирующий коэффициент в локальной поправке Лоренца. В соотношении (2) поправкой Лоренца учтено поляризующее влияние ближних полей и, тем самым, типичное для сред с высокой плотностью резонансных центров диполь-дипольное взаимодействие. Также использовано обобщённое представление поляризованности, которым учитывается её изменение при перераспределении активных центров по уровням перехода с различием поляризуемостей α_1 и α_2 .

2. Формулировка приближённой схемы. Решение неавтономной задачи расчёта баланса полей может иметь полуаналитическое представление при любом виде поля $E(t)$. Для этого следует допустить значимость точного резонанса ($\Delta\omega = 0$), то есть, отсутствие фазовой модуляции, вызванной дефектом частоты.

В системе (1), (2) удобно масштабировать напряженность поля $E(t)$ к переменной, не имеющей размерности: $e(t) = \alpha_{12}E(t) / 2\hbar$ и использовать представление $\rho(t) = R + iS$. Из уравнений системы (1) определяется связь вариации населённости с реактивной составляющей поляризации: $S = \beta(n - 1)$. С учётом начальных условий $\rho(t = 0) = 0$, $n(t = 0) = 1$ далее формулируется соотношение: $R^2 + \beta^2(n - 1)^2 + n^2 = 1$. Решения для материальных переменных можно записать как функции угла поворота $\psi(t)$ переменных (1) за время действия светового поля:

$$R = \frac{\sin \psi}{\sqrt{1 + \beta^2}}, \quad S = -\beta \frac{1 - \cos \psi}{1 + \beta^2}, \quad (3)$$

$$n = \frac{\beta^2 + \cos \psi}{1 + \beta^2}, \quad \psi = \sqrt{1 + \beta^2} \int_{-\infty}^t |e(t)|^2 dt.$$

Для согласования переменных в (3) при определении энергии импульса, поглощаемой в массиве КТ, необходимо воспользоваться представленным в схеме (1), (2) выражением связи между амплитудами поля и поляризованности. Из соотношения (2) для $e(t)$ следует:

$$|e_0(t)|^2 = \left\{ \left[1 + \kappa(R + \beta\gamma n) \right]^2 + \kappa(\gamma R - \beta n)^2 \right\} |e(t)|^2, \quad (4)$$

где $\kappa = \alpha_{12} N_0 \omega / \varepsilon_0 c$. Соотношение (4) интегрируется с учётом решений (3) ($\psi_0 = \sqrt{1 + \beta^2} \int_{-\infty}^{\tau} |e_0(t)|^2 dt$):

$$\psi_0 = \left(1 - \frac{B}{1 + \beta^2} \right) \psi - \frac{2\kappa}{\sqrt{1 + \beta^2}} \cos \psi + N \sin \psi - \frac{\beta^2 \kappa^2}{4} F \sin 2\psi, \quad (5)$$

$$\text{где } B = 2\beta\kappa\gamma - \kappa^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} \right) F, \quad N = \frac{\beta\kappa}{1 + \beta^2} (\gamma - 2\beta\kappa F), \quad F = \frac{1 + \gamma^2}{1 + \beta^2}.$$

Интеграл системы (1), (2) в записи (5) можно рассматривать как аналог теоремы площадей в применении к случаю двухфотонного резонанса в присутствии фазового смещения, вызванного эффектом Штарка и значимостью диполь-дипольного взаимодействия.

Величиной угла $\psi(\tau)$ описывается поворот материальных переменных за время действия импульса на КТ, образующие массив. Значения $W_0 = \psi(\tau = \infty)$ и $W = \psi(\tau = \infty)$ пропорциональны полной энергии полей импульсов – возбуждающего и действующего на активные диполи – это учитывается в дальнейших представлениях.

Соотношение (5) представляет уравнение относительно ψ и при небольших значениях получаем, что $W_0 - \psi = \kappa\psi^2 / \sqrt{1 + \beta^2}$. Это соответствует обычному двухфотонному поглощению в активной среде [5] (в отсутствие диполь-дипольного взаимодействия).

Зависимости энергии поля, действующего в массиве КТ, от W_0 на основе (5) можно определить параметрическим расчётом (при проведении вычислений следует полагать угол $\psi(\tau = \infty)$ неотрицательным линейно нарастающим аргументом). На рисунке 1 иллюстрированы типичные кривые зависимостей, рассчитанные для коэффициентов системы (1), (2), в оценке величин которых, в основном, исходили из данных литературы при том, что для значений концентрации активных центров, дефекта поляризуемости и частоты предполагались величины соответственно: $N_0 \sim (2,0 \dots 5,0) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $\alpha_2 - \alpha_1 \sim (3,0 \dots 7,0) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $\omega \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ рад/с}$.

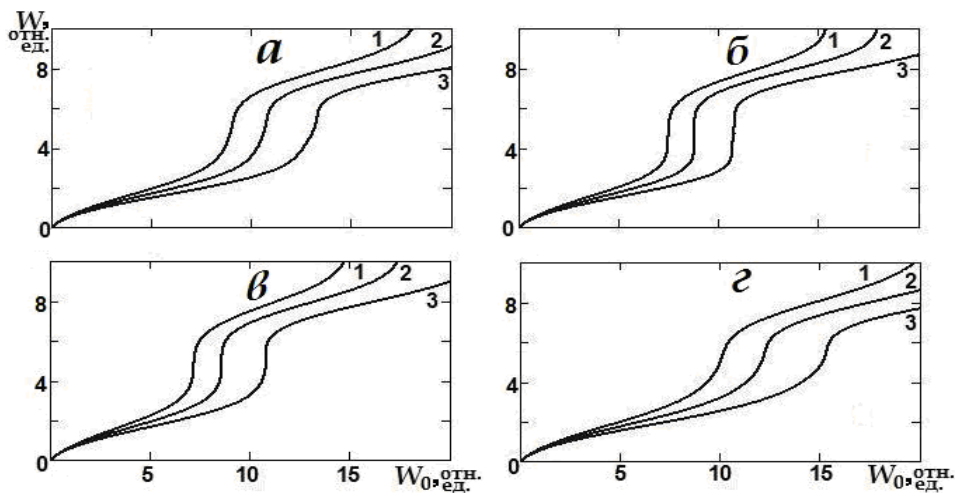


Рисунок 1 – Зависимость энергии импульса поля, действующего на активные центры, от энергии импульса поля возбуждения: $\kappa = 0,5$ (кривая 1), $0,8$ (2), $1,0$ (3), $\beta = 0,1$ (а), $0,25$ (б), $0,4$ (в), 0 (г), $\gamma = 0,33$

Для избранных параметров энергия импульса, действующего на атомы поля (с удвоенной частотой), «квазилинейно» зависит от энергии входного сигнала. Влияние сверхизлучательных компонентов проявляется в существовании особых модуляционных неоднородностей в виде локальных повышений крутизны хода кривых на шкале W_0 . Их наличие объясняется перестройкой частоты резонанса вследствие нелинейных фазовых эффектов. Период следования локальных повышений крутизны хода кривых возрастает при увеличении характеристики двухфотонного поглощения κ , что заметно по различию кривых 1–3. В этом случае происходит взаимное усиление модуляционных следствий фазовых эффектов, при незначительной вариации энергии входного сигнала энергия импульса поля изменяется «кинком». В отсутствие эффектов особенности зависимости носят характер слабого излома (рисунок 1 (г)).

Схема расчёта (5) даёт, таким образом, возможность упрощённой оценки нелинейной трансформации энергетических характеристик света в используемых в нанофотонике низкоразмерных модулирующих элементах на основе СР в зависимости от параметра ненасыщенного поглощения κ , определяемого плотностью резонансных центров.

Литература

1. Low-Dimensional Semiconductor Superlattices Formed by Geometric Control over Nanocrystal Attachment / W. H. Evers [et al.] // Nano Letters. – 2013. – Vol. 13. – P. 2317–2325.
2. Realization of an Electrically Tunable Narrow-Bandwidth Atomically Thin Mirror Using Monolayer MoSe_2 / P. Back [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2018. – Vol. 120. – P. 037401–11.
3. Гуревич, Г. Л. Некоторые вопросы теории двухфотонных процессов / Г. Л. Гуревич, Ю. Г. Хронопуло // ИВУЗ Радиофизика. – 1965. – Т. 8, вып. 3. – С. 493–503.
4. Yurevich, V. A. Resonant reflection by active thin layer / V. A. Yurevich, Yu. V. Yurevich, E. V. Timoschenko // Журн. прикл. спектр. – 2016. – Т. 83, вып. 6–16. – С. 307–308.
5. Башаров, А. М. О двухфотонном взаимодействии когерентного излучения с тонкой плёнкой резонансных атомов / А. М. Башаров, А. И. Маймистов, С. О. Елютин // ЖЭТФ. – 1999. – Т. 115, вып. 1. – С. 30–42.

Е. В. Тимощенко¹, В. А. Юревич², Ю. В. Юревич²

¹Могилёвский государственный университет имени А. А. Кулешова,
г. Могилев, Республика Беларусь,

²Белорусский государственный университет пищевых и химических технологий,
г. Могилев, Республика Беларусь

РЕЗОНАНСНАЯ МОДЕЛЬ САМОПУЛЬСАЦИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОЛАЗЕРОВ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ В УСЛОВИЯХ НЕЛИНЕЙНОГО ДРЕЙФА ЧАСТОТЫ

Введение. Для стабильного получения серий контрастных световых импульсов субпико- и пикосекундной длительности требуется применять высокотехнологичные лазерные системы. Особые перспективы в миниатюризации таких лазеров, применяемых в устройствах передачи информации, связаны с возможностью использования квантово-размерных полупроводниковых структур в качестве материалов для активных элементов или модуляторов в схеме обратной связи. Известно, что в последнее время в качестве искусственных нелинейных сред интенсивно разрабатываются и используются массивы

с внутренней структурой, формируемой упорядоченным ансамблем квантовых точек (мета-атомов, то есть образований, превышающих обычный размер атома, например, экситонов, и представляющих резонансные центры (РЦ)) с дискретными свойствами энергетического спектра [1]. Характерность этих объектов выражена тем, что в подавляющем большинстве их материалы – полупроводники [2], и в их структуре может быть достигнута относительно высокая плотность РЦ, что делает их в высшей степени перспективными к применению в качестве излучающих элементов устройств нанофотоники.

Известно, что нелинейный дрейф частоты существенным образом способен трансформировать импульсную генерацию в лазерах [3]. Нелинейные фазовые эффекты обуславливают нарушение фазовой корреляции в дипольном ансамбле РЦ и наряду с релаксационными процессами, ослабляющими фазовую корреляцию активных диполей, приводят к уширению спектральной линии усиления. Нелинейное уширение линии, естественно, обладает особой динамикой, которой присуща обратимость процесса в ходе резонансных колебаний инверсии. При определенных условиях её существование способно привести к автомодуляционному эффекту, заключающемуся в возникновении самоподдерживающихся регулярных осцилляций интенсивности, развивающихся без применения внешних модулирующих накачки или уровень обратной связи устройств.

1. Постановка задачи и расчетная схема. В связи с этим возникает необходимость расчетного изучения роли автоколебательных процессов, стимулированных резонансной нелинейностью активного слоя лазера. В качестве объекта избраны лазеры на квантовых точках (КТ), интересные тем, что усиливающие элементы в их схеме могут быть довольно миниатюрными [4]. Использование нелинейных свойств реакции их сред для управления параметрами выходного излучения не нарушает этой компактности. В работе, положенной в основу настоящего сообщения, представлена оригинальная резонансная модель генерации, учитывающая присущие материалам с относительно высокой плотностью РЦ нелинейные фазовые эффекты. В их числе взаимосвязанные механизмы резонансной нелинейности – нелинейная рефракция (фактор Хенри), диполь-дипольное взаимодействие и оптический эффект Штарка. Их действие выступает в качестве дестабилизирующего фактора, способного вызвать осцилляции материального отклика и возникновение регулярных режимов излучения в пикосекундном диапазоне.

Сравнительно малый размер усиливающего элемента в схеме лазера даёт возможность рассматривать задачу о вынужденном излучении в приближении однородного поля. Использование такого допущения даёт возможность анализировать развитие процесса энергообмена поля и структуры КТ в рамках модели с меньшим числом степеней свободы за счёт применимости более простых выражений для связи поля и поляризованности. Соответствующие алгебраические выражения формируются на основе граничных условий к уравнениям Максвелла. Динамика отклика – квазистационарной комплексной амплитуды поляризованности ρ с характерным временем фазовой релаксации T_2 и инверсии населённостей n – рассчитывается в рамках модификации квантовомеханических уравнений Блоха. В этом подходе роль РЦ, образующих усиливающий низкоразмерный элемент, аналогично, например, [5], присваивается квантовым точкам.

Влияние факторов внутренней неустойчивости в схеме реакции ансамбля КТ на нелинейную динамику излучения в данной модели относительно просто анализировать, рассматривая учитывающую оптический эффект Штарка обобщённую двухуровневую схему взаимодействия поля и среды. Также рассматривается представление эффективного поля (действующего на РЦ) с учётом локальной поправки Лоренца. Выражения для связи полей, принятые в модели, дополнительно к нерезонансным френелевым составляющим содержат компоненты, учитывающие резонансную поляризацию в слое (их именуют сверхизлучательными и ими существенно определена нелинейность отклика структуры КТ). В записываемой ниже кинетической системе, записанной с учётом указанных представлений, квазистационарные амплитуды напряжённостей световых полей, E , E_r и E_i (действующего на КТ,

выходного и инициирующего, т. е., определяемого уровнем спонтанной люминесценции в слое на частоте генерации) масштабируются как безразмерные переменные (например, $\epsilon = \mu E \sqrt{T_1 T_2} / \hbar$, соответственно также нормировано время – $\tau = t / T_2$):

$$\begin{aligned} e(\tau) &= e_i + \kappa \left[\sqrt{\tau_{12}} \rho - i\beta(1-n)e(\tau) \right] (1+i\gamma), \quad e_r(\tau) = \kappa \left[\sqrt{\tau_{12}} \rho - i\beta(1-n)e(\tau) \right] \\ (1) \end{aligned}$$

$$\frac{d\rho}{d\tau} = \frac{n e}{\sqrt{\tau_{12}}} - \left[1 - i \left(\Delta\omega - \frac{\beta}{2\tau_{12}} |e|^2 \right) \right] \rho, \quad \tau_{12} \frac{dn}{d\tau} = \kappa - n - \frac{\sqrt{\tau_{12}}}{2} (\rho^* e + \rho e^*).$$

где κ – показатель усиления инверсного слоя, максимальный при данном уровне накачки;

$\tau_{12} = T_1 / T_2$ – отношение времён продольной (T_1) и фазовой релаксации перехода.

Нормирующий коэффициент γ в обусловленных учётом локальной поправки компонентах уравнений (1) пропорционален отношению длины волны поля излучения и толщины активного слоя. Фактор влияния квазирезонансной поляризации, вызывающей автомодуляционное уширение поля, учитывается различием (дефектом) поляризуемостей $\Delta\alpha$ дипольных РЦ на уровнях основного перехода. Поэтому в уравнения (1) входят составляющие с коэффициентом $\beta = 2\pi\Delta\alpha\epsilon_0\hbar / \mu^2 T_2$ (μ – дипольный момент РЦ). Эти составляющие пропорциональны вариации инверсии и характеризуют уровень резонансной нелинейной рефракции. Отстройка частоты наряду с нормированной линейной составляющей $\Delta\omega$ содержит нелинейный компонент, которым учитывается квадратичный эффект Штарка. Учет эффекта Штарка в рассматриваемой схеме расчета временных разветвок вполне обоснован, поскольку коэффициент нелинейности, определяющий эффект Штарка, пропорционален дефекту поляризуемости $\Delta\alpha$.

2. Моделирование временной картины выходного излучения. Численное интегрирование системы (1) проводилось методом Рунге–Кутты для начальных условий, очевидно соответствующих инвертированному состоянию среды слоя: для усиления – $n(\tau = 0) = 1$. Для вероятности поляризованности – $\rho(\tau = 0) = 0$ (предполагалось, что поляризующее влияние вынужденного излучения первоначально отсутствует). Величина поля инициирующего излучения была постоянной ($e_i(\tau) = e_0$) и предполагалась крайне незначительной, в сущности, рассматривался случай усиления слабого сигнала. Исползованные в расчётах коэффициенты (1) согласованы с реальными параметрами микролазеров на КТ, известными, например, из [4].

Вывод о возможности описания автомодуляционной структуры в излучении микролазеров решениями (1) подтверждается иллюстрируемыми на рисунке 1 примерами. Расчёт зависимости $I_r(t) = |e_r(t)|^2$ проводился на наносекундной шкале времени; квазирегулярная структура соответствовала пикосекундному диапазону.

Характерны, прежде всего, переходные относительно низко-частотные колебания с субнаносекундным периодом следования, обычно именуемые релаксационными, которые в кинетических процессах объясняются различием вероятностей переходов в каналах изменения населённости и наведения (распада) поляризованности. В данном случае из-за наложения более высокочастотных колебаний переходные пульсации способны принять сложную форму, и их развитие инициирует «выход» вынужденного излучения на установившийся режим в виде автомодуляционной регулярной или квазирегулярной серии контрастных импульсов. Нелинейная колебательная система из-за потери когерентности осцилляций поля и поляризованности вследствие нелинейного дрейфа частоты, стимулированного рядом физических механизмов, переходит к неустойчивому равновесному состоянию, в котором совершаются автоколебания переменных, то есть к особому

квазистационарному (нелинейно модулированному) состоянию (рисунок 2). Фазовые портреты решений для самоподдерживающихся серий импульсов представлены кривыми, выходящими на предельные циклы (рисунок 2 (а') и 2 (б')).

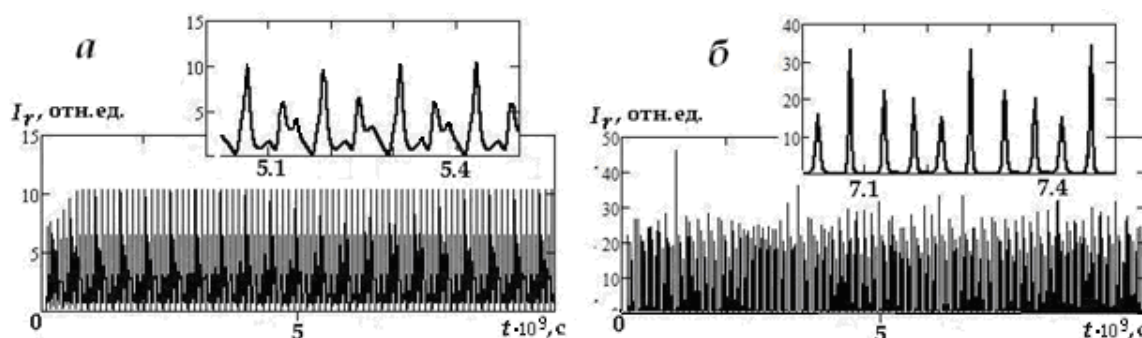


Рисунок 1 – Развёртки нормированной интенсивности (на верхних фрагментах рисунка воспроизведена релаксационная структура в большем разрешении):
 $\kappa = 1,5$ (а), $2,5$ (б); $\epsilon_0^2 = 2 \cdot 10^{-4}$; $\gamma = 2,0$; $\Delta\omega = -1,5$, $\tau_{12} = 2 \cdot 10^3$, $\beta = 0,1$

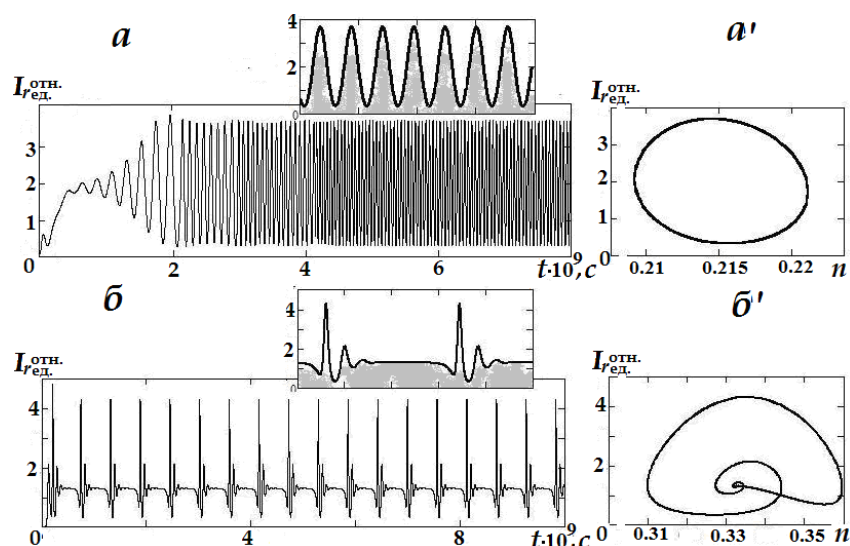


Рисунок 2 – Развёртки интенсивности (а), (б) в разном масштабе времени и фазовые кривые (а'), (б'): $\Delta\omega = -0,5$ (а), $-1,0$ (б);
 $\epsilon_0^2 = 3,6 \cdot 10^{-4}$; $\kappa = 1,5$; $\gamma = 1,58$; $\beta = 0,1$

Физически достижение режима автоколебаний (самоподдерживающихся пульсаций) означает возможность преобразования сигнала возбуждения (накачки) с постоянной огибающей в модулированный во времени световой сигнал, причём параметры модуляции управляются изменением мощности возбуждения или отстройки частоты в пределах спектральной линии усиления. Система (1) допускает качественный анализ устойчивости равновесных состояний, его проведение даст возможность оценки условий существования режимов регулярных пульсаций и составляет предмет отдельной задачи.

Литература

1. Long-range orientation and atomic attachment of nanocrystals in 2D honeycomb superlattices / M. P. Boneschanscher [et al.] // *Science*. – 2014. – Vol. 344, № 6190. – P. 1377–1380.

2. Low-Dimensional Semiconductor Superlattices Formed by Geometric Control over Nanocrystal Attachment / W. H. Evers [et al.] // Nano Lett. – 2013. – Vol. 13, № 6. – P. 2317–2323.

3. Wilson, M. Half of Nobel prize in physics honors the inventors of chirped pulse amplification / M. Wilson // Physics Today. – 2018. – Vol. 71, № 12. – P. 18–21.

4. Жуков, А. Е. Лазеры и микролазеры на основе квантовых точек / А. Е. Жуков. – С.-Пб. : ПолитехПресс, 2019. – 42 с.

5. Тимощенко, Е. В. Модель динамики микролазера на основе квантоворазмерных структур / Е. В. Тимощенко, В. А. Юревич // Весті НАН Беларусі, серія фіз.-мат. навук. – 2023. – Т. 59, № 4. – С. 328–337.

М. М. Хартон, А. В. Новицкий
Белорусский государственный университет,
г. Минск, Республика Беларусь

НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В РАССЕЯННОМ НА ЦИЛИНДРЕ ИЗ ПОЛУМЕТАЛЛА ВЕЙЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Введение. Рассеяние электромагнитных волн самых различных частот имеет исключительное значение не только в физике, но и в приложениях других наук [1]. Свойства используемого для создания рассеивающей системы материала имеют принципиальное значение. Это могут быть металлы, диэлектрики, а также материалы с особой зонной структурой, такие как графен или полуметаллы Вейля, обладающие линейной дисперсией электронов. Полуметаллы Вейля представляют собой особый класс полуметаллов, играющий важную роль в перспективах развития современных оптических технологий благодаря проявляемым свойствам невзаимности и хиральности.

Оптические свойства полуметаллов Вейля могут быть описаны единичной магнитной проницаемостью $\mu = 1$ и следующим тензором диэлектрической проницаемости [2, 3]:

$$\varepsilon = \varepsilon_D (1 - \mathbf{e}_z \otimes \mathbf{e}_z) + \varepsilon'_D \mathbf{e}_z \otimes \mathbf{e}_z + i\varepsilon_a \mathbf{e}_z^\times, \quad (1)$$

где ε_D и ε'_D – комплексные диэлектрические проницаемости (дираковские члены) анизотропного полуметалла;

ε_a – аксионный член, пропорциональный расстоянию между хиральными узлами Вейля;

обозначение $\mathbf{e}_z \otimes \mathbf{e}_z$ используется для диады;

$\mathbf{e}_z^\times$ – для тензора, дуального вектору $\mathbf{e}_z$.

В данной работе мы рассматриваем рассеяние плоских электромагнитных волн на многослойных цилиндрических частицах с использованием операторного метода для получения аналитического решения.

Операторный метод для цилиндра. Для поиска решения уравнений Максвелла можно воспользоваться следующей подстановкой для электрического и магнитного полей:

$$\mathbf{E}(\rho, \varphi, z, t) = e^{im\varphi + i\beta z - i2\pi ft} \mathbf{E}(\rho), \quad (2)$$

где (ρ, φ, z) – цилиндрические координаты, ось которых совпадает с осью частицы;

f – частота;

β является z -составляющей волнового вектора и m – целое число. Такая подстановка используется и для векторов $\mathbf{B}, \mathbf{H}, \mathbf{D}$.

После несложных математических преобразований уравнения Максвелла можно переписать в виде одного для вектора тангенциальных компонент [4, 5]

$$\frac{d\mathbf{W}(\rho)}{d\rho} = ik\hat{M}(\rho)\mathbf{W}(\rho). \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{W}(\rho)$ – вектор тангенциальных компонент, определенный как

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} H_z \mathbf{e}_z + H_\varphi \mathbf{e}_\varphi \\ E_z \mathbf{e}_z + E_\varphi \mathbf{e}_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{H}_t \\ \mathbf{E}_t \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $(\mathbf{e}_\rho, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{e}_z)$ – тройка базисных векторов цилиндрической системы координат;

4x4-матрица $\hat{M}$ представляется через 2x2-блоки

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} \hat{A} & \hat{B} \\ \hat{C} & \hat{D} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

явный вид которых несложно получить с использованием общих формул [4, 5].

Для получения аналитического решения необходимо разложить вектор тангенциальных компонент

$$\mathbf{W} = \vec{W}_\varphi \mathbf{e}_\varphi + \vec{W}_z \mathbf{e}_z, \quad (6)$$

где $\vec{W}_\varphi = \langle \mathbf{e}_\varphi | \mathbf{W} \rangle$, $\vec{W}_z = \langle \mathbf{e}_z | \mathbf{W} \rangle$.

Используя (3) – (6), в случае однородной среды для $\vec{W}_z$ получаем уравнение Бесселя

$$\frac{d^2 \vec{W}_z}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\vec{W}_z}{d\rho} + \left(k^2 \overset{\leftrightarrow}{M}_{z\varphi}^{(0)} \overset{\leftrightarrow}{M}_{\varphi z}^{(0)} - \frac{m^2}{\rho^2} \right) \vec{W}_z = 0, \quad (7)$$

с матрицами $\overset{\leftrightarrow}{M}_{z\varphi}^{(0)} = \begin{pmatrix} i\chi\gamma & \varepsilon_D - \varepsilon_D \chi^2 - \gamma^2 \\ \frac{\gamma^2}{\varepsilon_D} - 1 & i\chi\gamma \end{pmatrix}$, $\overset{\leftrightarrow}{M}_{\varphi z}^{(0)} = \begin{pmatrix} 0 & -\varepsilon'_D \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$,

где определены параметры $\chi = \varepsilon_a / \varepsilon_D$ и $\gamma = \beta / k$, характеризующие, соответственно, гиротропность и наклон волнового вектора падающей волны к оси цилиндра.

Решение уравнения (7) строится стандартным способом. Если ввести собственные значения $a_{1,2}$ и соответствующие собственные векторы $\vec{a}_{1,2}$ матрицы $\hat{M}_{z\varphi}^{(0)} \hat{M}_{\varphi z}^{(0)}$, то это решение можно записать как

$$\vec{W}_z = \overset{\leftrightarrow}{U} \left(\overset{\leftrightarrow}{J}_m \vec{A} + \overset{\leftrightarrow}{Y}_m \vec{B} \right), \quad (8)$$

где $\overset{\leftrightarrow}{U} = \vec{a}_1 \otimes \vec{e}_1 + \vec{a}_2 \otimes \vec{e}_2$;

$$\overset{\leftrightarrow}{J}_m = J_m(\alpha_1 k \rho) \vec{e}_1 \otimes \vec{e}_1 + J_m(\alpha_2 k \rho) \vec{e}_2 \otimes \vec{e}_2;$$

$$\begin{aligned}\vec{Y}_m^{\leftrightarrow} &= Y_m(\alpha_1 k \rho) \vec{e}_1 \otimes \vec{e}_1 + Y_m(\alpha_2 k \rho) \vec{e}_2 \otimes \vec{e}_2; \\ \vec{A} &= A_1 \vec{e}_1 + A_2 \vec{e}_2, \quad \vec{B} = B_1 \vec{e}_1 + B_2 \vec{e}_2; \quad \alpha_j = \sqrt{a_j}, \quad j = 1, 2;\end{aligned}$$

A_j, B_j – постоянные величины. Единичные векторы $\vec{e}_1 = (1, 0)^T$, $\vec{e}_2 = (0, 1)^T$ обра-

зуют базис в представлении матрицы $\overset{\leftrightarrow}{M}_{z\varphi}^{(0)} \overset{\leftrightarrow}{M}_{\varphi z}^{(0)}$, матрицей перехода к которому является $\overset{\leftrightarrow}{U}$.

Для восстановления φ -компоненты $\vec{W}_\varphi$ следует пользоваться формулой

$$\vec{W}_\varphi = \overset{\leftrightarrow}{P} \vec{W}_z, \quad \overset{\leftrightarrow}{P} = - \left(\overset{\leftrightarrow}{M}_{z\varphi}^{(0)} \right)^{-1} \left(\overset{\leftrightarrow}{1} \frac{i}{k} \frac{d}{d\rho} + \overset{\leftrightarrow}{M}_{zz}^{(1)} \frac{1}{\rho} \right), \quad (9)$$

$$\text{где } \overset{\leftrightarrow}{M}_{zz}^{(1)} = -\frac{i}{k} \begin{pmatrix} m\chi & im\gamma \\ -\frac{im\gamma}{\varepsilon_D} & 0 \end{pmatrix}.$$

Электромагнитные волны в слоистом анизотропном цилиндре. При наличии границы раздела двух и более цилиндрических слоев связь электрического и магнитного полей в них осуществляется посредством граничных условий, требования которых можно свести к равенству тангенциальных составляющих полей

$$\mathbf{W}^{(n)} = \mathbf{W}^{(n+1)} \quad (10)$$

на границе между слоями. Здесь индекс n нумерует слои, т. е. (10) подразумевает соседние слои.

Уравнение (10) можно разрешить относительно полей в $n+1$ слое

$$\mathbf{V}^{(n+1)} = \hat{T}_{n+1 \leftarrow n}(\rho_{n,n+1}) \mathbf{V}^{(n)} = [\hat{G}^{(n+1)}]^{-1} \hat{G}^{(n)} \mathbf{V}^{(n)}, \quad (11)$$

где $\mathbf{V} = \mathbf{e}_A \vec{A} + \mathbf{e}_B \vec{B}$ даёт представление решения в виде коэффициентов;

$\mathbf{e}_A, \mathbf{e}_B$ есть единичные базисные векторы этого представления, ассоциированные с решениями, даваемыми функциями Бесселя 1-го и 2-го рода соответственно.

Матрица $\hat{G}^{(n)}$, вычисляемая на расстоянии от оси системы $\rho_{n,n+1}$, обозначающем границу между слоями, определяется на основании (6), (8) и (9) из соотношения $\mathbf{W} = \hat{G} \mathbf{V}$. Оператор $\hat{T}_{n+1 \leftarrow n}(\rho_{n,n+1})$, таким образом, выполняет преобразование полей из одного слоя в другой.

Такое описание, с учетом требований конечности полей в 0 и условии излучения Зоммерфельда, позволяет получить общее решение для рассеянного излучения

$$\mathbf{V}_{sc}^{(1)} = - \left[(\overset{\leftrightarrow}{\Omega}_{N,BA} + i \overset{\leftrightarrow}{\Omega}_{N,BB})^{-1} \langle \mathbf{e}_B | \hat{\Omega}_N \mathbf{V}_{inc}^{(1)} \rangle \right] (\mathbf{e}_A + i \mathbf{e}_B), \quad (12)$$

где $\mathbf{V}_{sc}^{(1)}$ и $\mathbf{V}_{inc}^{(1)}$ суть рассеянное и падающее поля в первом слое;

$\hat{\Omega}_N = \hat{T}_{N \leftarrow N-1} \dots \hat{T}_{3 \leftarrow 2} \hat{T}_{2 \leftarrow 1}$ есть оператор, дающий связь между $\mathbf{V}^{(N)} = \hat{\Omega}_N \mathbf{V}^{(1)}$, причем $\overset{\leftrightarrow}{\Omega}_{N,BA} = \langle \mathbf{e}_B | \hat{\Omega}_N | \mathbf{e}_A \rangle$, $\overset{\leftrightarrow}{\Omega}_{N,BB} = \langle \mathbf{e}_B | \hat{\Omega}_N | \mathbf{e}_B \rangle$.

Результаты. На рисунке 1 представлены расчеты удельного на единицу длины дифференциального сечения рассеяния для плоской электромагнитной ТМ-волны (вектор $\mathbf{H}$ поляризован вдоль оси цилиндра), падающей перпендикулярно оси двухслойного цилиндра, имеющего сердцевину из полуметалла Вейля и оболочку из диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ϵ_d .

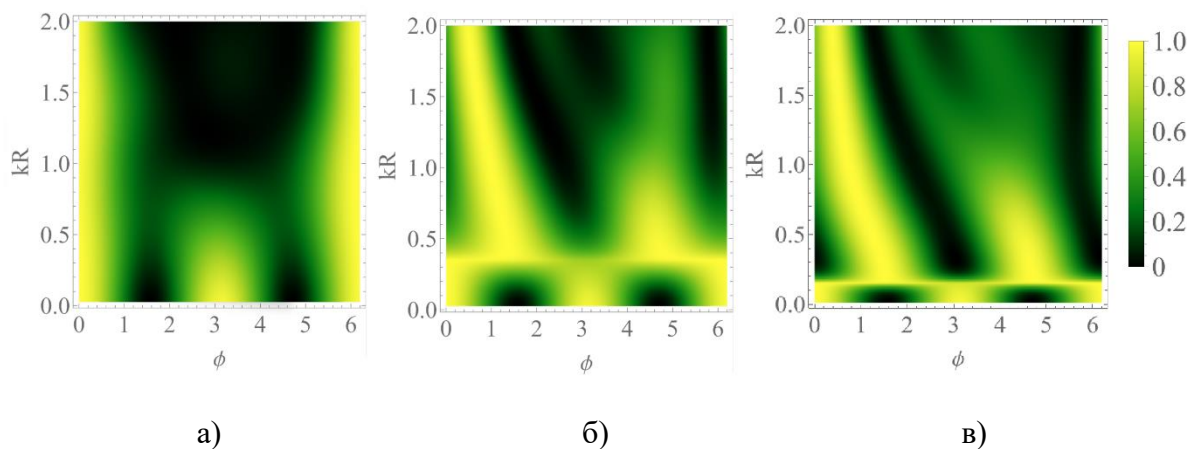


Рисунок 1 – Удельное на единицу длины дифференциальное сечение рассеяния при изменении параметра χ : (а) $\chi = 0,75$, (б) $\chi = 1,00$, и (в) $\chi = 1,2$.

Параметры: $k = 1,0 \text{ мм}^{-1}$, $\epsilon_D = 5$, $\epsilon_d = 4$, и толщина оболочки $h = 0,1 \text{ мм}$.

Из-за типа нормировки легенда для всех графиков одина

Для расчета при различных kR изменяется только радиус полуметаллического ядра R , поскольку это позволяет избежать учета дисперсии. Представленные данные нормированы так, что максимальное значение при фиксированном kR равно 1. Это позволяет исследовать именно угловое распределение излучения, отвлекаясь при этом от его зависимости от kR . При малых значениях kR излучение подобно дипольному. Также достаточно четко проглядывается граница областей, где большее влияние оказывает ядро и оболочка.

При $\chi = 0,8$ и $\epsilon_D = 5,0$ выполняется условие $\epsilon_D = \epsilon_a + 1$, поэтому ярко выраженная дипольная особенность излучения, связанная с оболочкой, при прохождении точки $kR = 1$ меняется на почти прямое рассеяние. Выполнение условия $\epsilon_D = \epsilon_a + 1$, как можно показать с помощью асимптотического анализа точного решения, приводит к подавлению дипольного излучения полуметаллической сердцевины.

Заключение. Была разработана операторная теория рассеяния электромагнитных волн на немагнитных многослойных цилиндрах, содержащих полуметаллы Вейля. Полученные формулы позволяют эффективно производить расчеты рассеянного излучения.

Результаты, полученные для рассеянного на цилиндре из полуметалла Вейля излучения, свидетельствуют о высокой степени влияния параметра хиральности на угловое распределение излучения. Можно добиться отклонения максимума от направления вперед до 60° , а также подавления дипольного излучения и обратного рассеяния с сохранением асимметричного отклонения от прямого рассеяния.

Необычные оптические эффекты, связанные с полуметаллами Вейля, открывают возможности для создания новых, более эффективных и точных оптических устройств, таких как поляризационные фильтры, датчики и линзы с высокой разрешающей способностью.

Литература

1. Bohren, C. F. Absorption and Scattering of Light by Small Particles / C. F. Bohren, D. R. Huffman. – Wiley, New York, 1983. – 530 pp.

2. Light control with Weyl semimetals / C. Guo [et al.] // eLight. – 2023. – Vol. 3, № 1. – P. 2.
3. Tunable magnetless optical isolation with twisted Weyl semimetals / V. A. Chistyakov [et al.] // Nanophotonics. – 2023. – Vol. 12, № 16. – P. 3333–3340.
4. Novitsky, A. V. Matrix approach for light scattering by bianisotropic cylindrical particles / A. V. Novitsky // J. Phys.: Condens. Matter. – 2007. – T. 19, № 8. – C. 086213.
5. Novitsky, A. V. Operator matrices for describing guiding propagation in circular bianisotropic fibres / A. V. Novitsky, L. M. Barkovsky // J. Phys. A: Math. Gen. – 2005. – T. 38, № 2. – C. 391–404.

**С. А. Хахомов¹, А. Л. Самофалов¹, И. А. Фаняев¹, И. В. Семченко²,
А. В. Ляхнович³, А. А. Ковалёв¹, П. В. Сомов¹, А. Ю. Кравченко⁴,
Хуэй Чу⁵, Мэнмэн Ли⁵, Даши Динг⁵**

¹ Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь,

² Государственное научно-производственное объединение
«Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника»,
г. Минск, Республика Беларусь,

³ Институт физики НАН Беларуси, г. Минск, Республика Беларусь

⁴ Белорусский научно-исследовательский и проектный институт нефти,
г. Гомель, Республика Беларусь,

⁵ Нанкинский университет науки и технологии,
г. Нанкин, Китайская Народная Республика

МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ И МЕТАПОВЕРХНОСТИ НА ОСНОВЕ БИАНИЗОТРОПНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ СВЧ И ТГц ВОЛН

Введение. Электродинамика метаматериалов как относительно молодая область науки открыла огромные возможности по манипулированию электромагнитными волнами в значительном частотном спектре, начиная от высоких частот и заканчивая видимым излучением. Использование метаматериалов дает возможности для реализации различных функциональных способностей: маскировка объектов, визуализация, идеальное поглощение, отрицательное преломление [1–2], генерация вихревых пучков [3], аномальное преломление и отражение [4], уменьшение эффективной площади рассеяния [5], фокусировка [6] и многое другое.

Многие исследователи с помощью сверхтонких конструкций стремятся реализовать эффективное управление распространением электромагнитных волн. Портативные устройства с высокоинтегрированными функциями становятся одним из наиболее предпочтительных направлений современной техники.

1. Моделирование и эксперимент. В данной работе в качестве примера многофункционального устройства предлагается каскадный метаматериал для манипуляции электромагнитными волнами СВЧ диапазона. Для этого использован комплект двух тонких метаповерхностей на основе планарных спиралей для манипуляции электромагнитными волнами, в которых одновременно обеспечивается различное, независимое преобразование волн на различных частотах.

В качестве киральных включений метаповерхностей рассматриваются планарные металлические спирали с осями, ориентированными в плоскости метаповерхности.

Планарные спирали представляют собой металлические полосы по обе стороны печатной платы, соединённые путём металлизации отверстий в диэлектрической подложке.

Рассчитаны и спроектированы параметры планарных спиралей и их расположение в ячейке, обеспечивающие входное сопротивление метаповерхности, равное импедансу свободного пространства, в достаточно широком диапазоне частот, включающем в себя рабочие частоты всех метаповерхностей. Это свойство обеспечивает независимое и взаимно не препятствующее функционирование всех метаповерхностей в каскаде. Подобная конструкция достаточно легко реализуется с помощью технологий изготовления печатных плат.

Предварительно спроектированы, изготовлены и экспериментально исследованы отдельные функциональные метаповерхности: отражающий кросс-поляризатор [7], пропускающий кросс-поляризатор [8], не отражающий поглотитель [9].

Для демонстрации независимости работы уже оптимизированных нами двух разных по функционалу метаповерхностей – это отражающий кросс-поляризатор, поворачивающий плоскость поляризации отраженной волны на резонансной частоте на угол, близкий к 90° , и пропускающий кросс-поляризатор, проведено компьютерное моделирование работы обоих устройств, при их близком друг от друга расположении. На рисунке 1 показано взаимное расположение двух метаповерхностей с двумя различными функциями. Расстояние между метаповерхностями составляет 10 мм.

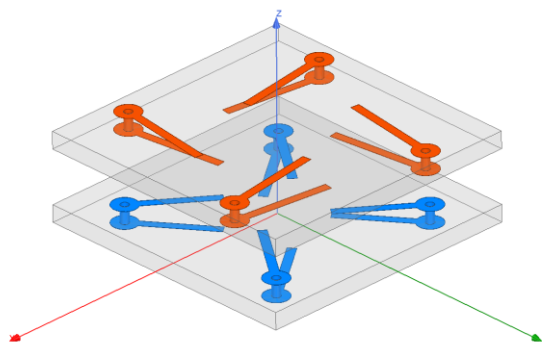


Рисунок 1 – Модель двух близко расположенных метаповерхностей как преобразователя волн на различных частотах с двумя различными функциями

На рисунке 2 приведены графики частотной зависимости коэффициентов отражения (R), прохождения (T) и поглощения (A) для каскада из двух метаповерхностей с двумя различными функциями.

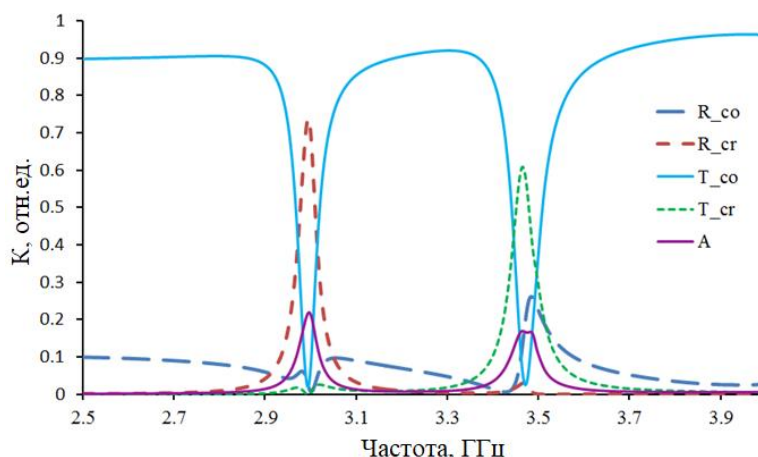


Рисунок 2 – Графики частотной зависимости коэффициентов со-поляризованного отражения (R_{co}) и прохождения (T_{co}), коэффициентов кросс-поляризованного отражения (R_{cr}) и прохождения (T_{cr}) и коэффициента поглощения на подложке Arlon AD255C

Из графиков видно, что обе метаповерхности с разными, заложенными нами функциями, работают на разных частотах и не оказывают существенного взаимного влияния на работу друг друга.

Коэффициент кросс-прохождения (T_{cr}) на частоте, близкой к 3,5 ГГц, получился чуть ниже вследствие того, что данный слой находился вторым по отношению к падающей волне. Часть волны незначительно поглотилась первым слоем.

Для проведения экспериментальных исследований с использованием технологии РСВ изготовлены экспериментальные образцы в соответствии с рассчитанными параметрами: кросс-поляризационного отражателя и метаповерхности для осуществления кросс-поляризационного прохождения падающих волн, которые объединены в каскад. С данным каскадом в научной лаборатории электромагнитных метаматериалов Нанкинского университета науки и технологии (Нанкин, Китай) проведены экспериментальные исследования (рисунок 3).

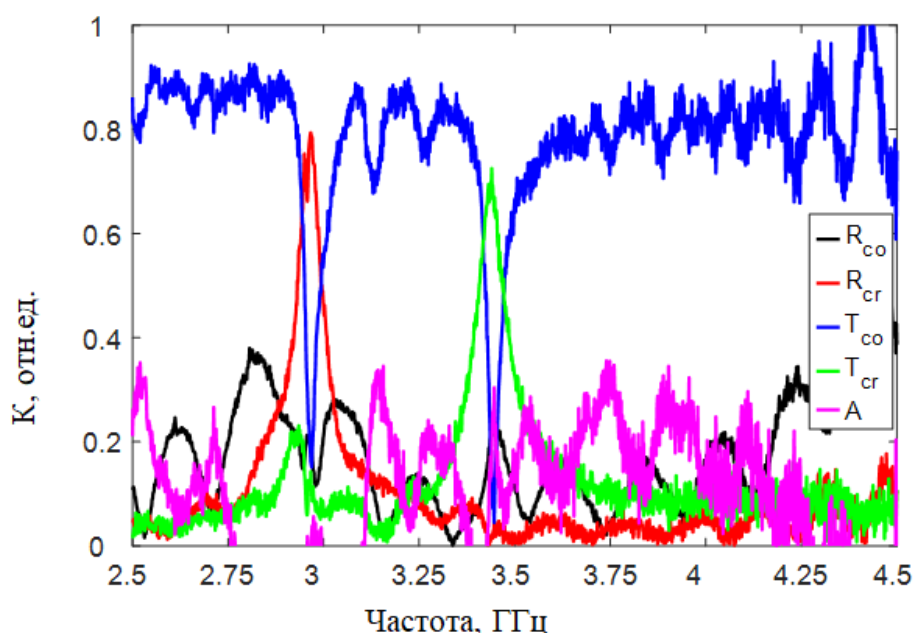


Рисунок 3 – Результаты экспериментальных исследований каскада из двух метаповерхностей с двумя различными функциями

Анализ результатов исследования каскада метаповерхностей на основе одновитковых планарных спиралей доказывает возможность использования каскада таких метаповерхностей с волновым импедансом свободного пространства для одновременного выполнения нескольких функциональных задач. Продемонстрировано независимое и взаимно совместимое преобразование волн на различных частотах.

Моделирование показывает, что с помощью аналогичного каскада метаповерхностей может быть осуществлена манипуляция ТГц волнами. Для этого параметры планарных спиралей должны быть заранее оптимизированы в совокупности с подложкой для достижения резонанса в ТГц диапазоне.

Необходимо отметить, что электромагнитные свойства метаматериалов и метаповерхностей, состоящих из объемных гладких спиральных элементов, интенсивно исследовались на протяжении последних десятилетий [10–14].

Заключение. Представленный каскадный метаматериал обладает узкой частотной избирательностью, широкой радиопрозрачностью вне резонансной частоты и конструктивной простотой при его реализации.

Подобные структуры могут найти широкое применение при развязке антенн и антенных решеток, в устройствах по частотно-селективному манипулированию СВЧ волнами и многих других приложениях.

Работа выполнена в рамках реализации проектов БРФФИ Ф22КИТГ-021, Ф23КИ-027, Ф24КИТГ-005.

Литература

1. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity / D. R. Smith [et al.] // *Physical review letters*. – 2000. – Т. 84, №. 18. – P. 4184.
2. Семченко, И. В. Электромагнитные волны в метаматериалах и спиральных структурах / И. В. Семченко, С. А. Хахомов. – Минск: Беларуская навука, 2019. – 279 с.
3. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction / N. Yu [et al.] // *Science*. – 2011. – Т. 334, №. 6054. – P. 333–337.
4. Broadband light bending with plasmonic nanoantennas / X. Ni [et al.] // *Science*. – 2012. – Т. 335, №. 6067. – P. 427–427.
5. Wideband radar cross section reduction using two-dimensional phase gradient metasurfaces / Y. Li [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Т. 104, №. 22. – P. 221110.
6. Flat metasurfaces to focus electromagnetic waves in reflection geometry / X. Li [et al.] // *Optics letters*. – 2012. – Т. 37, №. 23. – P. 4940–4942.
7. Расчет параметров метаматериала для получения кросс-поляризационного полного отражения при отсутствии прохождения и поглощения электромагнитных волн / С. А. Хахомов [и др.] // *Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины*. – 2023. – № 3 (138). – С. 106–110.
8. Метаповерхность с функцией пропускающего кросс-поляризатора на основе одновитковых планарных спиралей / И. А. Фаняев [и др.] // *Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины*. – 2023. – № 6 (141). – С. 117–122.
9. Метаповерхность на основе одновитковых планарных спиралей со свойством не отражающего поглотителя в СВЧ диапазоне / И. А. Фаняев [и др.] // *Проблемы физики, математики и техники*. – 2024. – № 3 (60). – С. 38–43.
10. Electromagnetic waves in artificial chiral structures with dielectric and magnetic properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola // *Electromagnetics*. – 2001. – Vol. 21, №. 5. – P. 401–414.
11. Semchenko, I. V. Polarization Plane Rotation of Electromagnetic Waves by the Artificial Periodic Structure with One-Turn Helical Elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // *Electromagnetics*. – 2006. – Vol. 26, № 3-4. – P. 219–233.
12. Semchenko, I. V. Helices of optimal shape for nonreflecting covering / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // *The European Physical Journal. Applied Physics*. – 2010. – Vol. 49, № 3. – P. 33002.
13. Поглотители электромагнитного излучения СВЧ-диапазона на основе полимерных композитов и киральных структур / Цянь Сонгсонг, В. А. Банный, А. Л. Самофалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // *Проблемы физики, математики и техники*. – 2014. – № 4 (21). – С. 40–45.
14. Semchenko, I. V. Artificial uniaxial bianisotropic media at oblique incidence of electromagnetic waves / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *Electromagnetics*. – 2002. – Vol. 22, № 1. – P. 71–84.

Секция 2 «Теория фундаментальных взаимодействий»
(электрослабые свойства микрочастиц, электродинамические и адронные процессы взаимодействия, астрофизика и космология)

Председатели:

Тимошин Сергей Иванович, д-р физ.-мат. наук, профессор
Андреев Виктор Васильевич, д-р физ.-мат. наук, профессор

С. Л. Авакян, Е. З. Авакян

Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
г. Гомель, Республика Беларусь

РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ

Введение. Среди множества электрослабых процессов особый интерес для изучения структуры адронов представляют радиационные распады. В самом деле, поскольку лептоны не взаимодействуют сильно, они являются «идеальными зондами» адронной структуры. С этой точки зрения рассмотрим распады $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$ и $\pi \rightarrow e\nu_e e^+e^-$. Впервые распад $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$ наблюдался в 1963 году [1]. В девяностые годы прошлого столетия было получено много экспериментальных данных по этому распаду, однако общее число зарегистрированных событий составило около 1 300 и только в 2009 на экспериментах PSI (PIBETA), была достигнута статистика $65 \cdot 10^3$ [2]. Наиболее общий обзор экспериментальной ситуации был сделан в работе [3]. Было предпринято много попыток теоретически описать проблемы, возникающие в данных распадах, начиная со всевозможных кварковых моделей и заканчивая киральными подходами [4–6]. Изучение данных распадов дает богатую информацию о внутренней структуре π – мезона. Традиционно, для описания слабых распадов из пяти основных вариантов взаимодействий – скалярного S , псевдоскалярного P , векторного V , аксиально-векторного A и тензорного – T , используют только $V - A$ взаимодействие. В данной работе был вычислен параметр $\gamma = F_A(0)/F_V(0)$ для распада $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$. Причем параметр был вычислен как без учета промежуточных адронных состояний, так и с ними. Значение параметра γ без учета промежуточного $a_1(1260)$ оказалась равной $\gamma = 1$, что противоречит экспериментальным данным $\gamma = 0,469 \pm 0,935$ [7]. Последовательный учет промежуточных векторных и аксиально векторных мезонов привел к значению $\gamma = 0,537$, что хорошо согласуется с экспериментом. Адрон-кварковые взаимодействия будем описывать в рамках Модели Конфайнмированных Кварков (МКК) [8].

1. Распад $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$. Диаграммы, описывающие распад $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$, приведены на рисунке 1.

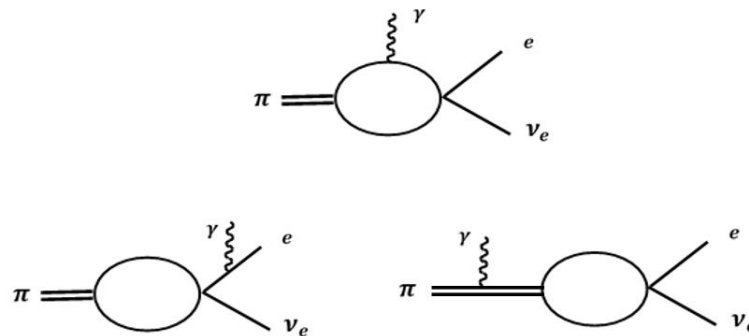


Рисунок 1 – Диаграммы, описывающие распад $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$

Различают две части амплитуды данного распада:

$$M = M_{IB} + M_{SD},$$

где M_{IB} – структурно-независящая часть амплитуды: пион излучает позитрон и нейтрино через аксиально-векторный ток, а фотон испускается внешними заряженными частицами. Это «тривиальная» часть процесса в том смысле, что эффекты сильного взаимодействия отсутствуют, она вычисляется по обычным правилам КЭД;

M_{SD} – структурно-зависящая часть амплитуды, определяемая векторным F_V и аксиально-векторным F_A форм-факторами.

Здесь проявляются сильные взаимодействия. Фотон излучается из промежуточного адронного состояния, генерируемого сильным взаимодействием внешнего адрона и кварков. Для описания этого сложного механизма требуется знание структуры адрона и динамики взаимодействия. В МКК структурно-зависящая часть амплитуды обычно представляется в виде:

$$M_{SD}(\pi \rightarrow e \nu_e \gamma) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} e V_{ud} l_w^\mu \varepsilon^\nu(\hat{q}) T_{SD}^{\mu\nu}(p, q),$$

где l_w^μ – слабый лептонный ток;

$\varepsilon^\nu(\hat{q})$ – вектор поляризации γ -кванта.

$$T_{SD}^{\mu\nu}(p, q) = F_A(t) [g^{\mu\nu} p q - p^\mu q^\nu] - i F_V(t) \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta,$$

где p – импульс π -мезона;

q – импульс γ -квант;

$$t = (p - q)^2.$$

При вычислении амплитуды с учетом диаграмм, приведенных на рисунке 1 форм-факторы $F_A(0)$ и $F_V(0)$ оказались равными:

$$F_A(0) = F_V(0) = \frac{2\Lambda_u \sqrt{h_\pi}}{3\pi} a(0),$$

где Λ_u – параметр, характеризующий область конфайнмента нестранных кварков;

h_π – константа взаимодействия π -мезона с кварками.

Видно, что параметр γ оказывается равным 1, что совпадает с результатом, полученным в обычных кварковых моделях, и противоречит имеющимся на сегодняшний день экспериментальным данным.

2. Учет промежуточного $a_1(1260)$ мезона. Учет промежуточного $a_1(1260)$ мезона приводит к появлению дополнительных диаграмм, приведенных на рисунке 2. Эти диаграммы дают вклад только в аксиальный форм-фактор $F_A(0)$.

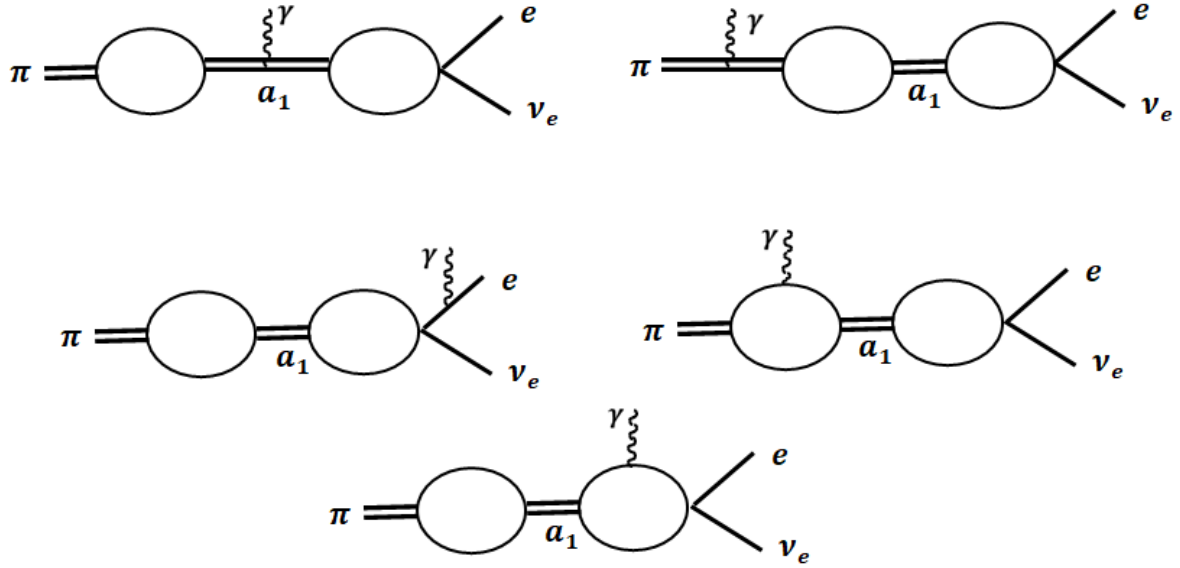


Рисунок 2 – Диаграммы с учетом промежуточного $a_1(1260)$ мезона

Таким образом, $F_A(0)$ получен в виде:

$$F_A(0) = \frac{2\Lambda_u \sqrt{h_\pi}}{3\pi} a(0) [1 - G_{a_1}(0) h_{a_1}],$$

где $G_{a_1}(0) h_{a_1}$ – произведение значения пропагатора a_1 мезона на константу его взаимодействия с кварками. В однопетлевом приближении произведение $G_{a_1}(0) h_{a_1}$ имеет вид

$$G_{a_1}^{\mu\nu}(p^2) h_{a_1} = \frac{1}{\Pi_{1A}(p^2) - \Pi_{1A}(m_A^2)} \left[-g^{\mu\nu} + p^\mu p^\nu \frac{\Pi_{2A}(p^2)}{\Pi_{1A}(p^2) - \Pi_{1A}(m_A^2) + p^2 \Pi_{2A}(p^2)} \right],$$

где $\Pi_{1A}(p^2), \Pi_{2A}(p^2)$ – части поляризационного оператора аксиального мезона. Что приводит к изменению аксиального формфактора $F_A(0)$.

$$F_V(0) = 0,041, \quad F_A(0) = 0,022.$$

В результате, параметр γ оказался равным $\gamma = 0,537$, что неплохо согласуется с экспериментальными данными $\gamma_{\text{ЭК}} = 0,469 \pm 0,935$. Таким образом, оказалось, что влияние a_1 мезона существенно проявляется в слабом радиационном распаде π -мезона. Учет дополнительных диаграмм с промежуточным аксиально-векторным мезоном привел к заметному изменению параметра γ .

Заключение. Изучены радиационные распады пиона $\pi \rightarrow e \nu_e \gamma$. Получены значения параметра $\gamma = F_A(0)/F_V(0)$. Показано, что учет промежуточных аксиальных состояний в амплитуде распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ приводит к значению параметра γ , отличному от 1, что согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

Литература

1. Further Measurement on the Decay $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ / P. Depommier, J. Heintze, C. Rubbia, V. Soergel // Phys.Lett. – 1963. – Vol.7. – P. 285–287.
2. New Precise Measurement of the Pion Weak Form Factors in $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ Decays / M. Bychkov [et al.] (PIBETACollab.) // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 103. – P. 051802(4).
3. Исследование редких распадов пионов на спектрометре PIBETA / Д. Почанич [и др.] // Письма в ЭЧАЯ. – 2018. – Т. 15, № 6 (218). – С. 481–496.
4. Bijmens, J. $\pi \rightarrow l \nu \gamma$ Form Factors at Two Loop / J. Bijmens, P. Talavera // Nucl. Phys. B. – 1997. – Vol. 489. – P. 387–404.
5. Geng, C. Q. Axial Vector Form Factors for $K_{l2\gamma}$ and $\pi_{l2\gamma}$ at $O(p^6)$ in Chiral Perturbation Theory / C. Q. Geng, I-Lin Ho, T. H. Wu // Nucl. Phys. B. – 2004. – Vol. 684. – P. 281–317.
6. Pichl, H. On the Radiative Decay / H. Pichl, R. Unterdorfer // Eur. Phys. J. C. – 2008. – Vol. 55. – P. 273–283.
7. PDG Prog.Theor.Exp.Phys. – 2022 – 083C01.
8. Efimov, G. V. The Quark Confinement Model of Hadrons / G. V. Efimov, M. A. Ivanov. – London: IOP Publishing Ltd, 1993.

С. Л. Авакян, Е. З. Авакян

Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
г. Гомель, Республика Беларусь

ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ

Введение. Мезоны являются простейшими двухкварковыми системами, поэтому их изучение представляется крайне важным, для решения упомянутых выше проблем. Задача изучения полулептонных распадов мезонов остается актуальной на протяжении многих десятилетий. Это связано с тем, что в указанных распадах тесно сплетены слабые и сильные взаимодействия кварков. Следует отметить, что при полулептонных распадах появление одного (и только одного) адрона в конечном состоянии порождает более богатую феноменологию по сравнению с чисто лептонными распадами. В то же время, описание полулептонных распадов, в отличие от нелептонных, не требует дополнительных предположений о взаимосвязи сильных и слабых взаимодействий на малых расстояниях.

Каонные распады рассматриваются в целом ряде обзоров, например, [1]. Экспериментальное изучение этих распадов ведется рядом экспериментальных групп. (BNL KEK – JAEA IHER, Protvino INFN, Frascati) [2]. В последнее время мезонные системы, содержащие «тяжелые» кварки привлекают большое внимание. Это связано с появлением достаточного количества экспериментальных данных, полученных, Belle [3], BESIII [4–7] и CLEO [8].

Трудность теоретического изучения указанных мезонных систем заключается в том, что для описания D мезонов невозможно применить, ни киральный предел ($m_c \rightarrow 0$), ни эффективную теорию ($m_c \rightarrow \infty$). В последнее время интенсивно развиваются теоретические подходы, например, основанных на применении кварковых моделей [9], эффективной киральной теории [10] и ряде других. В данной работе адронные матричные элементы вычисляются в Ковариантной Модели Конституэнтных Кварков (КМКК) [11].

1. Матричные элементы полулептонных распадов мезонов. Матричный элемент полулептонного распада мезона имеет вид:

$$M(M_1 \rightarrow M_2 l \nu_l) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q_1 q_2} H^\mu L_\mu, \quad (1)$$

где L_μ и H^μ – лептонный и адронный токи, которые могут быть записаны как:

$$L_\mu = \bar{\nu}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) l, \quad (2)$$

$$H^\mu = M_2 [V^\mu - A^\mu] M_1, \quad (3)$$

где $V^\mu = \bar{q}_1 \gamma^\mu q_2$ и $A^\mu = \bar{q}_1 \gamma^\mu \gamma_5 q_2$ – изменяющие кварковые ароматы векторный и аксиально векторный токи соответственно.

Все эффекты, связанные с сильными взаимодействиями кварков, описываются именно адронным током (3), который также называют матричным элементом. Вычисление подобных матричных элементов является одной из проблем современной физики, поскольку механизмы кваркового конфайнмента и адронизации на сегодняшний день нам неизвестны. В данной работе адронные матричные элементы будем вычислять в рамках КМКК [11].

Соответствующий петлевой интеграл в КМКК имеет вид

$$I_{M_1 M_2}^\mu(\hat{p}_{M_1}, \hat{p}_{M_2}) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \Phi_{M_1}(-(k + w_{13} p_1)^2) \Phi_{M_2}(-(k + w_{32} p_2)^2) \times \\ \times \text{Tr} \left\{ \Gamma_{M_1} S_{q_1}(\hat{k} + \hat{p}_1) \Gamma_{M_2} S_{q_2}(\hat{k} + \hat{p}_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) S_{q_3}(\hat{k}) \right\}, \quad (4)$$

где $\Phi_{M_{1,2}}$ – формфакторы начального и конечного мезонов, имеющие вид

$$\Phi_M(-l^2) = \exp\left(-\frac{l^2}{\Lambda_M^2}\right),$$

где Λ_M – параметр модели, характеризующий размер данного мезона;

$S_{q_i}(\hat{k})$ – пропагаторы свободных конститuentных кварков

$$S_q(\hat{k}) = \frac{1}{m_q - \hat{k} - i\epsilon}.$$

В данной работе рассматриваются полулептонные распады псевдоскалярных частиц, поэтому $\Gamma_{M_1} = i\gamma_5$.

В случае распада псевдоскалярного мезона в псевдоскалярный мезон и лептонную пару вклад аксиально-векторного тока в H^μ равен нулю. Поэтому адронный матричный элемент может быть параметризован двумя форм факторами, зависящими от переданного мезонами импульса:

$$I^\mu(p_1, p_2) = F_+(t)(p_1 + p_2)^\mu + F_-(t)(p_1 - p_2)^\mu, \quad t = (p_1 - p_2)^2. \quad (5)$$

2. Распад $K \rightarrow \pi e \nu_e$. Матричный элемент распада $K \rightarrow \pi e \nu_e$ определяется как диаграммами, описывающими прямой переход, так и диаграммами с промежуточным векторным мезоном.

$$F_{\pm}(t) = F_{\pm}^d(t) + F_{\pm}^K(t). \quad (6)$$

Петлевой интеграл, соответствующий «прямой» диаграмме в МКК имеет вид

$$H_d^{\mu} = 3g_k g_{\pi} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \Phi_K \left(-(k + w_{us} p_1)^2 \right) \Phi_{\pi} \left(-\left(k + \frac{1}{2} p_2\right)^2 \right) \times \\ \times \text{Tr} \left\{ \Gamma_{M_1} S_{q_1} (\hat{k} + \hat{p}_1) \Gamma_{M_2} S_{q_2} (\hat{k} + \hat{p}_2) \gamma^{\mu} S_{q_3} (\hat{k}) \right\}. \quad (7)$$

Формфакторы $F_{\pm}^a(t)$ вычислены по правилам КМКК [11].

Матричный элемент, связанный с диаграммой, содержащей промежуточный векторный мезон, может быть записан в виде

$$H_b^{\mu}(p_1, p_2) = g_K g_{\pi} T_{K\pi K^*}^{\nu}(t) g_{K^*} G_{K^*}^{\nu p}(t) g_{K^*} D_{K^*}^{\rho \mu}(t), \quad (8)$$

где $T_{K\pi K^*}^{\nu}(t)$ – формфактор распада $K \rightarrow \pi K^*$ (K^* – виртуальный);

$D_{K^*}^{\rho \mu}(t)$ – форм фактор перехода $K^* \rightarrow e \nu_e$;

$G_{K^*}^{\nu p}(t)$ – пропагатор виртуального K^* мезона, в цепочном приближении.

После стандартных преобразований КМКК [11] нами получены выражения для вкладов промежуточного векторного мезона в формфакторы $F_{\pm}^K(t)$. Формфакторы распада могут быть параметризованы как:

$$F_{\pm}(t) = F_{\pm}(0) \left(1 + \lambda_{\pm} \frac{t}{m_{\pi}^2} \right). \quad (9)$$

Помимо $\lambda_{\pm}$ экспериментально определяется параметр (таблица 1)

$$\xi(0) = \frac{F_{-}(0)}{F_{+}(0)}. \quad (10)$$

Таблица 1 – Численные значения указанных параметров

Параметр	Полученное значение	Эксперимент [12]
λ_{+}	$0,034 \pm 0,004$	$0,0298 \pm 0,0005$
λ_{-}	$0,028 \pm 0,0036$	0
$\xi(0)$	$-0,38 \pm 0,0047$	$-0,35 \pm 0,14$

3. Полулептонные распады D мезонов. Матричные элементы полулептонных распадов D могут быть вычислены по формуле (1) и параметризованы по формуле (5).

Соответствующий структурный интеграл имеет вид:

$$I^\mu(\hat{p}_{M_1}, \hat{p}_{M_2}) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} i \Phi_{M_1} \left(- \left(k + w_{q_1 c} p_1 \right)^2 \right) \Phi_{M_1} \left(- \left(k + w_{q_1 c} p_1 \right)^2 \right) \times$$

$$\times \text{Tr} \left\{ i \gamma_5 S_{q_1} \left(\hat{k} + \hat{p}_1 \right) i \gamma_5 S_{q_2} \left(\hat{k} + \hat{p}_2 \right) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) S_c \left(\hat{k} \right) \right\}, \quad (11)$$

где q_3 – c кварк;

$q_{1,2}$ – кварки, образующие конечный мезон.

Дифференциальное сечение данного типа распадов имеет вид:

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{Br(D \rightarrow M l \nu)}{\tau_D} = X \frac{G_F^2}{24\pi^3} \left| V_{cd(s)} \right|^2 m_D^2 \left| F_+(t) \right|^2, \quad (12)$$

где $X = \frac{1}{2}$ для π^0 -мезона в конечном состоянии и $X = 1$ во всех остальных случаях.

В таблице 2 приведены полученные значения брэнчингов (в процентах).

Таблица 2 – Значения брэнчингов (в процентах)

Распад	КМКК	НМ χ T [11]	LCSR [9]	Эксперимент
$D^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	0,29	0,33	$0,352^{+0,045}_{-0,038}$	$0,372 \pm 0,0017$ [12] $0,350 \pm 0,00115$ [4]
$D^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	0,28		$0,349^{+0,045}_{-0,038}$	
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e$	9,28	8,4	$8,12^{+1,19}_{-1,08}$	$8,73 \pm 0,19$ [12]
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$	9,02		$7,98^{+1,16}_{-1,06}$	$8,72 \pm 0,19$ [5]
$D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$	0,22	0,27	$0,278^{+0,035}_{-0,03}$	$0,293 \pm 0,004$ [12]
$D^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$	0,28		$0,275^{+0,035}_{-0,03}$	$0,272 \pm 0,0010$ [4] $0,331 \pm 0,032$ [3]
$D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$	3,63		$3,43^{+0,47}_{-0,43}$	$3,503 \pm 0,029$ [12]
$D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$	3,53		$3,15^{+0,46}_{-0,42}$	$3,413 \pm 0,0040$ [6] $3,45 \pm 0,23$ [3]
$D_s^+ \rightarrow K^0 e^+ \nu_e$	0,2		$0,390^{+0,074}_{-0,057}$	$0,39 \pm 0,09$ [8] $0,325 \pm 0,041$ [7]
$D_s^+ \rightarrow K^0 \mu^+ \nu_\mu$	0,2		$0,383^{+0,072}_{-0,056}$	

Закключение. В рамках КМКК получены формфакторы полулептонных распадов $K \rightarrow \pi e \nu_e$. Изучены полулептонные распады $D^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e, \pi^0 \mu^+ \nu_\mu, \bar{K}^0 e^+ \nu_e, \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ и $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e, \pi^- \mu^+ \nu_\mu, K^- e^+ \nu_e, K^- \mu^+ \nu_\mu$, а также $D_s^+ \rightarrow K^0 e^+ \nu_e, K^0 \mu^+ \nu_\mu$.

Результаты расчетов в рамках точности модели согласуются с экспериментальными данными и оценками, полученными в других теоретических подходах. Исключение составляет только распад $D_s^+ \rightarrow K^0 e^+ \nu_e$, для которого значение брэнчинга оказалось заниженным, по сравнению с экспериментальным, практически в полтора раза. Хорошее согласие с экспериментальными данными и оценками, полученными в других теоретических подходах, означает, что в рамках данной модели возможно описать широкий круг явлений, связанный с физикой очарованных частиц, а именно, нелептонные распады D -мезонов, распады с η_c в конечном состоянии и многие другие.

Литература

1. Portoles J. Important rare kaon decays / J. Portoles // Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2012. – Vol. 273. – P. 254–259.
2. Komsubara T. K. Experiments with K–Meson Decays / T. K. Komsubara // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2012. – Vol. 67. – P. 995–1018.
3. Measurement of $D^0 \rightarrow \pi l \nu$ ($l = e, \mu$). Form Factors and Absolute Branching Fractions / L. Widhalm [et al.] (Belle Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – P. 061804. – [hep-ex/0604049].
4. Measurement of the branching fraction for the semi-leptonic decay $D^{0(+)} \rightarrow \pi^{-(0)} \mu^+ \nu_\mu$ and test of lepton universality / M. Ablikim [et al.] (BESIII Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2018. – Vol. 121. – P. 171803. – [arXiv:1802.05492].
5. Improved measurement of the absolute branching fraction of $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ / M. Ablikim [et al.] (BESIII Collaboration) // Eur. Phys. J. – 2016. – Vol. C76. – P. 369. – [arXiv:1605.00068].
6. Study of the $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ Dynamics and Test of Lepton Flavor Universality with $D^0 \rightarrow K^- l^+ \nu_l$ Decays / M. Ablikim [et al.] (BESIII Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2019. – Vol. 122. – P. 011804. – [arXiv:1810.03127].
7. First Measurement of the Form Factors in $D_s^+ \rightarrow K^0 e^+ \nu_e$ and $D_s^+ \rightarrow K^{0*} e^+ \nu_e$ Decays / M. Ablikim [et al.] (BESIII Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2019. – Vol. 122(6). – P. 061801.
8. Exclusive D_s semileptonic branching fraction measurements / J. Hietala, D. Cronin-Hennessy, T. Pedlar, I. Shipsey // Phys. Rev. – 2015. – Vol. D92. – P. 012009. – [arXiv:1505.04205].
9. Verma R. C. Decay constants and form factors of s -wave and p -wave mesons in the covariant light-front quark model / R. C. Verma // J. Phys. – 2012. – Vol. G39. – P. 025005. – [arXiv:1103.2973].
10. Fajfer S. Charm meson resonances in $D \rightarrow Pl \nu_l$ decays / S. Fajfer, J. F. Kamenik // Phys. Rev. – 2005. – Vol. D71. – P. 014020. – [hep-ph/0412140].
11. Relativistic constituent quark model with infrared confinement / T. Branz [et al.] // Phys. Rev. – 2010. – Vol. D81. – P. 034010.
12. Particle Data Group / R. L. Workman [et al.] // Review of Particle Physics, PTEP. – 2022. – P. 083C01.

К. С. Бабич, В. В. Андреев

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорина,
г. Гомель, Республика Беларусь

ЭЛЕМЕНТЫ ПРЕЦИЗИОННОГО ВЫЧИСЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХЧАСТИЧНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

Введение. Рассмотрим двухчастичную систему, описываемую следующим общим уравнением связанного состояния:

$$H|\Phi\rangle = (T(k) + V(r))|\Phi\rangle = E|\Phi\rangle, \quad (1)$$

где $k = |\mathbf{k}|$, $r = |\mathbf{r}|$ и $|\Phi\rangle$ – волновая функция (ВФ) системы двух частиц, взаимодействие которых определяется центрально симметричным потенциалом $V(r)$. Величина E определяет энергию состояния. Оператор кинетической энергии $T(k)$ в случае полурелятивистской кинематики определяется соотношением

$$T(k) = \sqrt{k^2 + m_1^2} + \sqrt{k^2 + m_2^2}, \quad (2)$$

где $m_{1,2}$ – массы частиц, образующих систему. В нерелятивистском пределе имеем

$$T_i(k) = \frac{k^2}{2\mu} + m_1 + m_2, \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}. \quad (3)$$

В данной работе рассмотрим возможности вариационного метода решения уравнения (1) с потенциалами вида

$$V(r) = A r^p \exp(-\eta r), \quad V(r) = A r^p \exp(-\eta r^2) \quad p \geq -2, \quad \text{Re}[\eta] \geq 0. \quad (4)$$

Потенциал (4) в частных случаях включают в себя кулоновский, линейный запирающий потенциалы, а также экранированный кулоновский потенциал, известный в физике ядра как потенциал Юкавы, и многие другие. Однако уравнение (1) для многих из перечисленных потенциалов не может быть решено точно, даже в нерелятивистском пределе. Поэтому были разработаны многочисленные численные и пертурбативные методы получения уровней энергии и связанных с ними физических величин.

При изучении различных эффектов следует выделить задачу поиска новых методов расчётов и развитие математического аппарата, который позволил бы максимально упростить вычислительные схемы и добиться результатов с высокой степенью точности. Целью данной работы является разработка элементов вычисления спектра энергии и волновых функций двухчастичной квантовой системы, которая описывается уравнением (1) с потенциалом (4) с помощью вариационного метода.

Элементы вариационного метода. Наличие центральной симметрии позволяет искать решение (1) в виде

$$\Psi_{n,\ell m}(\mathbf{r}) = (R_{n\ell}(r)/r) Y_{\ell m}(\Omega_r), \quad \Psi_{n,\ell m}(\mathbf{k}) = (\tilde{R}_{n\ell}(k)/k) Y_{\ell m}(\Omega_k), \quad (5)$$

где функция Ψ является фурье-образом функции Ψ ;

$Y_{\ell m}(\Omega)$ – сферические гармоники.

Таким образом определения волной функции Ψ необходимо найти только радиальную функцию $R_{n\ell}(r)$, которая нормирована условием

$$\int_0^{\infty} R_{n\ell}^*(r) R_{n'\ell}(r) dr = \delta_{n,n'}. \quad (6)$$

Одним из наиболее используемых методов решения уравнения (1) является вариационный метод. В вариационном подходе осуществляется разложение ВФ R с использованием пробных ВФ $\phi_k(x, \beta)$, т. е.

$$|R\rangle = \sum_{k=0}^{\infty} a_k |\phi_k(\beta)\rangle, \quad (7)$$

где β – вариационный параметр (или набор параметров), а коэффициенты $a = \{a_1, a_2, \dots\}$ связаны с вероятностью нахождения системы с ВФ $\phi_{1,2,\dots}(x, \beta)$.

Пробные ВФ общем случае удовлетворяют условия нормировки и полноты

$$\int g(x, \beta) \phi_n^*(x, \beta) \phi_{n'}(x, \beta) dx = \delta_{n,n'}, \quad (8)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} g(x, \beta) \phi_n^*(x, \beta) \phi_n(x, \beta) dx = I, \quad (9)$$

где $g(x, \beta)$ играет роль «весовой» функции. В случае, если $g(x, \beta) = 1$, функции $\phi_k(\beta)$ образуют ортонормированный базис.

Для расчётов удобно ввести биортонормированный партнер к функции $\phi_k(\beta)$ соотношением (смотри [1, 2] на примере базиса Кулона–Штурма (CS-базис)):

$$\bar{\phi}_k(x, \beta) = g(x, \beta) \phi_k(x, \beta). \quad (10)$$

Использование (7), (8) и (9) приводит к задаче на обобщённые собственные значения

$$H(\beta) \cdot a = E_n W(\beta) \cdot a \quad (11)$$

с бесконечномерными матрицами

$$H_{ij}(\beta) = \langle \phi_i(\beta) | H | \phi_j(\beta) \rangle, \quad W_{ij}(\beta) = \langle \phi_i(\beta) | \phi_j(\beta) \rangle. \quad (12)$$

В данном случае возможен и переход к обычной задаче на собственные значения с использованием биортонормированного состояния $\bar{\phi}_j$

$$H(\beta) \cdot a = E_n a, \quad (13)$$

где

$$H_{ij}(\beta) = \langle \bar{\phi}_i(\beta) | H | \phi_j(\beta) \rangle. \quad (14)$$

Для приближённого решения уравнения бесконечномерные матрицы (12) заменяют на конечномерные вида $n \times n$. В данном подходе для поиска спектра $\tilde{E}_k(\beta)$ максимально приближённым к истинному E_k проводят процедуру вычисления вариационного параметра β при котором значения $\tilde{E}_k(\beta)$ минимальны.

Таким образом, для прецизионного вычисления характеристик двухчастичной системы, используя вариационный метод, необходимо решить следующие задачи:

- выбрать пробные ВФ, которые допускали аналитическое вычисление матричных элементов (12);
- разработать процедуру вычисления оптимального набора параметров;
- создать программное обеспечение, которое позволяет проводить промежуточные вычисления и получать итоговый результат с заданной точностью.

Решению первой задачи и посвящена наша работа. В работе представлены аналитические выражения, которые позволяют оценить матричные элементы для полного гамильтониана H с потенциалами (4).

О явном виде вариационных функций. Безусловно выбор функций тесно связан с видом потенциалов для которых решается задача по вычислению энергетического спектра двухчастичной системы. Одним из важных условий является наличие фурье-образа вариационной функции в аналитическом виде. Это позволяет произвести расчёта кинетической части T гамильтониана H в импульсном представлении.

В качестве пробных ВФ часто используют так называемый L^2 базис [3], который в может быть записан в общем виде

$$\phi_n(x) = A_n w(x) P_n(x). \quad (15)$$

Здесь A_n нормировочный множитель $P_n(x)$ полином по x степени n . Весовая функция удовлетворяет соотношением $w(x_{1,2}) = 0$, где x_1 и x_2 левая и правая границы пространства x . Выделяют два варианта для границ. Случай, когда оба предела являются конечными и

$$w(x) = (x - x_1)^\gamma (x - x_2)^\tau, \quad P_n(x) = {}_2F_1(-n, b; c; x). \quad (16)$$

В втором варианте один конечный (x_1), а другой параметр $x_2 = \infty$. Тогда

$$w(x) = (x - x_1)^\gamma e^{-\tau(x-x_1)}, \quad P_n(x) = {}_1F_1(-n, c, x). \quad (17)$$

В уравнениях (16) и (17) функция ${}_2F_1(a, b; c; x)$ – гипергеометрическая функция, а ${}_1F_1(a, b; x)$ – конфлюэнтная гипергеометрическая функция. Параметры γ , τ , b и c действительны, а параметры α и τ положительны.

Для потенциала (4) в координатном пространстве удобно выбрать $x_1 = 0$, $x_2 = \infty$. В этом случае имеем, что

$$\phi_{n,\alpha}^\gamma(x) = A_{n,\alpha} x^\gamma e^{-\tau x} L_n^\alpha(x), \quad (18)$$

где $A_{n,\alpha} = \sqrt{\Gamma(n+1)/\Gamma(n+\alpha+1)}$, $\alpha > -1$ и $n = 0, 1, 2, \dots$. Требование ортогональности вида (8) для полиномов Лагерра $L_n^\alpha(x)$ приводит к $\tau = 1/2$. В итоге имеем

$$\phi_{n,\alpha}^{\gamma}(x) = \sqrt{\frac{n!}{\Gamma(n+\alpha+1)}} x^{\gamma} e^{-x/2} L_n^{\alpha}(x). \quad (19)$$

Базис (19) включает целый класс вариационных функций $\Phi(r, \xi)$, зависящих от радиальной координаты r в трёхмерном пространстве

$$\Phi_{n\ell}(r, \xi) = N_{\xi} \phi_{n,\alpha_{\ell}}^{\gamma_{\ell}}(x(r, \xi)). \quad (20)$$

В таблице 1 представлены часто используемые при вычислениях базисы $\Phi_{n\ell}(r, \xi)$. Отметим, что псевдокулоновские $\Phi_{n\ell}^{\text{PC}}(r, \xi)$ и осцилляторные $\Phi_{n\ell}^{\text{OS}}(r, \xi)$ ВФ образуют ортонормированный базис, а функции Кулона–Штурма $\Phi_{n\ell}^{\text{CS}}(r, \xi)$ ортогональны с весом $g(r, \xi) = 1/r$. Важно отметить, что для каждой из функций из таблицы 1 существуют фурье-образы функций $\Phi_{n\ell}(p, \xi)$.

Таблица 1 – Базисы функций, определяемые уравнением (20)

N_{ξ}	x	γ_{ℓ}	α_{ℓ}
$\Phi_{n\ell}^{\text{PC}}(r, \xi) = (2\xi)^{1/2} \sqrt{n!/(n+2\ell+2)!} (2\xi r)^{\ell+1} e^{-\xi r} L_n^{2\ell+2}(2\xi r)$			
$\sqrt{2\xi}$	$2\xi r$	$\ell+1$	$\ell+2$
$\Phi_{n\ell}^{\text{CS}}(r, \xi) = \sqrt{n!/(n+2\ell+1)!} (2\xi r)^{\ell+1} e^{-\xi r} L_n^{2\ell+1}(2\xi r)$			
1	$2\xi r$		$2\ell+1$
$\Phi_{n\ell}^{\text{OS}}(r, \xi) = (2\xi)^{1/2} \sqrt{n!/\Gamma(n+\ell+3/2)} (\xi r)^{\ell+1} e^{-\xi^2 r^2/2} L_n^{\ell+1/2}(\xi^2 r^2)$			
$\sqrt{2\xi}$	$(\xi r)^2$	$(\ell+1)/2$	$\ell+1/2$

Аналитическое вычисление интегралов. Для получения аналитических выражений для матричных элементов (12) с потенциалом (4) получим интегралы с билинейной комбинацией функций (19).

Рассмотрим вычисление интегралов вида

$$V_{n_1, n_2}^{\beta_{n_1}, \beta_{n_2}} = \int_0^{\infty} \Phi_{n_1\ell}^*(r, \beta_{n_1}) V(r) \Phi_{n_2\ell}(r, \beta_{n_2}) r^2 dr, \ell+1 \quad (21)$$

$$T_{n_1, n_2}^{\beta_{n_1}, \beta_{n_2}} = \int_0^{\infty} \Phi_{n_1\ell}^*(k, \beta_{n_1}) T(k) \Phi_{n_2\ell}(k, \beta_{n_2}) k^2 dk, \quad (22)$$

которые можно использовать при решении уравнений движения двухчастичных квантовых систем вариационным методом и для общепринятого варианта $\beta_{n_1} = \beta_{n_2} = \beta$.

Вычисления в координатном пространстве для (21) для всех функций из таблицы 1, и для осцилляторных функций в импульсном пространстве основаны на преобразовании произведения двух полиномов Лагерра

$$L_{n_1}^{\alpha_1}(\beta_1 x) L_{n_2}^{\alpha_2}(\beta_2 x) \quad (23)$$

с помощью известной формулы умножения многочленов Лагерра в виде [4, с. 261]

$$L_n^\alpha(xy) = \sum_{k=0}^n \binom{n+\alpha}{n-k} y^k L_k^\beta(x) {}_2F_1(k-n, k+\beta+1; k+\alpha+1; y), \quad (24)$$

формулы Чу–Вандермонде(Chu–Vandermonde) (см. [5])

$$L_n^\alpha(z) = \sum_{j=0}^n \frac{(\alpha-\gamma)_{n-j}}{(n-j)!} L_j^\gamma(z), \quad (25)$$

и разложения

$$L_n^\alpha(x) = \sum_{r=0}^n \binom{n+\alpha}{n-r} \frac{(-x)^r}{r!}. \quad (26)$$

С помощью (26) для произведения (23) получим новую формулу

$$L_{n_1}^{\alpha_1}(\beta_1 x) L_{n_2}^{\alpha_2}(\beta_2 x) = \sum_{j=0}^{n_1+n_2} V \left\{ \begin{matrix} \alpha_1, & \alpha_2, & \beta_1 \\ n_1, & n_2, & \beta_2 \end{matrix} \middle| j \right\} x^j, \quad (27)$$

где

$$V \left\{ \begin{matrix} \alpha_1, \alpha_2, \beta_1 \\ n_1, n_2, \beta_2 \end{matrix} \middle| j \right\} = \begin{cases} \frac{(-1)^j}{j!} \beta_2^j \binom{n_1+\alpha_1}{n_1} \binom{n_2+\alpha_2}{n_2-j} \times \\ \times {}_3F_2 \left(\begin{matrix} -j, -n_1, -j-\alpha_2; \\ -j+n_2+1, \alpha_1+1; -\frac{\beta_1}{\beta_2} \end{matrix} \right) & , \quad 0 \leq j \leq n_2 \\ \left(\frac{\beta_2}{\beta_1} \right)^{n_2} \frac{(-1)^j}{n_2!(j-n_2)!} \beta_1^j \binom{n_1+\alpha_1}{n_1+n_2-j} \times \\ \times {}_3F_2 \left(\begin{matrix} j-n_1-n_2, -n_2, -\alpha_2-n_2; \\ j-n_2+1, \alpha_1+j-n_2+1; -\frac{\beta_1}{\beta_2} \end{matrix} \right) & , \quad j \geq n_2+1 \end{cases} \quad V(r) = r^p e^{-\eta r}. \quad (28)$$

Вычисление интегралов с $V(r) = r^p e^{-\eta r}$. Для псевдокулоновских ВФ и функций Кулона–Штурма интеграл (21) с трансформируется к виду

$$V_{n_1, n_2}^{\beta_1, \beta_2} \sim \int_0^\infty x^\gamma e^{-\sigma x} L_{n_1}^{\alpha_1}(\beta_1 x) L_{n_2}^{\alpha_2}(\beta_2 x) dx, \quad \Re(\gamma) > -1; \quad \Re(\sigma) > 0; \quad n_1, n_2 \in \mathbb{N}_0, \quad (29)$$

где введены параметры γ и σ , зависящие от $\beta_i = \beta_{n_i}$, α_i , η и p .

Интеграл (29) можно получить как частный случай общего (классического) результата [6] с использованием гипергеометрических функций двух переменных. В многих системах численных расчётов такие функции отсутствуют, как встроенные. Поэтому возникает задача преобразования формулы (29) к выражению с функциями, которые имеются в этих системах. Поэтому используя (24) получим, что [7]:

$$\int_0^\infty x^\gamma e^{-\sigma x} L_{n_1}^{\alpha_1}(\beta_1 x) L_{n_2}^{\alpha_2}(\beta_2 x) dx = \frac{\Gamma(\gamma+1)}{\sigma^{\gamma+1}} \sum_{k=0}^{\min(n_1, n_2)} \binom{k+\gamma}{k} \binom{n_1+\alpha_1}{n_1-k} \binom{n_2+\alpha_2}{n_2-k} \left(\frac{\beta_1 \beta_2}{\sigma^2}\right)^k \times$$

$$\times {}_2F_1\left(k-n_1, k+\gamma+1; k+\alpha_1+1; \frac{\beta_1}{\sigma}\right) {}_2F_1\left(k-n_2, k+\gamma+1; k+\alpha_2+1; \frac{\beta_2}{\sigma}\right). \quad (30)$$

Однако для осцилляторных ВФ вычисление (21) с $V(r) = r^p e^{-\eta r}$ не сводится к интегралу (29) и поэтому в данном случае используем полученное соотношение (27):

$$V_{n_1, n_2}^{\beta_1, \beta_2} = \int_0^\infty \Phi_{n_1 \ell}^{*OS}(r, \beta_1) r^p e^{-\eta r} \Phi_{n_2 \ell}^{OS}(r, \beta_2) dr = \frac{\sqrt{n_1!} \sqrt{n_2!}}{\sqrt{\Gamma\left(\ell+n_1+\frac{3}{2}\right)} \sqrt{\Gamma\left(\ell+n_2+\frac{3}{2}\right)}} \times$$

$$\times (\beta_1 \beta_2)^{\ell+\frac{3}{2}} (\beta_1^2 + \beta_2^2)^{\frac{1}{2}(-p-2\ell-3)} \sum_{j=0}^{n_2} \frac{(-1)^j}{j!} \beta_2^j \binom{n_1+\alpha_1}{n_1} \binom{n_2+\alpha_2}{n_2-j} \times$$

$$\times R\left(\gamma_j, \frac{1}{2}, \frac{\eta}{\sqrt{\beta_1^2 + \beta_2^2}}\right) {}_3F_2\left(-j, -n_1, -j-\alpha_2; -j+n_2+1, \alpha_1+1; -\frac{\beta_1}{\beta_2}\right) +$$

$$+ \left(\frac{\beta_2}{\beta_1}\right)^{n_2} \sum_{j=n_2+1}^{n_1+n_2} \frac{(-1)^j}{n_2!(j-n_2)!} \beta_1^j \binom{n_1+\alpha_1}{-j+n_1+n_2} R\left(\gamma_j, \frac{1}{2}, \frac{\eta}{\sqrt{\beta_1^2 + \beta_2^2}}\right) \times$$

$$\times {}_3F_2\left(j-n_1-n_2, -n_2, -\alpha_2-n_2; j-n_2+1, \alpha_1+j-n_2+1; -\frac{\beta_1}{\beta_2}\right), \quad (31)$$

где $\gamma_j = 2+2j+2\ell+p$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 1/2 + \ell$ и

$$R(\gamma, \sigma, \tilde{\eta}) = \frac{1}{\sigma^{\frac{\gamma}{2}+1}} \left(\sqrt{\sigma} \Gamma\left(\frac{\gamma+1}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{\gamma+1}{2}; \frac{1}{2}; \frac{\tilde{\eta}^2}{4\sigma}\right) - \tilde{\eta} \Gamma\left(\frac{\gamma}{2}+1\right) {}_1F_1\left(\frac{\gamma}{2}+1; \frac{3}{2}; \frac{\tilde{\eta}^2}{4\sigma}\right) \right) -$$

$$- \tilde{\eta} \Gamma\left(\frac{\gamma}{2}+1\right) {}_1F_1\left(\frac{\gamma}{2}+1; \frac{3}{2}; \frac{\tilde{\eta}^2}{4\sigma}\right), \quad (32)$$

Вычисление интегралов с $T(k)$. Получение матричных элементов для оператора $T(k) \sim k^2/(2\mu)$ в нерелятивистском случае для всех ВФ таблицы 1 сводится к выше приведённым вычислениям. Так для ВФ Кулона-Штурма ($\beta_1 = \beta_2 = \beta$) с помощью (25) не-сложно найти, что

$$T_{n_1 n_2, \ell}^{NR, CS}(\beta) = \frac{\beta^2}{4\mu} \left(\delta_{n_1, n_2-1} \sqrt{n_2} \sqrt{2\ell+n_2+1} + 2(\ell+n_1+1) \delta_{n_1, n_2} + \delta_{n_1, n_2+1} \sqrt{n_1} \sqrt{2\ell+n_1+1} \right). \quad (33)$$

Для осцилляторных ВФ в импульсном представлении получим, что

$$\begin{aligned}
T_{n_1 n_2, \ell}^{NR, OS}(\beta_1, \beta_2) &= \frac{\beta_1^2 + \beta_2^2}{2\mu} \frac{(-1)^{n_1+n_2} 2^{\ell+\frac{5}{2}} \sqrt{n_1!} \sqrt{n_2!} \Gamma\left(\ell + \frac{5}{2}\right)}{\sqrt{\Gamma\left(\ell + n_1 + \frac{3}{2}\right)} \sqrt{\Gamma\left(\ell + n_2 + \frac{3}{2}\right)}} \left(\frac{\beta_1 \beta_2}{\beta_1^2 + \beta_2^2}\right)^{\ell+\frac{7}{2}} \times \\
&\times \sum_{k=0}^{\min(n_1, n_2)} \left(\frac{2\beta_1 \beta_2}{\beta_1^2 + \beta_2^2}\right)^{2k} \binom{k + \ell + \frac{3}{2}}{k} \binom{\ell + n_1 + \frac{1}{2}}{n_1 - k} \binom{\ell + n_2 + \frac{1}{2}}{n_2 - k} \times \\
&\times {}_2F_1\left(\frac{2\beta_2^2}{\beta_1^2 + \beta_2^2}, k + \ell + \frac{5}{2}, k - n_1; k + \ell + \frac{3}{2};\right) {}_2F_1\left(\frac{2\beta_1^2}{\beta_1^2 + \beta_2^2}, k + \ell + \frac{5}{2}, k - n_2; k + \ell + \frac{3}{2};\right)
\end{aligned} \tag{34}$$

В релятивистском случае $T(k) \sim \sqrt{k^2 + m^2}$, формул для матричных элементов $T_{n_1 n_2, \ell}$ для ВФ Кулона–Штурма и псевдокулоновских ВФ в литературе не имеется. Однако для осцилляторных ВФ с помощью формул (27) и (28) можно получить новое соотношение:

$$\begin{aligned}
T_{n_1 n_2, \ell}^{R, OS}(\beta_1, \beta_2) &= \int_0^\infty \Phi_{n_1 \ell}^{*OS}(k, \beta_1) \left(\sqrt{k^2 + m^2}\right) \Phi_{n_2 \ell}^{OS}(k, \beta_2) dk = (-1)^{n_1+n_2} \times \\
&\times \frac{\sqrt{\beta_1^2 + \beta_2^2} 4^{\ell+2} \sqrt{n_1!} \sqrt{n_2!}}{\sqrt{\Gamma\left(\ell + n_1 + \frac{3}{2}\right)} \sqrt{\Gamma\left(\ell + n_2 + \frac{3}{2}\right)}} \left(\frac{\beta_1 \beta_2}{\beta_1^2 + \beta_2^2}\right)^{\ell+\frac{5}{2}} \left[\binom{n_1 + \alpha_1}{n_1} \sum_{j=0}^{n_2} \frac{(-1)^j}{j!} \beta_2^j \times \right. \\
&\times \binom{n_2 + \alpha_2}{n_2 - j} W_{j, \ell}^{\beta_1, \beta_2}(m) {}_3F_2\left(-j, -n_1, -j - \alpha_2; -j + n_2 + 1, \alpha_1 + 1; -\frac{\beta_1}{\beta_2}\right) \times \\
&\times {}_3F_2\left(-j, -n_1, -j - \alpha_2; -j + n_2 + 1, \alpha_1 + 1; -\frac{\beta_1}{\beta_2}\right) + \left(\frac{\beta_2}{\beta_1}\right)^{n_2} \sum_{j=n_2+1}^{n_1+n_2} \frac{(-1)^j}{(j - n_2)!} \times \\
&\times \beta_1^j \binom{n_1 + \alpha_1}{-j + n_1 + n_2} \frac{W_{j, \ell}^{\beta_1, \beta_2}(m)}{n_2!} \times {}_3F_2\left(j - n_1 - n_2, -n_2, -\alpha_2 - n_2; \right. \\
&\left. j - n_2 + 1, \alpha_1 + j - n_2 + 1; -\frac{\beta_1}{\beta_2}\right) \left. \right],
\end{aligned} \tag{35}$$

$$W_{j, \ell}^{\beta_1, \beta_2}(m) = 2^{-j-\ell-2} \Gamma\left(j + \ell + \frac{3}{2}\right) U\left(-\frac{1}{2}, -j - \ell - 1, m^2 \frac{(\beta_1^2 + \beta_2^2)}{2\beta_1^2 \beta_2^2}\right). \tag{36}$$

Закключение. В работе найдены матричные элементы для решения вариационным методом уравнений состояния с потенциалами вида (4). Эти формулы позволяют провести расчёты элементов матриц уравнения (11) с заданной точностью. Отметим, что формула (27) с функцией (28) получена впервые. На её основе получены новые выражения матричных элементов, включая вариант с релятивистской кинетической энергией.

Литература

1. Day, J. P. Two-body Problems with Confining Potentials / J. P. Day, J. E. McEwen, Z. Papp // Few-Body Systems. – 2010. – Vol. 47. – P. 17–23.
2. Green's operator for Hamiltonians with Coulomb plus polynomial potentials / E. Kelbert, A. Hyder, F. Demir [et al.] // Journal of Physics A Mathematical General. – 2007. – Vol. 40. – P. 7721–7728.
3. Alhaidari, A. An extended class of L2-series solutions of the wave equation / A. Alhaidari // Annals of Physics. – 2005. – Vol. 317, № 1. – P. 152–174.
4. Srivastava, H. A Treatise on Generating Functions / H. A. Srivastava, H. Manocha // Ellis Horwood series in mathematics and its application. – John Wiley and Sons, New York, Chichester, Brisbane, and Toronto: Halsted Press (Ellis Horwood Limited, Chichester), 1984. – 569 pp.
5. Градштейн, И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений / И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. – 4-е переработанное. – Москва: Гос.изд-во физ.-мат. литературы, 1963. – 1110 с.
6. Erdélyi, A. Über einige bestimmte Integrale, in denen die Whittakerschen M_k , m -Funktionenaufreten / A. Erdélyi // Mathematische Zeitschrift. – 1936. – Vol. 40. – P. 693–702.
7. Srivastava, H. Remarks on some associated Laguerre integral results / H. Srivastava, H. Mavromatis, R. Alassar // Applied Mathematics Letters. – 2003. – Vol.16, № 7. – P. 1131–1136.

У. Е. Возная

Объединенный институт ядерных исследований,
г. Дубна, Российская Федерация

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К ПРОЦЕССУ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ АННИГИЛЯЦИИ

Введение. Исследование процесса электрон-позитронной аннигиляции актуально для теоретических предсказаний результатов экспериментов на имеющихся и будущих электрон-позитронных коллайдерах (VEPP, CEPС, ILC) [1–4]. В представленной работе рассматривается процесс электрон-позитронной аннигиляции в Z -бозон или виртуальный фотон. В подходе функций партонных распределений рассчитываются поправки к излучению из начального состояния. Приводятся численные результаты для поправок к полному сечению.

Поправки к излучению из начального состояния. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^*$ в подходе партонных распределений можно представить в следующем виде:

$$\sigma_{ee}^{NLO}(s') = \sum_{i,j=e,\bar{e},\gamma} \int_{\bar{z}_1}^1 dz_1 \int_{\bar{z}_2}^1 dz_2 D_{ie}^{str}(z_1, \frac{\mu_R^2}{\mu_F^2}) D_{je}^{str}(z_1, \frac{\mu_R^2}{\mu_F^2}) \times$$

$$\times (\sigma_{ij}^{(0)}(sz_1 z_2) + \sigma_{ij}^{(1)}(sz_1 z_2) + O(\alpha^2 L^0)) \delta(s' - sz) + O(\frac{\mu_R^2}{\mu_F^2}), \quad (1)$$

где σ_{ij} – борновское (0) и однопетлевое (1) сечения аннигиляции в γ^* (Z) на партонном уровне;

s – квадрат начальной энергии в системе центра масс;

s' – квадрат инвариантной массы результирующего виртуального фотона или Z-бозона;

$s' = sz, \bar{z}_1, \bar{z}_2$ – некоторые минимальные значения энергии, определяемые из эксперимента;

D^{str}_{ee} – структурные функции (функции партонных распределений);

μ_R^2 – квадрат масштаба перенормировки;

μ_F^2 – квадрат масштаба факторизации.

Сечение можно представить в виде разложения по степеням константы взаимодействия α и большого логарифма $L = \mu_F^2 / \mu_R^2$:

$$d\sigma^{\text{NLO}} = d\sigma^{(0)} \left\{ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^k \sum_{l=k-1}^k c_{k,l} L^l + \mathcal{O}(\alpha^k L^{k-2}) \right\}, \quad (2)$$

где $c_{k,l}$ – некоторые коэффициенты.

Нами были последовательно учтены переходы электрона в позитрон и наоборот, в результате были уточнены результаты для коэффициентов $c_{32}, c_{44}, c_{43}, c_{55}$ и исправлены некоторые ошибки, встречающиеся в литературе [5]. Поправки порядков c_{32}, c_{44}, c_{43} приведены в нашей работе [6]. Отдельно рассчитаны чисто фотонная и связанная с излучением пар части поправки. Чисто фотонная часть c_{55} в терминах сверток имеет следующий вид:

$$c_{55}^{\gamma} = \frac{4}{15} P_{ee}^{(0)} \otimes^5, \quad (3)$$

а часть, связанная с излучением пар

$$\begin{aligned} c_{55}^{\text{pairs}} = & \frac{20}{81} P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} + \frac{4}{9} P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} \otimes P_{\gamma \bar{e}}^{(0)} \otimes P_{\bar{e} \gamma}^{(0)} + \\ & + \frac{1}{12} P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} \otimes P_{\gamma \bar{e}}^{(0)} \otimes P_{\bar{e} \bar{e}}^{(0)} \otimes P_{\bar{e} \gamma}^{(0)} + \frac{7}{27} P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} \otimes \\ & \otimes P_{\gamma \gamma}^{(0)} + \frac{1}{5} P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} \otimes P_{\gamma \gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma \bar{e}}^{(0)} \otimes P_{\bar{e} \gamma}^{(0)} + \frac{1}{9} P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} \otimes \\ & \otimes P_{\gamma \gamma}^{(0)} \otimes^2 + \frac{1}{60} P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} \otimes P_{\gamma \gamma}^{(0)} \otimes^3 + \frac{1}{10} P_{e\gamma}^{(0)} \otimes^2 P_{\gamma \bar{e}}^{(0)} \otimes^2 P_{\bar{e} \bar{e}}^{(0)} + \\ & + \frac{4}{9} P_{e\gamma}^{(0)} \otimes^2 P_{\gamma e}^{(0)} \otimes^2 + \frac{1}{5} P_{e\gamma}^{(0)} \otimes^2 P_{\gamma e}^{(0)} \otimes^2 P_{\gamma \gamma}^{(0)} + \frac{32}{405} P_{ee}^{(0)} + \\ & + \frac{35}{27} P_{ee}^{(0)} \otimes P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} + \frac{17}{60} P_{ee}^{(0)} \otimes P_{e\gamma}^{(0)} P_{\gamma e}^{(0)} \otimes P_{\gamma \bar{e}}^{(0)} \otimes P_{\bar{e} \gamma}^{(0)} + \\ & + \frac{2}{3} P_{ee}^{(0)} \otimes P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} \otimes P_{\gamma \gamma}^{(0)} + \frac{7}{60} P_{ee}^{(0)} \otimes P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} \otimes \\ & \otimes P_{\gamma \gamma}^{(0)} \otimes^2 + \frac{7}{15} P_{ee}^{(0)} \otimes P_{e\gamma}^{(0)} \otimes^2 P_{\gamma e}^{(0)} \otimes^2 + \frac{40}{81} P_{ee}^{(0)} \otimes^2 + \\ & + \frac{17}{9} P_{ee}^{(0)} \otimes^2 \otimes P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} + \frac{23}{60} P_{ee}^{(0)} \otimes^2 P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} P_{\gamma \gamma}^{(0)} + \\ & + \frac{28}{27} P_{ee}^{(0)} \otimes^3 + \frac{49}{60} P_{ee}^{(0)} \otimes^3 P_{e\gamma}^{(0)} \otimes P_{\gamma e}^{(0)} + \frac{8}{9} P_{ee}^{(0)} \otimes^4. \end{aligned} \quad (4)$$

В уравнениях (3) и (4) мы положили $\sigma_{ee}^{(0)} = 1$.

Для предсказания результатов экспериментов на будущих коллайдерах необходима численная оценка поправок при соответствующих энергиях. Чтобы получить численное значение этих поправок, необходимо проинтегрировать их по z :

$$h_{ij} = \int_{z_{\min}}^{1-\Delta} dz (\sigma^{(0)}(z) c_{ij}^{\theta}(z) + c_{ij}^{\Delta} \sigma^{(0)}) \quad (5)$$

где h_{ij} – коэффициенты после интегрирования. Численные значения поправок к полному сечению, рассчитанные при $Z_{\min} = 0,5$, $E_{\text{beam}} = M_z$, приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Поправки к полному сечению

h_{11}	h_{10}	h_{22}	h_{21}	h_{33}	h_{32}	h_{44}	h_{43}	h_{55}
Чисто фотонная								
–37,66044	2,2067	7,28480	–0,82656	–0,95286	0,15745	0,09393	–0,02019	–0,00737
Излучение пар								
0	0	–0,35204	0,2038	0,13181	–0,08358	0,00234	0,01642	0,00296
Полная								
–37,66044	2,2067	6,93272	–0,62276	–0,82106	0,07387	0,09627	–0,00377	–0,00441

Заключение. В подходе функций партонных распределений получены выражения для поправки к излучению из начального состояния в процессе электрон-позитронной аннигиляции. Получены отдельно выражения для чисто фотонной и связанной с излучением пар части поправки. Полученные результаты будут применены для численной оценки поправок при различных энергиях.

Литература

1. Lind, H. Raman spectroscopy of thin-film silicon on woven polyester / H. Lind, J. Wilson, R. Mather // Physica Status Solidi. A. – 2011. – Vol. 208, № 12. – P. 2765–2771.
2. FCC Physics Opportunities: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 1 / A. Abada [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2019. – Vol. 79, № 6. – P. 474.
3. The International Linear Collider Technical Design Report. – 2013. – Vol. 2: Physics.
4. CEPC Conceptual Design Report: Volume 2 – Physics & Detector / M. Dong [et al.]. – 2018.
5. Ablinger, J. Subleading Logarithmic QED Initial State Corrections to $e^+ e^- \rightarrow \gamma^* / Z$ 0 to $(\alpha^6 L^5)$ / J. Ablinger [et al.] // Nucl. Phys. B. – 2020. – Vol. 955. – P. 115045.
6. Arbuzov, A. B. Higher-order NLO initial state QED radiative corrections to e^+e^- annihilation revisited / A. B. Arbuzov, U. E. Voznaya // Phys. Rev. D. – 2024. – Vol. 109, № 11. – P. 113002.

Ю. А. Гришечкин, В. Н. Капшай

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

ПРИБЛИЖЁННОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ГРОССА С ЛИНЕЙНЫМ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ КОНФИГУРАЦИОННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ПОТЕНЦИАЛОМ

В работе получены решения уравнения Гросса, описывающего связанные состояния систем двух скалярных частиц одинаковой массы в сферически-симметричном случае для линейного потенциала в релятивистском конфигурационном представлении (РКП):

$$V(r) = \lambda r, \quad (1)$$

где $\lambda > 0$ – константа связи;

$r \geq 0$ – модуль радиус-вектора в РКП. Уравнение имеет следующий вид [1]:

$$\psi(2E, r) = \int_0^\infty dr' G(E, r, r') V(r') \psi(2E, r'), \quad (2)$$

где $\psi(2E, r)$ – волновая функция;

$2E > 2m$ – энергия системы двух частиц;

m – масса каждой частицы;

$G(E, r, r')$ – функция Грина [1]:

$$G(E, r, r') = \frac{-i}{m \operatorname{sh} 2\chi} \left\{ \frac{\operatorname{sh}[(\pi + i\chi)m(r - r')]}{\operatorname{sh} \pi m(r - r')} - \frac{\operatorname{sh}[(\pi + i\chi)m(r + r')]}{\operatorname{sh} \pi m(r + r')} \right\}, \quad (3)$$

где величина $\chi > 0$ связана с энергией $2E$ по формуле $2E = 2m \operatorname{ch} \chi$.

Будем искать решение интегрального уравнения (2) в форме

$$\psi(2E, r) = \int_{-\sigma - i\infty}^{-\sigma + i\infty} dz \exp(mr z) \varphi(2E, z), \quad (4)$$

где $\varphi(2E, z)$ – неизвестная функция, величина $\sigma > 0$ – некоторая константа. Подставим (4) и (1) в уравнение (2) и после несложных преобразований приведём полученное равенство в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \int_{-\sigma - i\infty}^{-\sigma + i\infty} dz \exp(mr z) \varphi(2E, z) = \\ & = \frac{\lambda}{m} \int_{-\sigma - i\infty}^{-\sigma + i\infty} dz \varphi(2E, z) \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty dr' \exp(mr' z) G(2E, r, r'). \end{aligned} \quad (5)$$

Интеграл по переменной r' в (5) может быть вычислен точно. Кратко опишем процедуру вычисления. Представим функцию Грина в виде интегрального выражения [1]

$$G(E, r, r') = -\frac{2m}{\pi} \int_0^\infty d\chi_p \sin(\chi_p mr) g(E, m \operatorname{sh} \chi_p) \sin(\chi_p mr'), \quad (6)$$

где введено обозначение

$$g(E, p) = \left[2E \left(\sqrt{m^2 + p^2} - E - i0 \right) \right]^{-1}. \quad (7)$$

В результате получим двойной интеграл по переменным r' и χ_p . Вычисление интеграла по переменной r' не является теперь сложной задачей. После нахождения его значения преобразуем интеграл по переменной χ_p к интегралу по замкнутому контуру на комплексной плоскости и применим для его вычисления теорему Коши о вычетах [2]. Количество полюсов подынтегрального выражения, лежащих внутри контура, бесконечно, поэтому результат вычисления интеграла является рядом:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty dr' \exp(mr' z) G(E, r, r') = & -\exp(mrz) g(E, m \operatorname{sh}(iz)) + \\ & + \frac{2}{m^2 \operatorname{sh} 2\chi} \sum_{s=0}^\infty \left[\frac{t_{0s}^{(-)} \exp(it_{0s}^{(-)} mr)}{(t_{0s}^{(-)})^2 + z^2} - \frac{t_{0s}^{(+)} \exp(it_{0s}^{(+)} mr)}{(t_{0s}^{(+)})^2 + z^2} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где $t_{0s}^{(+)} = \chi + i0 + 2i\pi s$; $t_{0s}^{(-)} = 2i\pi - \chi - i0 + 2i\pi s$, $s = 0, 1, 2, \dots$

Подставим правую часть выражения (8) в равенство (5) и выполним в нём интегрирование по частям. В результате получим

$$\begin{aligned} \int_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} dz \exp(mrz) \varphi(2E, z) = & \frac{\lambda}{m} \varphi(2E, z) \{ -\exp(mrz) g(E, m \operatorname{sh}(iz)) + \\ & + \frac{2}{m^2 \operatorname{sh} 2\chi} \sum_{s=0}^\infty \left[\frac{t_{0s}^{(-)} \exp(it_{0s}^{(-)} mr)}{(t_{0s}^{(-)})^2 + z^2} - \frac{t_{0s}^{(+)} \exp(it_{0s}^{(+)} mr)}{(t_{0s}^{(+)})^2 + z^2} \right] \} \Bigg|_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} + \\ & + \frac{\lambda}{m} \int_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} dz \exp(mrz) g(E, m \operatorname{sh}(iz)) \frac{\partial}{\partial z} \varphi(2E, z) - \\ & - \frac{\lambda}{m} \frac{2}{m^2 \operatorname{sh} 2\chi} \int_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} dz \sum_{s=0}^\infty \left[\frac{t_{0s}^{(-)} \exp(it_{0s}^{(-)} mr)}{(t_{0s}^{(-)})^2 + z^2} - \frac{t_{0s}^{(+)} \exp(it_{0s}^{(+)} mr)}{(t_{0s}^{(+)})^2 + z^2} \right] \frac{\partial}{\partial z} \varphi(2E, z). \end{aligned} \quad (9)$$

Потребуем теперь выполнение двух условий

$$\begin{aligned} & \varphi(2E, z) \{ -\exp(mr z) g(E, m \operatorname{sh}(iz)) + \\ & + \frac{2}{m^2 \operatorname{sh} 2\chi} \sum_{s=0}^{\infty} \left[\frac{t_{0s}^{(-)} \exp(it_{0s}^{(-)} mr)}{(t_{0s}^{(-)})^2 + z^2} - \frac{t_{0s}^{(+)} \exp(it_{0s}^{(+)} mr)}{(t_{0s}^{(+)})^2 + z^2} \right] \} \Bigg|_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\int_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} dz \sum_{s=0}^{\infty} \left[\frac{t_{0s}^{(-)} \exp(it_{0s}^{(-)} mr)}{(t_{0s}^{(-)})^2 + z^2} - \frac{t_{0s}^{(+)} \exp(it_{0s}^{(+)} mr)}{(t_{0s}^{(+)})^2 + z^2} \right] \frac{\partial}{\partial z} \varphi(2E, z) = 0. \quad (11)$$

Равенство (9) с учётом условий (10), (11) выполняется, если справедливо дифференциальное уравнение

$$\varphi(2E, z) = \frac{\lambda}{m} g(E, m \operatorname{sh}(iz)) \frac{\partial}{\partial z} \varphi(2E, z). \quad (12)$$

Общее решение уравнения (12) с учётом явного вида функции (7) представим в форме

$$\varphi(2E, z) = \varphi_0 \exp \left(2 \frac{m^3 \operatorname{ch} \chi}{\lambda} (\sin z - \operatorname{ch}(\chi) z) \right), \quad (13)$$

где φ_0 – неопределённая константа. Нетрудно убедиться, что функция (13) удовлетворяет условию (10). С учётом уравнения (12) приведём (11) в следующем виде:

$$\int_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} dz \sum_{s=0}^{\infty} \left[\frac{t_{0s}^{(-)} \exp(it_{0s}^{(-)} mr)}{(t_{0s}^{(-)})^2 + z^2} - \frac{t_{0s}^{(+)} \exp(it_{0s}^{(+)} mr)}{(t_{0s}^{(+)})^2 + z^2} \right] \frac{\varphi(2E, z)}{g(2E, m \operatorname{sh}(iz))} = 0. \quad (14)$$

Преобразуем равенство (14) к виду

$$\begin{aligned} & \int_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} dz \sum_{s=0}^{\infty} \left[\left(\frac{g^{-1}(2E, m \operatorname{sh}(iz))}{t_{0s}^{(-)} - iz} + \frac{g^{-1}(2E, m \operatorname{sh}(iz))}{t_{0s}^{(-)} + iz} \right) \exp(it_{0s}^{(-)} mr) - \right. \\ & \left. - \left(\frac{g^{-1}(2E, m \operatorname{sh}(iz))}{t_{0s}^{(+)} - iz} + \frac{g^{-1}(2E, m \operatorname{sh}(iz))}{t_{0s}^{(+)} + iz} \right) \exp(it_{0s}^{(+)} mr) \right] \varphi(2E, z) = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Представим функцию $g^{-1}(2E, m \operatorname{sh}(iz))$ в форме рядов по степеням $(t_{0s}^{(-)} - iz)$, $(t_{0s}^{(-)} + iz)$, $(t_{0s}^{(+)} - iz)$, $(t_{0s}^{(+)} + iz)$. Учитывая явный вид функции (7), получим выражения

$$g^{-1}(2E, m \operatorname{sh}(iz)) = m^2 \operatorname{sh}(2\chi)(t_{0s}^{(-)} \pm iz) + m^2 \operatorname{ch}^2 \chi (t_{0s}^{(-)} \pm iz)^2 + \dots; \quad (16)$$

$$g^{-1}(2E, m \operatorname{sh}(iz)) = -m^2 \operatorname{sh}(2\chi)(t_{0s}^{(+)} \pm iz) + m^2 \operatorname{ch}^2 \chi (t_{0s}^{(+)} \pm iz)^2 - \dots$$

Ограничившись в (16) только первыми двумя слагаемыми, подставим их в числители дробей с соответствующими знаменателями в подынтегральном выражении равенства (15), в результате получим следующее приближённое равенство:

$$2 \sum_{s=0}^{\infty} \left[\exp(it_{0s}^{(-)} mr) + \exp(it_{0s}^{(+)} mr) \right] \int_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} dz \varphi(2E, z) \approx 0. \quad (17)$$

Очевидно, что множитель перед интегралом в (17) не обращается в ноль при произвольном значении переменной r . Следовательно, справедливо приближённое равенство

$$\int_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} dz \varphi(2E, z) \approx 0, \quad (18)$$

которое является условием, налагаемым на величину $2E$.

Подстановка функции (13) в (4) и замена переменной $z = ix$ при $\sigma \rightarrow 0$ приводит к формуле

$$\psi(2E, r) = 2i\varphi_0 \int_0^{\infty} dx \cos \left[\left(r - (2E)^2 / (2\lambda) \right) m x + 2E m^2 \operatorname{sh} x / \lambda \right]. \quad (19)$$

Интеграл в (19) может быть выражен через функцию Макдональда $K_\nu(z)$ [3], а волновая функция представлена в виде

$$\psi(2E, r) = 2i\varphi_0 \exp \left(-\frac{\pi m}{2} \left(r - \frac{(2E)^2}{2\lambda} \right) \right) K_{im \left(r - (2E)^2 / (2\lambda) \right)} \left(\frac{2Em^2}{\lambda} \right). \quad (20)$$

Из формулы (4) следует, что условие квантования энергии (18) равносильно приближённому равенству

$$\psi(2E, 0) \approx 0, \quad (21)$$

из которого с учётом (20) следует трансцендентное уравнение

$$K_{im(2E)^2/(2\lambda)} \left(\frac{2Em^2}{\lambda} \right) = 0 \quad (22)$$

для приближённых значений энергии $2E^{(n)}$ связанных состояний, где $n = 1, 2, \dots$. Таким образом, выражения (20), (22) являются приближённым решением уравнения Гросса с линейным в РКП потенциалом (1).

В таблице 1 приведены обезразмеренные значения энергии $2\varepsilon_{num} = 2E_{num}/m$, найденные численным решением интегрального уравнения (2) и значения энергии $2\varepsilon_{appr} = 2E_{appr}/m$, полученные численным решением приближённого трансцендентного уравнения (22). Величины энергии найдены с максимальной погрешностью 10^{-4} .

Таблица 1 – Значения обезразмеренной энергии 2ε

n	$2\varepsilon_{num}$	$2\varepsilon_{appr}$	$\Delta = 2\varepsilon_{num} - 2\varepsilon_{appr} $
$\lambda = 2,0$			
1	4,3026	4,3055	0,0029
2	5,4774	5,4788	0,0014
3	6,3126	6,3135	0,0009
4	6,9894	6,9900	0,0006
$\lambda = 4,0$			
1	5,2413	5,2478	0,0065
2	6,8343	6,8371	0,0028
3	7,9635	7,9652	0,0017
4	8,8778	8,8791	0,0009
$\lambda = 16,0$			
1	8,2350	8,2604	0,0254
2	11,1451	11,1548	0,0097
3	13,2061	13,2117	0,0056
4	14,8760	14,8798	0,0038

Насколько полученные величины энергии оказываются близкими, можно судить по приведенным в таблице значениям величин Δ . Как видно, с ростом величины константы связи λ точность значений энергии, найденных при решении уравнения (22), снижается, а с ростом номера состояния n – повышается.

Заключение. В данной работе найдены приближённые аналитические решения уравнения Гросса с линейным в релятивистском конфигурационном представлении потенциалом. Полученные волновые функции выражены через функцию Макдональда, а собственные значения энергии являются решениями трансцендентного уравнения.

Литература

1. Капшай, В. Н. Парциальные квазипотенциальные уравнения в релятивистском конфигурационном представлении / В. Н. Капшай, С. И. Фиалка // Известия ВУЗов. Физика. – 2017. – Т. 60, № 10. – С. 44–50.
2. Свешников, А. Г. Теория функций комплексной переменной / А. Г. Свешников, А. Н. Тихонов. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 336 с.
3. Бейтмен, Г. Высшие трансцендентные функции: в 3 т. / Г. Бейтмен, А. Эрдейи. – 2-е изд. – Москва: Наука, 1974. – Т. 2: Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены. – 296 с.

О. М. Дерюжкова¹, И. А. Серенкова², С. Н. Сытова³

¹Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь,

²Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
г. Гомель, Республика Беларусь,

³Институт ядерных проблем Белгосуниверситета,
г. Минск, Республика Беларусь

КОНЦЕПЦИЯ БЕЛОРУССКОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭНЦИКЛОПЕДИИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

Фундаментальные ядерные константы [1] и различные оцененные нейтронные и другие ядерно-физические данные [2], определяющие свойства ядерных реакций и радиоактивного распада, структуру ядер являются основой для проектных расчетов и прогнозирования функционирования ядерных реакторов и различных установок, обоснований ядерной и радиационной безопасности и многих других аспектов деятельности в ядерной отрасли. Под ядерно-физическими данными понимается набор параметров, характеризующих процессы взаимодействия излучения с веществом, ядерные реакции, структуру ядер и свойства радиоактивного распада [3].

По инициативе Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) продолжается создание актуальных и полных банков и баз оцененных данных в области атомной и ядерной физики. Под эгидой Секции ядерных данных МАГАТЭ, как ведущего мирового форума научно-технического сотрудничества в области мирного использования ядерных и радиационных технологий, функционируют международные сети центров атомных и ядерных данных, позволяющие обеспечить высокую степень согласованности деятельности основных центров данных в мире.

МАГАТЭ, обладая обширными базами оцененных атомных и ядерных данных, предоставляет в онлайн-режиме доступ к численной информации по свойствам атомных ядер, характеристикам ядерных реакций и радиоактивных распадов, которая эффективно применяется для решения широкого класса задач прикладных и фундаментальных исследований в энергетической и неэнергетической сферах, для разработки различных практических приложений, а также в образовательном процессе.

В мире существует большое количество баз данных, измеренных, рассчитанных, верифицированных и постоянно пополняемых. На протяжении многих лет на разработке, уточнении и поддержании таких баз данных специализируются крупнейшие ведущие международные, в том числе российские, научные учреждения. Они используют самые современные экспериментальные данные с целью повышения точности расчетов нейтронно-физических характеристик проектов быстрых реакторов, обоснования ядерной и радиационной безопасности и т. д. [4].

Подчеркнем, что в интернете есть очень большое количество сайтов, содержащих различные общедоступные библиотеки и банки ядерно-физических данных, причем ссылки на этих сайтах настолько многочисленны и дублируют друг друга, а некоторые из этих ссылок недоступны и недостоверны, что требуется специальная работа по систематизации и вычленению единого набора действующих рабочих ссылок на самые свежие уточненные и верифицированные (оцененные) версии данных.

Развитие ядерной энергетики на современном этапе требует повышенного внимания к ядерной и радиационной безопасности АЭС. Как говорилось выше, международные базы ядерных данных, необходимых для проведения работ по проектированию, строительству и сопровождению АЭС, состоят из огромного массива разнообразных экспериментальных и теоретических данных, полученных в ведущих мировых научных центрах. В Беларуси, к сожалению, недостаточно собственных научных сил для разработки и расчета полностью оригинальных наборов таких данных. Однако ученые ГНУ «Объединенный институт

энергетических и ядерных исследований – Сосны» НАН Беларуси, а также сотрудники некоторых других академических институтов и вузов принимают участие в таких работах в качестве соисполнителей.

Проведенный анализ состояния информации в интернете, особенно на русском языке, показал, что назрела необходимость создания собственной, поддерживаемой в актуальном состоянии и постоянно обновляемой в случае появления новых данных в мире электронной энциклопедии-справочника по различным типам ядерно-физических данных. Фактически – это научный сервис на русском языке для организации эффективного и удобного доступа исследователей и специалистов к данным и знаниям, накопленным во всем мире, с использованием существующих оригинальных информационных инструментов.

Данная работа необходима как для облегчения работы научных групп в Беларуси, так и для преподавателей и студентов в рамках различных физических курсов. Такой образовательный аспект очень важен, поскольку практически во всех вузах страны студенты физических и некоторых химических специальностей проходят дисциплины ядерно-физического цикла и должны владеть информацией по существующим базам ядерно-физических данных, а также программным компьютерным кодам, с помощью которых проводятся сложные расчеты в данной области.

Предлагаемый научный сервис обеспечит организацию эффективного и удобного доступа исследователей и специалистов к ранее накопленным данным и знаниям, используя существующий инструментарий белорусского портала ядерных знаний BelNET [5, 6].

Созданный в 2014–2018 гг. и постоянно развиваемый, основанный на оригинальной белорусской системе управления контентом eLab-Science для создания научно-образовательных порталов различных профилей на основе свободного программного обеспечения, портал BelNET (*Belarusian Nuclear Education and Training Portal*) является в настоящий момент единственным полноценным порталом ядерных знаний в Республике Беларусь (рисунок 1). Его контент в настоящий момент содержит порядка 5 500 оригинальных документов по таким разделам как законодательство, менеджмент ядерных знаний, фундаментальная и прикладная наука, практика, глоссарий и аналитический обзор терминов, учебные курсы, биографии ученых Беларуси, новости, объявления, полезные ссылки, форумы, ресурсы и др. Фактически портал BelNET стал информационной платформой для популяризации и сохранения научных знаний, а в Республике Беларусь на его основе создается система управления ядерными знаниями. Подчеркнем, что процесс наполнения портала информацией и заполнения базы знаний, разработка специальных материалов любого портала, тем более портала ядерных знаний – процесс трудоемкий и длительный. И в этом смысле работа над BelNET находится в самом начале.

Итак, начиная с 2023 г. в рамках портала BelNET начато создание электронной энциклопедии по фундаментальным ядерным константам и различным ядерным данным. Это раздел «Данные и анализ» [7]. Примерная тематика материалов в этом разделе разделена на две основные группы: ссылки на основные мировые базы ядерно-физических данных с подробным описанием на русском языке; ссылки и описание программного обеспечения, в особенности свободно доступных компьютерных кодов. Также дается описание различных форматов представления данных.

В настоящий момент число размещенных материалов раздела «Данные и анализ» (рисунок 1) (<https://belnet.by/elib/?i=124>, а также <https://net.inpnet.net/elib/?i=124> и <https://belnet.bsu.by/elib/?i=124>) составляет 126 записей. Этот раздел, где начато наполнение всех подразделов, имеет следующую структуру:

Данные и анализ

1. Типы ядерно-физических данных:

- ядерные константы;
- оцененные данные;
- экспериментальные данные.

2. Основные базы ядерно-физических данных и специализированные библиотеки:
 - справочные физические данные;
 - компьютерные коды;
 - ведущие научные центры в области ядерно-физических данных;
 - устройства детектирования и описание экспериментов;
 - радиационная защита и топливный цикл;
 - новости физических данных;
 - научные публикации.



Рисунок 1 – Копия экрана раздела «Данные и анализ»

В заключение отметим, что информации в интернете в области ядерных данных достаточно много. Но зачастую она далека от актуальности, либо не очень полная и в большинстве своем представлена на английском языке. Доступные базы данных занимают гигабайты памяти. Конечно, бессмысленно перекачивать и размещать их на создаваемом портале ядерных знаний, но актуальные ссылки с полезной информацией на русском языке очень важны. Фактически предполагается решить задачу создания научного сервиса (точки входа на русском языке) для организации эффективного и удобного доступа исследователей и специалистов, а также преподавателей и студентов к данным и знаниям, накопленным ранее. Здесь опять-таки важен учет белорусской специфики, в т. ч. ссылки и описание белорусских работ в этой области.

Литература

1. Каршенбойм, С. Г. Фундаментальные физические константы: исходные данные и рекомендованные значения CODATA 2002 г. / С. Г. Каршенбойм // Письма в ЭЧАЯ. – 2008. – Т. 5, № 3. – С. 522–533.
2. Колесов, В. В. Файлы ядерных данных и их использование в нейтронно-физических расчетах / В. В. Колесов, М. Ю. Терновых, Г. В. Тихомиров. – М.: НИЯУ МИФИ, 2014. – 68 с.

3. Ryzhkov, A. A. A review of the current nuclear data performance assessments in advanced nuclear reactor systems / A. A. Ryzhkov, G. V. Tikhomirov, M. Yu. Ternovykh // Annals of Nuclear Energy. – 2024. – P. 110806.
4. Our Future Nuclear Data Needs / L. A. Bernstein [et al.] // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2019. – Vol. 69. – P.109–136.
5. Сытова, С. Н. Система управления ядерными знаниями в Республике Беларусь / С. Н. Сытова // Журнал Белорусского государственного университета. Физика. – 2022. – № 2. – С. 87–98.
6. Основы функционирования семантического портала ядерных знаний BelNET / С. Н. Сытова [и др.] // Информатика. – 2024. – Т. 21, № 2. – С. 7–23.
7. Ядерно-физические данные в системе научно-технической информации Республики Беларусь / С. Н. Сытова, И. А. Серенкова, О. М. Дерюжкова, А. Н. Коваленко // Развитие информатизации и государственной системы научно-технической информации (РИНТИ-2023): доклады XXII Междунар. науч.-технич. конф., Минск, 16 ноября 2023 г. / ОИПИ НАН Беларуси. – Минск, 2023. – С. 232–236.

В. Н. Капшай, А. А. Гришечкина

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

СВЕДЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ К ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ И ИХ НЕКОТОРЫЕ РЕШЕНИЯ

Рассмотрим систему двух скалярных частиц, масса которых $m_1 = m_2 = m$. Для описания связанных состояний такой системы в импульсном представлении (ИП) используется релятивистское уравнение квазипотенциального типа, которое в системе центра масс имеет вид [1]:

$$\psi(E_q, \mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi)^3} G_0(E_q, E_p) \int V(E_q; \mathbf{p}, \mathbf{k}) \psi(E_q, \mathbf{k}) \frac{m}{E_k} d\mathbf{k}, \quad (1)$$

где $\mathbf{p}, \mathbf{k}$ – соответственно начальный и конечный относительные импульсы частиц;

$$E_p = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}, \quad E_k = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m^2};$$

$2E_q$ – энергия двухчастичной системы;

$G_0(E_q, E_p)$ – свободная функция Грина (ФГ);

$V(E_q; \mathbf{p}, \mathbf{k})$ – квазипотенциал. Свободная ФГ, входящая в уравнение (1), для уравнений Логанова–Тавхелидзе и Кадышевского, соответственно, представляется соотношениями

$$G_0^{(LT)}(E_q, E_p) = (E_q^2 - E_p^2 + i0)^{-1}, \quad (2)$$

$$G_0^{(K)}(E_q, E_p) = (2E_p(E_q - E_p + i0))^{-1}.$$

При разложении всех величин, содержащихся в уравнении (1), в ряды по сферическим гармоникам в случае локального в импульсном пространстве Лобачевского квазипотенциала можно перейти к парциальным уравнениям в ИП:

$$\Psi_\ell(\chi_q, \chi_p) = \frac{m}{(2\pi)^3} G_0(E_q, E_p) \int_0^\infty V_\ell(E_q; \chi_p, \chi_k) \Psi_\ell(\chi_q, \chi_k) d\chi_k, \quad (3)$$

где $\ell = 0, 1, 2, \dots$, а χ_p и χ_k – быстроты, соответствующие импульсам $\mathbf{p}$ и $\mathbf{k}$, согласно соотношениям $|\mathbf{p}| = p = m \operatorname{sh} \chi_p$ и $|\mathbf{k}| = k = m \operatorname{sh} \chi_k$. Парциальный потенциал в ИП $V_\ell(E_q; \chi_p, \chi_k)$ связан с трехмерным следующим выражением ($\mathbf{p}\mathbf{k}/pk = \cos \theta_{pk}$):

$$V_\ell(E_q; \chi_p, \chi_k) = 2\pi pk \int_{-1}^1 V(E_q; \mathbf{p}, \mathbf{k}) P_\ell(\cos \theta_{pk}) d \cos \theta_{pk}. \quad (4)$$

Таким образом, для того чтобы решать уравнения (3), предварительно необходимо найти явный вид парциальных потенциалов (4).

Рассмотрим уравнение (1) в случае трехмерного, локального в импульсном пространстве Лобачевского и не зависящего от полной энергии $2E_q$, потенциала

$$V(E_q; \mathbf{p}, \mathbf{k}) = V(\mathbf{p}, \mathbf{k}) = \frac{\lambda}{\sqrt{m\Delta^0 - m^2}}, \quad (5)$$

где $\Delta^0 = (-\mathbf{p}\mathbf{k} + E_p E_k)/m$, λ – константа связи.

Парциальный потенциал V_ℓ для трехмерного потенциала (5) имеет вид

$$V_\ell(\chi_p, \chi_k) = 2\pi pk \int_{-1}^1 \frac{\lambda P_\ell(\cos \theta_{pk})}{\sqrt{E_p E_k - pk \cos \theta_{pk} - m^2}} d \cos \theta_{pk}. \quad (6)$$

В случае $\ell = 0$ парциальный потенциал можно выразить следующим образом:

$$V_0(\chi_p, \chi_k) = 8\sqrt{2} \pi m \lambda \begin{cases} \operatorname{sh}(\chi_k/2) \operatorname{ch}(\chi_p/2), & \chi_p > \chi_k; \\ \operatorname{sh}(\chi_p/2) \operatorname{ch}(\chi_k/2), & \chi_p < \chi_k. \end{cases} \quad (7)$$

Введем в уравнении (3) для $\ell = 0$ замену неизвестной функции

$$\Psi_0(\chi_q, \chi_p) = G_0(E_q, E_p) \Phi_0(\chi_q, \chi_p) \quad (8)$$

и перейдем к уравнению для функции $\Phi_0(\chi_q, \chi_p)$:

$$\Phi_0(\chi_q, \chi_p) = \frac{m}{(2\pi)^3} \int_0^\infty V_0(\chi_p, \chi_k) G_0(E_q, E_p) \Phi_0(\chi_q, \chi_p) d\chi_k. \quad (9)$$

В случае потенциала (7) можно показать, что интегральное уравнение (9) для функции $\Phi_0(\chi_q, \chi_p)$ эквивалентно задаче Штурма–Лиувилля с обыкновенным дифференциальным уравнением второго порядка:

$$\frac{d^2\phi_0(\chi_q, \chi_p)}{d\chi_p^2} - \left(\frac{1}{4} - \frac{m^2}{\sqrt{2}\pi^2} \lambda G_0(E_q, E_p) \right) \phi_0(\chi_q, \chi_p) = 0 \quad (10)$$

и следующими граничными условиями:

$$\phi_0(\chi_q, \chi_p) \Big|_{\chi_p \rightarrow 0} = 0; \quad (11)$$

$$\left(\operatorname{sh}(\chi_p/2) \phi_0(\chi_q, \chi_p) - 2 \operatorname{ch}(\chi_p/2) \frac{d\phi_0(\chi_q, \chi_p)}{d\chi_p} \right) \Big|_{\chi_p \rightarrow \infty} = 0. \quad (12)$$

Рассмотрим эту задачу в том частном случае, когда энергия связанной двухчастичной системы $2E_q = 0$. Тогда свободные ФГ для уравнений Логунова–Тавхелидзе и Кадышевского определяются одинаковым выражением:

$$G_0^{(LT)}(0, E_p) = 2G_0^{(K)}(0, E_p) = -\left(m \operatorname{ch} \chi_p\right)^{-2}, \quad (13)$$

а соответствующее им уравнение (10) преобразуется в уравнение

$$\frac{d^2\phi_0(\chi_q, \chi_p)}{d\chi_p^2} - \left(\frac{1}{4} - \frac{\lambda}{\sqrt{2}\pi^2} \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \chi_p} \right) \phi_0(\chi_q, \chi_p) = 0. \quad (14)$$

Уравнение (14) по виду совпадает с одномерным уравнением Шрёдингера для модифицированного потенциала Пешля–Теллера [2], [3]. Такое же уравнение встречается и при решении одномерного квазипотенциального уравнения с другим модельным потенциалом в релятивистском конфигурационном представлении [4].

Для решения уравнения (4) введем замену независимой переменной $y = \operatorname{th} \chi_p$, $\phi_0(\chi_q, \chi_p) = \phi_0(\operatorname{th} \chi_p) = \phi_0(y)$, которая приводит к уравнению

$$(1-y^2) \frac{d^2\phi_0(y)}{dy^2} - 2y \frac{d\phi_0(y)}{dy} + \left(s(s+1) - \frac{\varepsilon^2}{1-y^2} \right) \phi_0(y) = 0, \quad (15)$$

где $\varepsilon = 1/2$;

$$s(s+1) = -\lambda/\sqrt{2}\pi^2.$$

Используя замену неизвестной функции $\phi_0(y) = (1-y^2)^{\varepsilon/2} \omega(y)$, перейдем от уравнения (15) к уравнению для функции $\omega(y)$:

$$(1-y^2) \frac{d^2\omega(y)}{dy^2} - 2(\varepsilon+1)y \frac{d\omega(y)}{dy} + (s(s+1) - \varepsilon(\varepsilon+1))\omega(y) = 0, \quad (16)$$

которое после перехода к новой переменной $u = 1/2(1-y)$ сводится к гипергеометрическому:

$$u(1-u)\frac{d^2\omega(u)}{du^2} + (\varepsilon+1-2(\varepsilon+1)u)\frac{d\omega(u)}{du} - (\varepsilon+s+1)(\varepsilon-s)\omega(u) = 0. \quad (17)$$

В итоге общее решение для функции $\phi_0(\chi_q, \chi_p)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \phi_0(\chi_q, \chi_p) = & (1 - \text{th}^2 \chi_p)^{1/4} \left[A {}_2F_1\left(1 + \frac{a}{2}, 1 - \frac{a}{2}, \frac{3}{2}; \frac{1}{2}(1 - \text{th} \chi_p)\right) + \right. \\ & \left. + B \left(\frac{1}{2}(1 - \text{th} \chi_p)\right)^{-1/2} {}_2F_1\left(\frac{1}{2} - \frac{a}{2}, \frac{1}{2} + \frac{a}{2}, \frac{1}{2}; \frac{1}{2}(1 - \text{th} \chi_p)\right) \right], \end{aligned} \quad (18)$$

где $a = \sqrt{1 - 2\sqrt{2}\lambda/\pi^2}$.

После подстановки (18) в граничное условие (12) первое из слагаемых функции $\phi_0(\chi_q, \chi_p)$ исчезнет. Учёт граничного условия (11) позволяет получить значения константы связи $\lambda = \lambda^{(LT)} = \lambda^{(K)}/2$ при которых возможно существование связанных состояний, характеризующихся энергией $2E_q = 0$:

$$\lambda_n = \frac{\pi^2}{2\sqrt{2}} \left(1 - (2 + 4n)^2\right), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (19)$$

для которых функция $\phi_0(\chi_q, \chi_p)$ приобретает вид:

$$\begin{aligned} \phi_{0n}(\chi_q, \chi_p) = & B_n (1 - \text{th}^2 \chi_p)^{1/4} \left(\frac{1}{2}(1 - \text{th} \chi_p)\right)^{-1/2} \times \\ & \times {}_2F_1\left(\frac{1}{2} - 2n, \frac{3}{2} + 2n, \frac{1}{2}; \frac{1}{2}(1 - \text{th} \chi_p)\right), \quad n = 0, 1, 2, \dots. \end{aligned} \quad (20)$$

Решение Задачи Штурма–Лиувилля (10) – (12) в общем случае и в случае $l > 0$ будет рассмотрено нами отдельно.

Литература

1. Капшай В. Н. Решения релятивистских двухчастичных уравнений с произвольным орбитальным моментом / В. Н. Капшай, С. И. Фиалка // Известия ВУЗов. Физика. – 2017. – Т. 60, № 1. – С. 34–43. (Kaphshai, V. N. Solution of relativistic two-particle equations with arbitrary orbital angular momentum / V. N. Kaphshai, S. I. Fialka // Russ. Phys. Journal. – 2017. – Vol. 60, № 1. – P. 37–49.)
2. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика: в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 5-е изд. – Москва: Физматлит, 2002. – Т. 3: Квантовая механика: нерелятивистская теория. – 808 с.
3. Флюгге, З. Задачи по квантовой механике: в 2 т. / З. Флюгге. – 3-е изд. – Москва: ЛКИ, 2010. – Т. 1. – 344 с.

4. Гришечкин Ю. А. Приближенное аналитическое решение одномерного квазипотенциального уравнения с потенциалом $(\rho^2 + \rho_0^2)^{-1}$ в релятивистском конфигурационном представлении / Ю. А. Гришечкин, А. В. Бужан, В. Н. Капшай // Проблемы физики, математики и техники. – 2023. – № 3 (56). – С. 12–15.

С. А. Лукашевич, Н. В. Максименко, О. М. Дерюжкова
Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

КВАНТОВО-ПОЛЕВОЙ ПОДХОД ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ НУКЛОНА

Для определения поляризуемостей нуклона в рамках кванто-полевого подхода с учетом принципа соответствия между классической и квантовой теориями воспользуемся эффективным ковариантным лагранжианом, описывающим взаимодействие электромагнитного поля с частицами спина $\frac{1}{2}$, представленным в работе [1]. На его основе и с использованием уравнений Эйлера–Лагранжа получим уравнения, позволяющие учесть вклад поляризуемостей и дипольных моментов нуклона.

Эффективный лагранжиан, описывающий взаимодействие электромагнитного поля с нуклоном с учетом аномальных магнитных моментов и поляризуемостей, имеет вид [1]:

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \bar{\Psi} \left(i \hat{D} - m \right) \Psi - \frac{1}{2} \bar{\Psi} \left(i \hat{D} + m \right) \Psi. \quad (1)$$

В уравнение (1) введены следующие обозначения:

$$\hat{D} = \bar{\partial}^\nu \gamma^\sigma \eta_{\sigma\nu} - \frac{ie\kappa}{4m} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - ie \hat{A}, \quad (2)$$

$$\hat{D} = \eta_{\sigma\nu} \gamma^\sigma \bar{\partial}^\nu + \frac{ie\kappa}{4m} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + ie \hat{A}, \quad (3)$$

$$\eta_{\sigma\nu} = g_{\sigma\nu} + \frac{2\pi}{m} \left[\alpha F_{\sigma\mu} F^\mu{}_\nu + \beta \tilde{F}_{\sigma\mu} \tilde{F}^\mu{}_\nu \right]. \quad (4)$$

После подстановки формул (2) – (4) в уравнение (1), выражение для эффективного лагранжиана примет вид:

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{i}{2} \bar{\Psi} \hat{\partial} \Psi - m \bar{\Psi} \Psi - e \bar{\Psi} \hat{A} \Psi - \frac{e\kappa}{2m} \bar{\Psi} \sigma^{\mu\nu} \Psi F_{\mu\nu} + K_{\sigma\nu} \theta^{\sigma\nu}, \quad (5)$$

$$K_{\sigma\nu} = \frac{2\pi}{m} \left[\alpha F_{\sigma\mu} F^\mu{}_\nu + \beta \tilde{F}_{\sigma\mu} \tilde{F}^\mu{}_\nu \right], \quad \theta^{\sigma\nu} = \frac{i}{2} \bar{\Psi} \gamma^\sigma \bar{\partial}^\nu \Psi, \quad \bar{\partial}^\nu = \bar{\partial}^\nu - \tilde{\partial}^\nu.$$

Выделим в лагранжиане (5) слагаемые, связанные с поляризуемостью нуклона:

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu],$$

$$L^{(\alpha,\beta)} = -\frac{2\pi}{m} [\alpha F_{\mu\sigma} F^{\mu\nu} + \beta \tilde{F}_{\mu\sigma} \tilde{F}^{\mu\nu}] \theta^{\sigma\nu}, \quad (6)$$

$$\tilde{F}_{\mu\sigma} \tilde{F}^{\mu\nu} = F_{\mu\sigma} F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta^\nu_\sigma F_{\mu\rho} F^{\mu\rho},$$

$$L^{(\alpha,\beta)} = -\frac{2\pi}{m} \left[(\alpha + \beta) F_{\mu\sigma} F^{\mu\nu} \theta^\sigma_\nu - \frac{\beta}{2} \theta^\sigma_\sigma F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right]. \quad (7)$$

Выражение для лагранжиана (7) согласуется с эффективным лагранжианом, представленным в работе [2]. Формула (7) представляет собой релятивистское квантово-полевое обобщение нерелятивистского соотношения

$$H = -L^{(\alpha,\beta)} = -2\pi (\alpha \vec{E}^2 + \beta \vec{H}^2),$$

что соответствует поляризуемости индуцированных дипольных моментов в постоянном электромагнитном поле [3].

Для получения уравнений взаимодействия электромагнитного поля с нуклонами воспользуемся эффективным лагранжианом (1) и уравнениями Эйлера–Лагранжа:

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu A_\nu)} \right) - \frac{\partial L}{\partial A_\nu} = 0, \quad \partial_\mu \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \bar{\Psi})} \right) - \frac{\partial L}{\partial \bar{\Psi}} = 0, \quad \partial_\mu \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \Psi)} \right) - \frac{\partial L}{\partial \Psi} = 0.$$

Вычисляя ковариантные производные, получим следующие уравнения:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = e \bar{\Psi} \gamma^\nu \Psi - \partial_\mu \left[\frac{e\kappa}{2m} \bar{\Psi} \sigma^{\mu\nu} \Psi + G^{\mu\nu} \right], \quad (8)$$

$$\left(i \hat{\partial} - m \right) \Psi = e \hat{A} \Psi - \frac{i}{2} \left[\partial^\nu (K_{\sigma\nu} \gamma^\sigma \Psi) + K_{\sigma\nu} \gamma^\sigma \partial^\nu \Psi \right] + \frac{e\kappa}{4m} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \Psi, \quad (9)$$

$$\bar{\Psi} \left(i \hat{\partial} + m \right) = -\bar{\Psi} e \hat{A} - \frac{i}{2} \left[\partial^\nu (\bar{\Psi} \gamma^\sigma K_{\sigma\nu}) + (\partial^\nu \bar{\Psi}) \gamma^\sigma K_{\sigma\nu} \right] - \bar{\Psi} \frac{e\kappa}{4m} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu}. \quad (10)$$

В уравнениях (9) и (10) ограничимся членами второго порядка по частоте излучения, поэтому их можно представить стандартным образом как

$$\left(i \hat{\bar{D}} - m \right) \Psi = 0, \quad \bar{\Psi} \left(i \hat{D} + m \right) = 0,$$

где $\hat{\bar{D}}$ и $\hat{D}$ определяются из (2) и (3). Антисимметричный тензор $G^{\mu\nu}$ из формулы (8) имеет вид:

$$G^{\mu\nu} = -\frac{\partial L^{(\alpha,\beta)}}{\partial(\partial_\mu A_\nu)} = \frac{4\pi}{m} \left[(\alpha + \beta) (F^\mu{}_\rho \tilde{\theta}^{\rho\nu} - F^\nu{}_\rho \tilde{\theta}^{\rho\mu}) - \beta \theta^\rho F^{\mu\nu} \right], \quad (11)$$

где

$$\tilde{\theta}^{\rho\nu} = \frac{1}{2} (\theta^{\rho\nu} + \theta^{\nu\rho}).$$

С использованием антисимметричного тензора (11) эффективный лагранжиан (7) может быть представлен как:

$$L^{(\alpha,\beta)} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} G^{\mu\nu}.$$

Если в уравнениях (9) и (10) ограничиться только вкладом электрического заряда и магнитного момента, то можно получить хорошо известные уравнения, представленные в работе [4].

Чтобы определить физический смысл тензора $G^{\mu\nu}$ воспользуемся разложением Гордона [5]. Плотность тока частиц Дирака j^μ с помощью разложения Гордона можно представить следующим образом:

$$j^\mu = e \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi = \frac{e}{2m} \bar{\Psi} i \tilde{\partial}^\mu \Psi - \partial_\nu \left[\frac{e}{2m} \bar{\Psi} \sigma^{\nu\mu} \Psi \right],$$

где

$$G_0^{\nu\mu} = \frac{e}{2m} \bar{\Psi} \sigma^{\nu\mu} \Psi, \quad j_e^\mu = \frac{e}{2m} \bar{\Psi} i \tilde{\partial}^\mu \Psi.$$

Компонентами тензора $G_0^{\nu\mu}$, который называется антисимметричным дипольным тензором, являются статические дипольные моменты точечных частиц. С помощью этого тензора можно определить ток:

$$j_m^\mu = -\partial_\nu G_0^{\nu\mu}.$$

В системе покоя частицы имеем следующие соотношения:

$$m_0^i = \frac{i}{2} \varepsilon^{ijk} G_{0jk}, \quad d_0^i = G^{i0}.$$

Компоненты четырехмерного тока можно определить через дипольные моменты:

$$\rho_0 = -(\vec{\partial} \vec{d}_0), \quad \vec{j}_0 = \partial_t \vec{d}_0 + [\vec{\partial} \vec{m}_0].$$

Лагранжиан, описывающий взаимодействие электромагнитного поля с заряженной частицей со статическим дипольным моментом, имеет вид:

$$L_I = -j_e^\mu A_\mu - \frac{1}{2} G_0^{\nu\mu} F_{\nu\mu}. \quad (12)$$

Используя выражение (12), лагранжиан $L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$, уравнения Эйлера–Лагранжа, получим уравнение (8) в виде:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j_e^\mu - \partial_\nu G_0^{\nu\mu}.$$

В релятивистской электродинамике вводится аналогичный тензор с индуцированными дипольными моментами [6]. Плотность тока и моменты выражаются через $G^{\mu\nu}$ следующим образом:

$$j^\mu = -\partial_\nu G^{\nu\mu}, \quad d^\mu = G^{\mu\nu} U_\nu, \quad m^\mu = \frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\nu\rho} U_\sigma. \quad (13)$$

Соотношения (13) удовлетворяют тензорной форме:

$$G^{\mu\nu} = (d^\mu U^\nu - U^\mu d^\nu) + \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} m_\rho U_\sigma.$$

Для перехода к квантовому описанию структурных частиц с индуцированными дипольными моментами воспользуемся операторной формой [7]:

$$\hat{G}^{\mu\nu} = -\frac{i}{2m} \left[\left(\hat{d}^\mu \tilde{\partial}^\nu - \hat{d}^\nu \tilde{\partial}^\mu \right) + \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \hat{m}_\rho \tilde{\partial}_\sigma \right],$$

$$\hat{G}^{\mu\nu} = \frac{i}{2m} \left[\left(\tilde{\partial}^\nu \hat{d}^\mu - \tilde{\partial}^\mu \hat{d}^\nu \right) + \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \tilde{\partial}_\sigma \hat{m}_\rho \right],$$

где $\hat{d}^\mu$ и $\hat{m}^\mu$ – операторы индуцированных дипольных моментов, зависящих от тензора электромагнитного поля.

Если требуется, чтобы выполнялась низкоэнергетическая теорема для комптоновского рассеяния, то эти операторы можно определить через электрическую α и магнитную β поляризуемости нуклона:

$$\hat{d}^\mu = 4\pi\alpha F^{\mu\nu} \gamma_\nu, \quad \hat{m}^\mu = 4\pi\beta \tilde{F}^{\mu\nu} \gamma_\nu.$$

Следовательно, выражение (11) представляет собой антисимметричный тензор индуцированных дипольных моментов нуклона. В этом случае лагранжиан взаимодействия определяется следующим образом:

$$L_I = -j_e^\mu A_\mu - \frac{1}{2} G_0^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{1}{4} G^{\mu\nu} F_{\mu\nu},$$

откуда следует уравнение Максвелла в виде:

$$\partial_\nu F^{\nu\mu} = j_e^\mu - \partial_\nu G_0^{\nu\mu} - \partial_\nu G^{\nu\mu}.$$

Таким образом, ковариантные уравнения, описывающие взаимодействие электромагнитного поля с нуклоном с учетом поляризуемостей и дипольных моментов построены. Преимуществом данного метода определения поляризуемости является его относительная простота. Такой подход дает широкие возможности для изучения внутренней электромагнитной структуры нуклонов и может применяться в различных квантово-полевых моделях.

Литература

1. Максименко, Н. В. Феноменологическое описание поляризуемости элементарных частиц в полевой теории / Н. В. Максименко, Л. Г. Мороз // Сборник трудов 11 Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий и релятивистской ядерной физике, Дубна / Д2-11707. – Дубна, 1979. – С. 533–543.
2. L’vov, A. I. Theoretical aspects of the polarizability of the nucleon / A. I. L’vov // Inter. Journ. Mod. Phys. A. – 1993. – Vol. 8, № 30. – P. 5267–5303.
3. Schumacher, M. Dispersion theory of nucleon Compton scattering and polarizabilities / M. Schumacher // [Electronic resource]. – 2013. – Mode of access: <http://hep-ph/1301.1567>. – Date of access: 01.11.2024.
4. Бьеркен, Дж. Д. Релятивистская квантовая теория: В 2-х т. / Дж. Д. Бьеркен, С. Д. Дрелл; Пер. с англ. Б. О. Кербикова; Под ред. В. Б. Берестецкого. Т. 1. – М.: Наука, 1978. – 295 с.
5. Ициксон, К. Квантовая теория поля: В 2-х т. / К. Ициксон, Ж.-Б. Зюбер; Пер. с англ. под ред. Р. М. Мир-Касимова. Т. 2. – М.: Мир, 1984. – 400 с.
6. Де Гроот, С.Р. Электродинамика / С. Р. Де Гроот, Л. Г. Сатторп; Перевод с англ. А. Р. Казаряна, А. М. Курбатова; Под ред. Н. Н. Богомолова. – М.: Наука, 1982. – 560 с.
7. Максименко, Н. В. Ковариантный калибровочно-инвариантный формализм Лагранжа с учетом поляризуемостей частиц / Н. В. Максименко, О. М. Дерюжкова // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2011. – № 2. – С. 27–30.

А. В. Павленко, Ю. А. Гришечкин, В. Н. Капшай

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

РЕШЕНИЯ ДВУМЕРНОГО КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ В СЛУЧАЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО АНАЛОГА ПОТЕНЦИАЛА «ДЕЛЬТА-ОКРУЖНОСТЬ»

Введение. Двумерное интегральное уравнение Логунова-Тавхелидзе в импульсном представлении для парциальной волновой функции $\psi_\mu(p)$, описывающее связанные состояния системы двух скалярных частиц одинаковой массы m , имеет вид [1]

$$\psi_\mu(p) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{E^2 - E_p^2} \int_0^\infty \sqrt{k\rho} V_\mu(p, k) \frac{m}{E_k} \psi_\mu(k) dk, \quad \mu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (1)$$

где p – модуль вектора относительного импульса;
 $2E$ – энергия двухчастичной системы ($0 < 2E < 2m$);
 $V_\mu(p, k)$ – парциальный потенциал;
 $E_k = \sqrt{m^2 + k^2}$ и $E_p = \sqrt{m^2 + p^2}$.

Парциальный потенциал в импульсном представлении связан с потенциалом в координатном представлении $V(\rho)$ следующим интегральным соотношением:

$$V_{\mu}(p, k) = 2\pi \int_0^{\infty} \rho J_{\mu}(p\rho) V(\rho) J_{\mu}(k\rho) d\rho, \quad (2)$$

где ρ – модуль радиус-вектора в двумерном координатном представлении;

$J_{\mu}(p\rho)$ – функция Бесселя [2]. Рассмотрим потенциал «дельта-окружность» радиуса a в координатном представлении:

$$V(\rho) = -\lambda \delta(\rho - a), \quad (3)$$

где $\lambda > 0$, $a > 0$ – константы. Подставив потенциал (3) в формулу (2) и выполнив интегрирование, получим выражение для парциального потенциала в импульсном представлении:

$$V_{\mu}(p, k) = -2\pi \lambda a J_{\mu}(pa) J_{\mu}(ka). \quad (4)$$

Рассмотрим релятивистский аналог потенциала (4), параметрически зависящий от энергии:

$$V_{\mu}(p, k) = -2\pi \lambda a \left(E / \sqrt{E_p E_k} \right)^{2\alpha+1} J_{\mu}(pa) J_{\mu}(ka), \quad (5)$$

где $\alpha = 0, 1, 2, \dots$. Отметим, что нерелятивистский предел (предел при $m \rightarrow \infty$) потенциала (5) совпадает с выражением (4). Кроме того, на энергетической поверхности $E_k = E_p = E$ потенциал (5) также преобразуется в (4). В следующем разделе мы найдём решения уравнения (1) в случае потенциала (5).

Решение поставленной задачи. Подставляя выражение (5) в уравнение (1), получим

$$\psi_{\mu}(p) = C_{\mu} \lambda a \frac{\sqrt{p} J_{\mu}(pa)}{E_p^2 - E^2} \left(\frac{E}{E_p} \right)^{\alpha+1/2}, \quad (6)$$

где

$$C_{\mu} = \int_0^{\infty} \sqrt{k} \frac{m}{E_k} J_{\mu}(ka) \left(\frac{E}{E_k} \right)^{\alpha+1/2} \psi_{\mu}(k) dk.$$

Для получения условия квантования энергии двухчастичной системы умножим равенство (6) на $\sqrt{p} m / E_p J_{\mu}(pa) (E / E_p)^{\alpha+1/2}$ и проинтегрируем на интервале $[0; \infty)$. Сократив константу C_{μ} , получим следующее условие квантования энергии:

$$1 = \lambda a m E^{2\alpha+1} \int_0^{\infty} \frac{p J_{\mu}^2(pa)}{E_p^2 - E^2} \frac{1}{E_p^{2\alpha+2}} dp. \quad (7)$$

Интеграл в правой части (7) может быть вычислен точно методом, основанном на использовании теоремы Коши о вычетах [3]. Выпишем точные условия квантования энергии:

– для $\alpha = 0$,

$$1 = \frac{\lambda a m}{E} \left[I_{\mu} \left(a \sqrt{m^2 - E^2} \right) K_{\mu} \left(a \sqrt{m^2 - E^2} \right) - I_{\mu}(am) K_{\mu}(am) \right]; \quad (8)$$

– для $\alpha = 1$,

$$1 = \frac{\lambda a}{2E m} \left(ma E^2 I_{\mu-1}(am) K_{\mu}(am) - ma E^2 I_{\mu}(am) K_{\mu-1}(am) - \right. \\ \left. - 2(E^2 \mu + m^2) I_{\mu}(am) K_{\mu}(am) + 2m^2 I_{\mu} \left(a \sqrt{m^2 - E^2} \right) K_{\mu} \left(a \sqrt{m^2 - E^2} \right) \right). \quad (9)$$

Точные условия квантования были получены также для некоторых следующих значений α , однако, мы их здесь не приводим из-за громоздкости полученных выражений. Отметим, что функции (6) имеют бесконечное число нулей, так как они прямо пропорциональны функциям Бесселя.

Уравнения (8) и (9) не могут быть решены точно относительно величины $2E$. Для нахождения приближенных решений воспользуемся разложением в ряд Маклорена по переменной E функции $I_{\mu} \left(a \sqrt{m^2 - E^2} \right) K_{\mu} \left(a \sqrt{m^2 - E^2} \right)$. При этом в условии (8) мы будем учитывать только первые два слагаемые этого разложения, а в условии (9) – первые четыре слагаемые. С учетом этих приближений уравнения (8) и (9) примут вид:

$$1 \approx \frac{E a^2 \lambda}{2} \left[I_{\mu}(am) K_{\mu+1}(am) - I_{\mu-1}(am) K_{\mu}(am) \right] \quad (10)$$

и

$$1 \approx \frac{E^3 a \lambda}{4m^3} \left[-am I_{\mu-1}(am) \left(am K_{\mu-1}(am) + (1+\mu) K_{\mu}(am) \right) + \right. \\ \left. + I_{\mu}(am) \left(a(1+\mu)m K_{\mu-1}(am) + (a^2 m^2 + 2\mu(1+\mu)) K_{\mu}(am) \right) \right] \quad (11)$$

соответственно. Очевидно, что уравнения (10) и (11) разрешимы относительно величины E . Явный вид зависимости энергии от параметров системы таков:

– для $\alpha = 0$,

$$2E \approx 4 \left[a^2 \lambda \left(I_{\mu}(am) K_{\mu+1}(am) - I_{\mu-1}(am) K_{\mu}(am) \right) \right]^{-1}; \quad (12)$$

– для $\alpha = 1$,

$$2E \approx 2 \left[4m/a \lambda f \right]^{1/3}, \quad (13)$$

где введены следующие обозначения

$$f = I_{\mu}(am) \left[a(1+\mu) m K_{\mu-1}(am) + (a^2 m^2 + 2\mu(1+\mu)) K_{\mu}(am) \right] - \\ - am I_{\mu-1}(am) \left[am K_{\mu-1}(am) + (1+\mu) K_{\mu}(am) \right].$$

На рисунке 1 представлены графики зависимости $2E$ от λ . Сплошной линией отображена зависимость, полученная при численном решении трансцендентных уравнений (8) и (9), а штриховой линией показаны результаты, полученные на основании приближенных формул (12), (13).

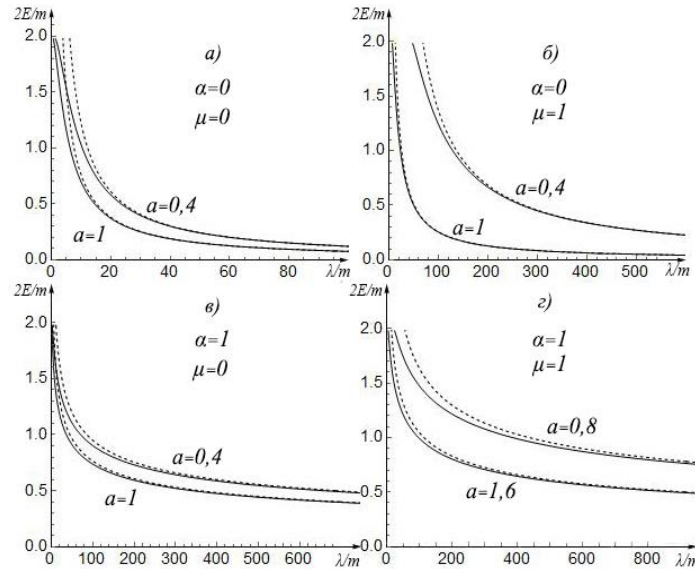


Рисунок 1 – Зависимость энергии от параметров системы для $m=1$

На рисунке 1 видно, что для любого μ существует лишь одно связанное состояние и с ростом параметра a связанное состояние будет существовать при меньших значениях параметра λ .

На рисунке 2 представлены графики парциальных волновых функций (6). При этом для нахождения констант C_{μ} было использовано нерелятивистское условие нормировки:

$$1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} |\psi_{\mu}(p)|^2 dp. \quad (14)$$

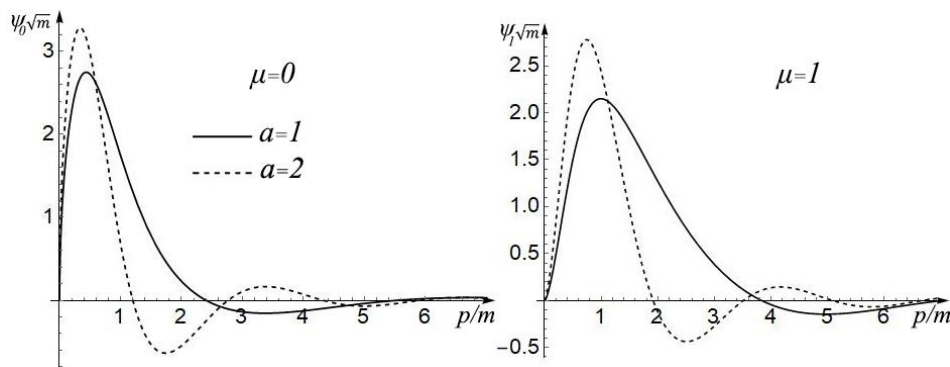


Рисунок 2 – Графики парциальных волновых функций для $m=1$ и $\alpha=0$

Анализ показывает, и на рисунке 2 это видно, что с увеличением значения параметра a нули парциальных волновых функций, а также их максимумы и минимумы смещаются в область меньших значений импульса p .

Заключение. В данной работе найдены точные и приближенные аналитические условия квантования энергии двухчастичной системы для одного из возможных вариантов релятивистского обобщения потенциала «дельта-окружность», который параметрически зависит от энергии системы. Установлено, что для каждого фиксированного значения параметра μ существует только одно связанное состояние, а парциальные волновые функции имеют бесконечное количество нулей.

Литература

1. Павленко, А. В. Приближенное решение двумерного уравнения Логанова–Тавхелидзе в случае потенциала Гаусса / Актуальные вопросы физики и техники: XI Республиканская научная конференция студентов, магистрантов и аспирантов, посвященная 100-летию со дня рождения академика Белого Владимира Алексеевича / г. Гомель : ГГУ имени Ф. Скорины, 2022. – Ч. 2. – С. 15–19.
2. Arfken, G. Mathematical methods for physicists / G. Arfken, H. Weber, F. Harris. – 7-th ed. – San Diego: Academic Press, 2012. – 1205 p.
3. Гельфонд, А. О. Вычеты и их приложения / А. О. Гельфонд. – М. : Ленанд, 2018. – 114 с.

А. В. Павленко, В. Н. Капшай, Ю. А. Гришечкин

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ ДВУМЕРНОГО ГАРМОНИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА В РЕЛЯТИВИСТСКОМ КОНФИГУРАЦИОННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Введение. В работе [1] были получены точные решения двумерного уравнения Логанова–Тавхелидзе, описывающего связанные состояния системы двух скалярных частицы одинаковой массы m для релятивистских аналогов потенциала гармонического осциллятора в импульсном представлении. Выпишем явный вид парциальных волновых функций, соответствующих трем вариантам потенциала, сохраняя обозначения [1] ($\mu = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ и $n = 0, 1, 2 \dots$):

$$\psi_{1,\mu,n}(p) = C_{1,\mu,n} p^{\frac{1}{2}+|\mu|} \exp\left(-\frac{1}{\omega} \frac{p^2}{2}\right) L_n^{|\mu|}\left(\frac{1}{\omega} p^2\right), \quad (1)$$

$$\psi_{2,\mu,n}(p) = C_{2,\mu,n} p^{\frac{1}{2}+|\mu|} \exp\left(-\sqrt{\frac{E}{m\omega^2}} \frac{p^2}{2}\right) L_n^{|\mu|}\left(\sqrt{\frac{E}{m\omega^2}} p^2\right), \quad (2)$$

$$\psi_{3,\mu,n}(p) = C_{3,\mu,n} \frac{\sqrt{m^2 + p^2}}{m} p^{\frac{1}{2}+|\mu|} \exp\left(-\sqrt{\frac{E}{m\omega^2}} \frac{p^2}{2}\right) L_n^{|\mu|}\left(\sqrt{\frac{E}{m\omega^2}} p^2\right), \quad (3)$$

где $2E > 2m$ – энергия двухчастичной системы;

$\omega > 0$ – константа связи;

$L_n^{|\mu|}(z)$ – обобщенные полиномы Лагерра [2].

Условия квантования энергии двухчастичной системы имеют вид:

– для парциальных волновых функций (1)

$$2E = 2\sqrt{2\omega(2n+|\mu|+1)+m^2}, \quad (4)$$

– для парциальных волновых функций (2) – (4)

$$\sqrt{E(E^2 - m^2)} = 2\omega \sqrt{m(2n+|\mu|+1)}. \quad (5)$$

В данной работе мы рассматриваем преобразование парциальных волновых функций из импульсного представления в релятивистское конфигурационное представление.

1. Двумерное релятивистское конфигурационное представление. В квантовой теории поля переход из двумерного импульсного представления в двумерное релятивистское конфигурационное представление осуществляется посредством разложения функций по матричным элементам неприводимого унитарного представления группы Лоренца ($SO(1,2)$), которые имеют вид [3]:

$$\xi(\mathbf{p}, \rho) = \left(\frac{\sqrt{m^2 + p^2} - \mathbf{p} \mathbf{n}_\rho}{m} \right)^{-1/2 - i m \rho}, \quad \mathbf{n}_\rho = \frac{\mathbf{p}}{\rho}, \quad (6)$$

где $\mathbf{p} = \rho \mathbf{n}_\rho$ – двумерный радиус-вектор в релятивистском конфигурационном представлении. Двумерное преобразование для волновой функции из импульсного представления в релятивистское конфигурационное представление имеет вид [3]:

$$\psi(\rho) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \xi(\mathbf{p}, \rho) \psi(\mathbf{p}) \frac{m}{E_p} d\mathbf{p}. \quad (7)$$

Представим парциальное разложение функций входящих в (7) в форме рядов ($p = m \operatorname{sh} \chi_p$):

$$\psi(\rho) = \frac{1}{\sqrt{\rho}} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} i^\mu \psi_\mu(\rho) \exp(i\mu\gamma), \quad \psi(\mathbf{p}) = \frac{1}{\sqrt{p}} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \psi_\mu(\chi_p) \exp(i\mu\varphi), \quad (8)$$

$$\xi(\mathbf{p}, \rho) = \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} i^\mu s_\mu(\chi_p, \rho) \exp(i\mu\varphi),$$

где χ_p – быстрота;

γ – угол между вектором $\mathbf{p}$ и осью абсцисс;

φ – угол между импульсом $\mathbf{p}$ и осью абсцисс;

$s_\mu(\chi_p, \rho)$ – парциальные волны, имеющие вид

$$s_\mu(\chi_p, \rho) = i^\mu \frac{\Gamma(-im\rho + 1/2)}{\Gamma(-im\rho + 1/2 + \mu)} P_{-im\rho - 1/2}^\mu(\operatorname{ch} \chi_p), \quad (9)$$

где $\Gamma(z)$ – гамма функция;

$P_a^b(z)$ – функция Лежандра первого рода [2]. Подставив ряды (8) в (7), получим формулу

$$\psi_{s,\mu,n}(\rho) = \frac{m}{2\pi} \int_0^\infty d\chi_p \sqrt{m\rho \operatorname{sh} \chi_p} s_\mu(\chi_p, \rho) \psi_{s,\mu,n}(\chi_p), \quad (10)$$

которая связывает парциальные волновые функции в двух представлениях.

2. Парциальные волновые функции в релятивистском конфигурационном представлении. Подстановка (1) – (3) в формулу (10) и последующее вычисление интегралов [2] приводит к выражениям, которые для первых двух значений n имеют вид:

– для $n = 0$

$$\psi_{1,\mu,0}(\rho) = C_{1,\mu,0} \frac{\omega^{3/4+\mu/2}}{2^{5/4+\mu/2}} \exp\left(\frac{m^2 - \sqrt{E m^3}}{4\omega}\right) f_\mu(\rho) W_{-1/4-\mu/2, -imp/2}\left(\frac{m^2}{2\omega}\right), \quad (11)$$

$$\psi_{2,\mu,0}(\rho) = C_{2,\mu,0} \frac{m^{3/8+\mu/4}}{2^{5/4+\mu/2}} \left(\frac{\omega^2}{E}\right)^{3/8+\mu/4} f_\mu(\rho) W_{-1/4-\mu/2, -imp/2}\left(\frac{\sqrt{E m^3}}{2\omega}\right), \quad (12)$$

$$\psi_{3,\mu,0}(\rho) = C_{3,\mu,0} \frac{m^{-3/8+\mu/4}}{2^{3/4+\mu/2}} \left(\frac{\omega^2}{E}\right)^{5/8+\mu/4} f_\mu(\rho) W_{1/4-\mu/2, -imp/2}\left(\frac{\sqrt{E m^3}}{2\omega}\right), \quad (13)$$

– для $n = 1$

$$\begin{aligned} \psi_{1,\mu,1}(\rho) = & C_{1,\mu,1} \frac{\omega^{3/4+\mu/2}}{2^{5/4+\mu/2}} \exp\left(\frac{m^2}{4\omega}\right) \exp\left(-\frac{\sqrt{E m^3}}{4\omega}\right) f_\mu(\rho) \times \\ & \times \left[\left(\frac{m^2}{\omega} + \mu\right) W_{-1/4-\mu/2, -imp/2}\left(\frac{m^2}{2\omega}\right) - 2 W_{3/4-\mu/2, -imp/2}\left(\frac{m^2}{2\omega}\right) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \psi_{2,\mu,1}(\rho) = & C_{2,\mu,1} \frac{m^{3/8+\mu/4}}{2^{5/4+\mu/2}} \left(\frac{\omega^2}{E}\right)^{3/8+\mu/4} f_\mu(\rho) \times \\ & \times \left[\left(\sqrt{\frac{E m^3}{\omega^2}} + \mu\right) W_{-1/4-\mu/2, -imp/2}\left(\frac{\sqrt{E m^3}}{2\omega}\right) - 2 W_{3/4-\mu/2, -imp/2}\left(\frac{\sqrt{E m^3}}{2\omega}\right) \right], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \psi_{3,\mu,1}(\rho) = & C_{3,\mu,1} \frac{m^{-3/8+\mu/4}}{2^{3/4+\mu/2}} \left(\frac{\omega^2}{E}\right)^{5/8+\mu/4} f_\mu(\rho) \times \\ & \times \left[\left(\sqrt{\frac{E m^3}{\omega^2}} + \mu - 2\right) W_{1/4-\mu/2, -imp/2}\left(\frac{\sqrt{E m^3}}{2\omega}\right) - 2 W_{5/4-\mu/2, -imp/2}\left(\frac{\sqrt{E m^3}}{2\omega}\right) \right], \end{aligned} \quad (16)$$

где введено обозначение $f_\mu(\rho) = i^\mu \exp\left(\frac{\sqrt{E m^3}}{4\omega}\right) \frac{\sqrt{m\rho}}{\pi} \frac{\Gamma(1/2 - i m \rho)}{\Gamma(1/2 - i m \rho - \mu)}$;

$W_{a,b}(z)$ – функция Уиттекера [2]. Отметим, что для $\mu > 0$ функции (11) – (16) являются комплексными. В нерелятивистском пределе (предел при $m \rightarrow \infty$) функции (11) – (16), преобразуются в соответственно функции нерелятивистского гармонического осциллятора в координатном представлении:

$$\psi_{\mu,0}(\rho) = C_{\mu,0} \rho^{1/2+\mu} \exp\left(-\frac{\omega \rho^2}{2}\right), \quad (17)$$

$$\psi_{\mu,1}(\rho) = C_{\mu,1} \rho^{1/2+\mu} \exp\left(-\frac{\omega \rho^2}{2}\right) L_1^{|\mu|}(\omega \rho^2). \quad (18)$$

На рисунке 1 представлены графики квадрата модуля функций (11) – (16) для $m=1$ и $\omega=1$, которые были нормированы численно с использованием следующего условия:

$$1 = 2\pi \int_0^\infty |\psi_{s,\mu,n}(\rho)|^2 d\rho. \quad (19)$$

где $s=1,2,3$ номер соответствующий одной из трех волновых функций (1) – (3).

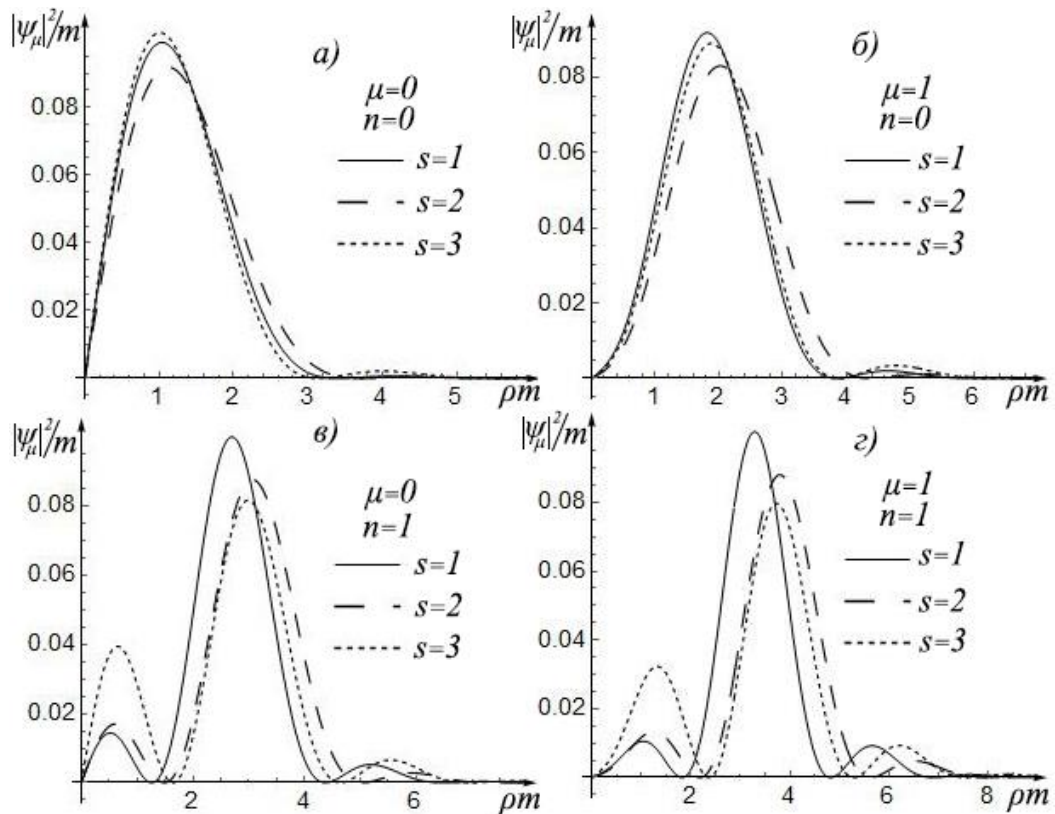


Рисунок 1 – Графики парциальных волновых функций

Из рисунка 1 следует, что парциальные волновые функции (11) – (16) имеют нули, количество которых отличается от количества нулей функций (17) – (18), которое равно $n+1$.

Заключение. В данной работе получены точные выражения для парциальных волновых функций в релятивистском конфигурационном представлении для трех релятивистских вариантов потенциала гармонического осциллятора в импульсном представлении. Показано, что в нерелятивистском пределе парциальные волновые функции в релятивистском конфигурационном представлении переходят в известные парциальные волновые функции гармонического осциллятора в координатном представлении. Установлено, что количество нулей парциальных волновых функций в релятивистском конфигурационном представлении отличается от количества нулей нерелятивистских парциальных волновых функций гармонического осциллятора в координатном представлении.

Литература

1. Павленко, А. В. Точные решения двумерного квазипотенциального уравнения с релятивистскими аналогами потенциала гармонического осциллятора / А. В. Павленко, Ю. А. Гришечкин, В. Н. Капшай // Известия ВУЗов. Физика. – 2024. – Т. 67, № 5. – С. 27–34.
2. Градштейн, И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и производных / И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. – Санкт-Петербург: БХВ-Петербург, 2011. – 1232 с
3. Nagiyev, S. M. The relativistic two-dimensional harmonic oscillator / S. M. Nagiyev, E. I. Jafarov, M.Y. Efendiyev // IL Nuovo Cimento. – 2009. – Vol. 124B. – P. 395–403.

В. А. Плетюхов, А. М. Кузьмич

Брестский государственный университет имени А. С. Пушкина,
г. Брест, Республика Беларусь

ОБ ОПИСАНИИ ИЗОСПИНОВЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ МИКРООБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ АЛГЕБРАИЧЕСКИХ ОБОБЩЕНИЙ УРАВНЕНИЯ ДИРАКА–КЭЛЕРА

Как известно, спин является первым (в смысле хронологии) из внутренних квантовых чисел микрообъектов, существование которого было предсказано в 1925 году и вскоре подтверждено экспериментально. Из уравнения Дирака (1928) наличие спина у электрона вытекает как следствие требования релятивистской инвариантности законов природы. Это означает, что происхождение спина тесно связано со свойствами пространства-времени. Впоследствии было установлено, что спин присущ большинству элементарных частиц, то есть является универсальным атрибутом микроматерии.

С открытием всё большего числа новых частиц возникает необходимость введения в рассмотрение других внутренних (изоспиновых) квантовых чисел, таких, например, как изотопический спин, аромат, цвет и другие. В современных унитарных калибровочных моделях изоспиновые степени свободы вводятся путем использования в качестве исходной системы из нескольких уравнений Дирака, которые не связаны между собой преобразованиями группы Лоренца. Такой подход означает по сути, что на глобальном уровне изоспиновые степени свободы имеют внепространственно-временное происхождение.

Естественно возникает вопрос, а можно ли построить модель, в рамках которой не только спин, но и все остальные известные внутренние степени свободы микрообъектов обусловлены релятивистскими свойствами пространства-времени. В принципе, это возможно, если в основу модели положить не распадающееся по группе Лоренца релятивистское квантовомеханическое уравнение дираковского типа с достаточно большим числом компонентов волновой функции. Весьма перспективным в данном отношении на определенном этапе считалось уравнение Дирака–Кэлера, которое допускает физически

непротиворечивое квантование по статистике Ферми–Дирака, несмотря на тензорный характер его волновой функции. При этом процедура квантования обуславливает появление в теории помимо спина $\frac{1}{2}$ изоспинового квантового числа, принимающего четыре возможных значения. На тот момент (1982) было известно четыре аромата кварков, так что и изоспиновая степень свободы, возникающая в квантовой теории Дирака–Кэлера, естественно ассоциировалась с симметрией ароматов. Однако впоследствии число открытых ароматов кварков возросло до шести и возникла необходимость в расширении дирак-кэлеровской модели.

Такое расширение может быть осуществлено на основе использования такт называемых алгебраических обобщений уравнения Дирака–Кэлера. В частности, для пространственно-временного описания ароматов кварков можно предложить $SU(6,6)$ -симметричную тензорную систему вида:

$$\partial_\lambda \varphi_{\lambda, \alpha\beta} + \frac{1}{3} (\partial_\alpha \varphi_\beta - \partial_\beta \varphi_\alpha - i\varepsilon_{\alpha\beta\lambda\bar{\lambda}} \partial_\lambda \varphi_{\bar{\lambda}}) + m\varphi_{\alpha\beta} = 0, \quad (1)$$

$$\partial_\lambda \varphi_{\alpha, \lambda\beta} - \frac{2}{3} (\partial_\alpha \varphi_\beta - \partial_\beta \varphi_\alpha - i\varepsilon_{\alpha\beta\lambda\bar{\lambda}} \partial_\lambda \varphi_{\bar{\lambda}}) - \delta_{\alpha\beta} \partial_{\bar{\lambda}} \varphi_{\bar{\lambda}} -$$

(2)

$$- i\varepsilon_{\alpha\eta\lambda\bar{\lambda}} \partial_\eta \varphi_{\lambda, \bar{\lambda}\beta} + m\varphi_{\lambda\alpha, \lambda\beta} = 0, \quad \partial_\alpha \varphi_{\lambda\alpha, \lambda\beta} + \partial_\alpha \varphi_{\alpha\beta} + m\varphi_\beta = 0,$$

$$\partial_\nu \varphi_{\mu\nu, \alpha\beta} + \partial_\mu \varphi_{\alpha\beta} - \frac{1}{3} (\delta_{\mu\alpha} \partial_\nu \varphi_{\eta\nu, \eta\beta} - \delta_{\mu\beta} \partial_\nu \varphi_{\eta\nu, \eta\alpha} + \delta_{\mu\alpha} \partial_\eta \varphi_{\eta\beta} -$$

(3)

$$- \delta_{\mu\beta} \partial_\eta \varphi_{\eta\alpha} + i\varepsilon_{\mu\alpha\beta\bar{\lambda}} \partial_\eta \varphi_{\eta\bar{\lambda}}) + m\varphi_{\mu, \alpha\beta} = 0$$

плюс аналогичные уравнения, получающиеся из (1) – (3) путем замен $\varphi_\beta \rightarrow \psi_\beta$, $\varphi_{\lambda\beta} \rightarrow \psi_{\lambda\beta}$, $\varphi_{\lambda, \mu\nu} \rightarrow \psi_{\lambda, \mu\nu}$, $\varphi_{\mu\nu, \lambda\beta} \rightarrow \psi_{\mu\nu, \lambda\beta}$.

Первые существенные результаты в контексте сформулированной выше задачи уже получены и опубликованы в работе [1]. В частности, показано, что система (1) – (3), проквантованная по статистике Ферми–Дирака, по своим свойствам вполне подходит в качестве математической модели для геометризованного описания шести типов фундаментальных частиц материи – кварков и лептонов.

В настоящее время авторы работают над получением тензорных систем уравнений с некомпактными группами внутренней симметрии большей размерности, которые позволили бы применить данный подход для геометризованного описания и других внутренних степеней свободы дираковских частиц в рамках данной математической модели.

Литература

1. Кузьмич, А. М. Описание внутренних степеней свободы дираковских частиц посредством тензорных полей / А. М. Кузьмич, В. А. Плетьхов // Веснік Брэсцкага ўніверсітэта. Сер. 4. Фізіка. Матэматыка. – 2022. – № 1. – С. 29–33.

ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССУ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО Z' -БОЗОНА ДЛЯ SSM НА ILC

Введение. Стандартная Модель (СМ) согласуется практически со всеми экспериментальными данными, но имеет и явные недостатки, которые являются причиной для дальнейшей проверки СМ и поиска «новой» физики за ее пределами. За счет расширения калибровочной группы СМ, появляются различные экзотические фермионы, тяжелые нейтрино, дополнительные нейтральные (Z') и заряженные (W') бозоны.

Z' -бозон – массивная, электрически-нейтральная, синглетная по цвету, гипотетическая частица, имеющая спин 1 [1]. Задача поиска Z' -бозона является актуальной, поскольку содержится в программе исследований Международного линейного коллайдера (ILC) [2] и Компактного линейного коллайдера (CLIC).

Современные ограничения на массу Z' -бозона (4–5 ТэВ в зависимости от модели) [3], полученные на Большом адронном коллайдере (LHC), заметно больше максимальной энергии, планируемой на ILC и CLIC. Поэтому можно исследовать только косвенные Z' эффекты, вызванные $\gamma - Z - Z'$ интерференцией. Такие эффекты должны проявляться в виде отклонения регистрируемой наблюдаемой от поведения СМ. За счет значительно меньшего фона, высокой энергии (порядка ТэВ), большей светимости и наличия возможности поляризации e^+ и e^- пучка, e^+e^- ускорители следующего поколения позволяют исследовать масштабы и сценарии «новой» физики, недоступные на LHC [4].

Цель исследования – оценить возможность улучшения ограничений на массу Z' -бозона на основе разработанной методики для e^+e^- ускорителей следующего поколения.

В данной работе не учитывается $Z - Z'$ массовое смешивание и взаимодействия с другими экзотическими частицами за пределами СМ.

Полученные ограничения полезны для оптимизации будущего эксперимента и важны для идентификации свойств «новой» физики.

1. Дифференциальное сечение. Для проведения анализа нужно получить дифференциальное сечение, содержащее эффективные параметры Z' , линейно входящие в выражение. Условие линейности необходимо для применения статистического критерия и впоследствии получения ограничений на такие параметры.

Исследуемая реакция в приближении Борна исывается s канальными диаграммами Фейнмана, представленными на рисунке 1.

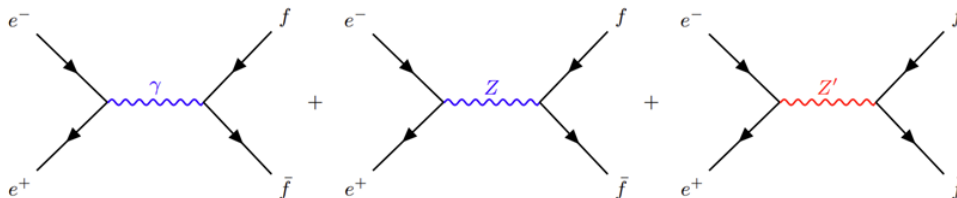


Рисунок 1 – Диаграммы Фейнмана для процесса $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ ($f \neq e$)

В результате было получено дифференциальное сечение с частично поляризованными начальными пучками [5], которое записывается в виде:

$$\frac{d\sigma^{SM+Z'}}{dz}(P_{e^+}, P_{e^-}) = N_C (1 - P_{e^+} P_{e^-}) \frac{\alpha^2 \beta \pi}{8s} \times \quad (1)$$

$$\times [(1 - z\beta_f)^2 Q_1^{SM+Z'} + (1 + z\beta_f)^2 Q_2^{SM+Z'} + Q_3^{SM+Z'}].$$

В выражении (1) и (2): $z \equiv \cos \theta$ (θ – угол между e^- и f) и $\beta_f = (1 - 4m_f^2/s)^{1/2}$.

Параметры $Q_{1,2,3}^{SM+Z'}$ определяются комбинациями $q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM+Z'}$ и эффективной поляризацией $P_{eff} = (P_{e^-} - P_{e^+}) / (1 - P_{e^+} P_{e^-})$:

$$Q_1^{SM+Z'} = p_{eff}^- |q_{LR}^{SM+Z'}|^2 + p_{eff}^+ |q_{RL}^{SM+Z'}|^2, \quad (2)$$

$$Q_2^{SM+Z'} = p_{eff}^- |q_{LL}^{SM+Z'}|^2 + p_{eff}^+ |q_{RR}^{SM+Z'}|^2,$$

$$Q_3^{SM+Z'} = 2\eta_f^2 (p_{eff}^- \text{Re}[q_{LL}^{SM+Z'} q_{LR}^{*SM+Z'}] + p_{eff}^+ \text{Re}[q_{RL}^{SM+Z'} q_{RR}^{*SM+Z'}]),$$

В формуле (4): $\eta_f = (1 - \beta_f^2)^{1/2}$; $p_{eff}^\pm = 1 \pm P_{eff}$.

Параметры $q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM+Z'}$, содержащие все параметры Z' -бозона (массу, ширину и константы связи) определяются формулами:

$$q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM+Z'} = \sum_i \frac{sg_{i,e}^{\lambda_e} g_{i,f}^{\lambda_f}}{s - M_i^2 + iM_i \Gamma_i}, \quad (3)$$

где $g_{i,f}^{L,R} \equiv g_{i,f}^{-,+}$ – фермионные константы связи с бозонами $i = \gamma, Z, Z'$ с соответствующими массами M_i и ширинами Γ_i .

2. Методика модельно-зависимого анализа. Для получения ограничений вводятся следующие параметры, характеризующие отклонение наблюдаемой от поведения СМ:

$$\Delta Q_1(p_{eff}^-, p_{eff}^+) = Q_1^{SM+Z'} - Q_1^{SM} = p_{eff}^- \Delta q_{LR} + p_{eff}^+ \Delta q_{RL},$$

$$\Delta Q_2(p_{eff}^-, p_{eff}^+) = Q_2^{SM+Z'} - Q_2^{SM} = p_{eff}^- \Delta q_{LL} + p_{eff}^+ \Delta q_{RR}, \quad (4)$$

$$\Delta q_{\lambda_e \lambda_f} = |q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM+Z'}|^2 - |q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM}|^2. \quad (5)$$

Для получения ограничения на массу Z' -бозона разработана методика модельно-зависимого анализа, для выполнения которой необходимо:

I. Использовать статистический критерий согласия для получения ограничений на параметры отклонения ΔQ_i . Для получения ограничений на параметры отклонения ΔQ_i используется функция χ^2 , которая записывается:

$$\chi^2(\Delta Q_i) = \sum_{i=1}^{bins} \left[\frac{\Delta N_i(\Delta Q_i)}{\delta N_i^{SM}} \right]^2 \leq \chi_{min}^2 + \chi_{C.L.}^2, \quad (6)$$

где $N_i = N_i^{SM+Z'}(Q_i^{SM+Z'}) - N_i^{SM}$ (здесь N_i^{model} – число событий для определенного углового интервала).

Для определения условия используется следующее предположение: будущие экспериментальные результаты по измерению наблюдаемой согласуются с предсказаниями СМ в пределе ожидаемой точности измерений. На основе критерия (6) можно определить нижнюю границу для массы Z' -бозона, выше которой эффекты Z' статистические неразличимы от предсказаний СМ.

II. Произвести статистическую обработку ограничений, в следствии чего получить оверительные интервалы для необходимого уровня достоверности. Извлекая доверительные интервалы важно учитывать, что имеется 3 вероятности: вероятность для эллиптической области; вероятность для прямоугольной области, которая зависит от коэффициента корреляции; вероятность горизонтальной полосы.

III. Использовать две различные наблюдаемые для составления системы уравнений и в результате ее решения получить доверительные интервалы на параметры отклонения $\Delta q_{\lambda_e \lambda_f}$. Для составления системы уравнений можно использовать одну наблюдаемую при разной начальной поляризации и получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} \Delta q_{LR} &= \frac{p_{eff}^{+,b} \Delta Q_1^a - p_{eff}^{+,a} \Delta Q_1^b}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, & \Delta q_{RL} &= \frac{p_{eff}^{-,a} \Delta Q_1^b - p_{eff}^{-,b} \Delta Q_1^a}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, \\ \Delta q_{LL} &= \frac{p_{eff}^{+,b} \Delta Q_2^a - p_{eff}^{+,a} \Delta Q_2^b}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, & \Delta q_{RR} &= \frac{p_{eff}^{-,a} \Delta Q_2^b - p_{eff}^{-,b} \Delta Q_2^a}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, \end{aligned} \quad (7)$$

где значения $p_{eff}^{\pm,a}$ и $p_{eff}^{\pm,b}$ вычисляются для набора поляризаций $a = \{P_{e^-} = a_1, P_{e^+} = a_2\}$ и $b = \{P_{e^-} = b_1, P_{e^+} = b_2\}$.

IV. Получить выражение для полной ширины распада $Z' \rightarrow f\bar{f}$ [6] (ширина распада $Z' \rightarrow W^+W^-$ не учитывается, поскольку в данной работе не рассматривается $Z - Z'$ массовое смешивание).

V. Использовать полученную ширину распада и константы связи для выбранной модели Z' , для получения ограничений на массу.

3. Результаты для SSM. «Последовательная Стандартная Модель» (SSM) основана на калибровочной группе $SU(2)_{B-L} \times U(1)_Y \times U(1)_{Y'}$ и является наиболее популярной, поскольку фермионные константы связи Z' выбираются равными Z [1].

Для получения ограничений, которые представлены на рисунке 2, использовались проектные параметры ILC [2]. Наблюдаемой является число событий при разной начальной поляризации ($a = \{0; 0\}$ и $b = \{-0, 8; -0, 5\}$).

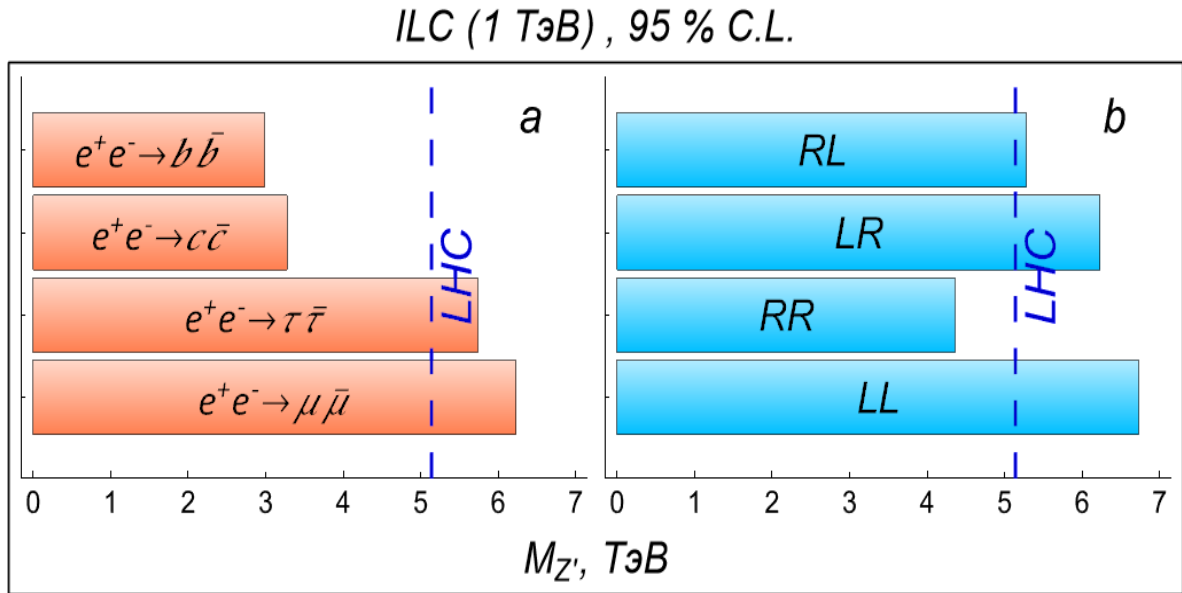


Рисунок 2 – Пороги обнаружения Z' –бозона для SSM ((a) – рассматриваются различные конечные фермионы для комбинации LR, (b) – рассматриваются различные комбинации $\lambda_e\lambda_f$ для процесса $e^+e^- \rightarrow \mu\bar{\mu}$)

Для результата (a), наилучшие ограничения получены для аннигиляции в мюонную пару, на основе чего можно заметить зависимость ограничений от массы конечного фермиона. Ограничения для $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$ значительно хуже, поскольку экспериментально нельзя различить кварковые и антикварковые струи, поэтому для такого случая фазовый объем уменьшается на 2 (за счет чего значительно уменьшается число событий). Для результата (b), наилучшие ограничения, равные 6,730 ТэВ, получены для комбинации LL (аналогичное ограничение на LHC равно 5,150 ТэВ).

Анализируя полученные результаты, можно заключить, что потенциальные возможности ILC позволяют улучшить существующие ограничения на массу Z' –бозона.

Литература

1. Leike, A. The Phenomenology of extra neutral gauge bosons / A. Leike // Phys. Rept. – 1999. – Vol. 317. – P. 143–250.
2. The International Linear Collider: Report to Snowmass 2021 / A. Aryshev [et al.] // DESY-22-045, FERMILAB-FN-1171-PPD-QIS-SCD-TD, PNNL-SA-1608845, 2021. – P. 220.
3. Review of Particle Physics / R. L. Workman [et al.] // Prog. Theor. Exp. Phys. – 2022. – Vol. 083C01. – P. 995–999.
4. Probing the minimal $U(1)_X$ model at future electron-positron colliders via fermion pair-production channels / A. Das, P. S. Bhupal Dev, Yu. Hosotani, S. Mandal // Phys. Rev. D. – 2022. – Vol. 105, № 11. – P. 115030.
5. Sinigribov, D. V. Model-independent constraints on extra neutral heavy bosons effective parameters at the future e^+e^- colliders / D. V. Sinigribov, V. R. Kurylenka, V. V. Andreev, I. A. Serenkova // Phys. Part. Nuclei Lett. – 2024. – Vol. 21. – P. 658–660.
6. Dreiner, H. K. Two-component spinor techniques and Feynman rules for quantum field theory and supersymmetry / H. K. Dreiner, H. E. Haber, S. P. Martin // Phys. Rept., 494, FERMILAB-PUB-09-855-T. – 2010. – P. 1–196.

С. Н. Сытова
Институт ядерных проблем Белгосуниверситета,
г. Минск, Республика Беларусь

ВАЛИДАЦИЯ И ВЕРИФИКАЦИЯ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

С конца XX века в процессе бурного развития современной компьютерной техники и взрывного увеличения объема программного обеспечения (ПО), возникла насущная проблема в решении вопросов его валидации и верификации, в том числе ПО для моделирования физических процессов и явлений, а также обработки больших объемов данных крупнейших экспериментальных установок мира. Ряд ведущих научных, технических профессиональных и военных учреждений мира, в том числе Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA) разработали руководства и стандарты [1 – 3] по проблемам моделирования, верификации и валидации систем, программного и аппаратного обеспечения. Также есть большое количество научных работ на данную тему [4, 5] и др.

Под верификацией [2, 3] понимается процесс определения того, насколько реализация модели точно представляет концептуальное ее описание и решение. Валидация – процесс определения степени, в которой модель является точным представлением реального мира с точки зрения ее предполагаемого использования. То есть при верификации формулируется вопрос: «Правильно ли мы создаем программный продукт?», соответствует ли ПО его спецификации. При валидации задается вопрос: «Правильный ли продукт мы создаем?», выполняет ли ПО то, что действительно требуется пользователю. В [6] подчеркивается, что сам автор ПО должен быть уверен в ней и знать границы, в которых оно работает. И эта уверенность должна быть реальной, а все составные части ПО (например, движение частиц, моделирование полей и т. д.) должны тестироваться отдельно для получения предсказуемых результатов.

В [7] дан обзор ПО, используемого для моделирования взаимодействия излучения с веществом. Отметим, что многие исследователи все чаще используют программные комплексы собственного производства, более того экспресс-коды – не трехмерные полные «тяжелые» программы, а одномерные по пространству (1D-) и двумерные (2D-) коды [5]. Это связано с тем, что не все ученые имеют доступ к суперкомпьютерным вычислениям, являющиеся дорогими. Но и суперкомпьютер не выдаст численный результат мгновенно. Для создания многомиллионных ускорительных комплексов и установок и проведения экспериментальных исследований на них такое моделирование должно быть выполнено, невзирая на материальные затраты, но предварительно следует выполнить целый ряд экспресс-расчетов по быстрым программам с целью предварительного сужения и уточнения параметров для последующего эффективного полномерного моделирования.

Рассмотрим кратко проблему моделирования нелинейных процессов взаимодействия излучения с веществом при прохождении пучков заряженных частиц через пространственно-периодические структуры и генерации ими электромагнитного излучения на примере объемных лазеров на свободных электронах (ОЛСЭ). ОЛСЭ представляют собой электронные устройства, в которых в условиях динамической дифракции происходит генерация электромагнитного излучения заряженными частицами, движущимися в существенно неоднородной (двумерной и трехмерной) пространственно-периодической системе (среде, структуре, резонаторе).

В рентгеновском диапазоне в качестве резонатора используются естественные кристаллы (кристаллические пластинки). В этом случае величина пространственного периода определяется периодом кристаллической решетки, а испускаемое излучение имеет длину, сравнимую с межатомными расстояниями, т. е. принадлежит рентгеновскому диапазону.

В микроволновом диапазоне в качестве мишени может использоваться искусственная дифракционная решетка, гофрированный волновод, объемная периодическая система, состоящая из периодически натянутых диэлектрических или металлических нитей.

Используемый механизм излучения в ОЛСЭ – это теоретически предсказанное в начале 70-х годов XX века и экспериментально открытое в 1985 г. сотрудниками НИИ ЯП БГУ параметрическое рентгеновское излучение и квазичеренковское излучение в других частотных диапазонах. Принципы и теоретические основы функционирования ОЛСЭ были заложены в работах [8, 9]. Первое экспериментальное наблюдение генерации ОЛСЭ в миллиметровом диапазоне было проведено в НИИ ЯП БГУ в 2001 г. [10]. В дальнейшем были проведены эксперименты с сеточными и фольговыми резонаторами – неоднородными пространственно-периодическими структурами, обладающими всеми свойствами фотонных кристаллов.

ОЛСЭ в различных диапазонах могут быть использованы для создания нового поколения ускорителей элементарных частиц, передачи электромагнитной энергии на большие расстояния, нагрева термоядерной плазмы, высокостабильных передатчиков для систем связи в СВЧ-диапазоне и т. д. – во многих высокотехнологичных направлениях исследований, в экспериментальных диагностических целях и для различных медицинских применений.

Исследование линейного режима работы как ОЛСЭ, так и других усилителей и генераторов электромагнитного излучения на основе пучков заряженных частиц может быть проведено аналитически. Оно позволяет получить оценки на стартовые условия и физические параметры изучаемого устройства, которые необходимы для его функционирования. Однако во всех случаях в реальных условиях линейный режим работы быстро сменяется нелинейной стадией.

Математические модели, описывающие нелинейную стадию, представляют собой системы многомерных нелинейных уравнений в частных производных. Их решение должно быть проведено с использованием различных численных методов, поскольку аналитически получить решения таких систем уравнений практически невозможно. Такое моделирование может облегчить и упростить проведение полноценных дорогостоящих физических экспериментов, а также уточнить исходные модели физических процессов, выверить и систематизировать результаты экспериментальных исследований. Для моделирования различных вариантов ОЛСЭ был разработан комплекс программ VOLC («VOLume Code») [11–13].

VOLC – комплекс программ для экспресс-моделирования сложной динамики электронного пучка и распространения электромагнитных волн ОЛСЭ. Не требуя больших мощностей компьютера, он позволяет проверить все основные физические законы, лежащие в основе ОЛСЭ, провести быстрый предрасчет условий эксперимента, который затем может быть с большей точностью промоделирован с помощью «тяжелых» компьютерных кодов на суперкомпьютерной технике (при ее наличии). Таким образом, комплекс программ VOLC предназначен для экспресс-моделирования работы различных типов ОЛСЭ, в том числе экспериментальных физических установок ОЛСЭ НИИ ЯП БГУ.

Опишем здесь кратко основные этапы тестирования, валидации и верификации комплекса программ VOLC в соответствии с [1–3]. Во-первых, было проведено сравнение численных результатов с результатами, полученными аналитически, в случае стационарного решения стандартной задачи дифракции в резонаторе и стационарного решения стандартной задачи дифракции с электронным пучком. Первое позволило протестировать и верифицировать моделирование электромагнитных полей в системе, второе – моделирование движения электронов в системе.

Проверка прохождения пучка заряженных частиц через резонатор является важной составляющей процесса валидации и верификации программы. Проведено сравнение результатов работы VOLC для полноценно работающего ОЛСЭ-генератора и при выключенной в системе дифракции, что означает движение пучка электронов в резонаторе без

взаимодействия с электромагнитным полем. Получены также важные численные результаты, демонстрирующие различные стороны режимов усиления и генерации излучения в ОЛСЭ, проведена проверка выполнения основных закономерностей функционирования ОЛСЭ. Моделирование ОЛСЭ осуществлено в широком диапазоне параметров.

В результате цикла работ в 2003–2022 гг. с помощью VOLC продемонстрировано численное выполнение основных физических закономерностей ОЛСЭ, полученных аналитически, в том числе порогов генерации и подавления паразитных мод в системе вследствие ОРОС и динамической дифракции. Проверена чувствительность системы к изменению начальных данных. Проведено исследование возможности работы ОЛСЭ в режимах усиления и генерации в различных геометриях. Выполнено сравнение одномерных и неоднородных геометрий ОЛСЭ. Показано, что при изменении геометрии можно получить существенно большие значения амплитуд электромагнитного поля, чем в одномерной геометрии.

Все численные результаты подтверждают, что существует оптимальный набор параметров для эффективной генерации излучения в каждом из исследованных случаев, а комплекс программ VOLC является надежной программой, не давая сбоев ни при каких данных, позволяя проводить численные эксперименты в широком диапазоне параметров в интервале частот от рентгеновской до терагерцовой.

Литература

1. Modeling and simulation (M&S) verification, validation, and accreditation: U. S. Department of Defense, Instruction number 5000. 61. – Arlington: DOD, 1996. – 15 pp.
2. Guide for the verification and validation of computational fluid dynamics simulations: American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA Report G0771988. – Reston, 1998. – 29 pp.
3. IEEE Standard for system, software, and hardware verification and validation: IEEE Standard 1012™-2016. – New York: IEEE, 2016. – 260 pp.
4. Pelletier, D. Verification, validation, and uncertainty in computational fluids dynamics / D. Pelletier // Canadian Journal Civ. Engineer. – 2010. – Vol. 37. – P. 1003–1013.
5. Cyclotron auto resonance maser and free electron laser devices: a unified point of view / E. Di Palma [et al.] // J. Plasma Phys. – 2017. – Vol. 83. – № art. 905830102.
6. Бэдсел, Ч. Физика плазмы и численное моделирование / Ч. Бэдсел, А. Лэнгдон. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 452 с.
7. Сытова, С. Н. Проблема использования пакетов прикладных программ в современном научном моделировании физических задач / С. Н. Сытова // Сборник материалов Респ. научно-методич. конф. «Актуальные вопросы научно-методической и учебно-организационной работы: традиционные ценности и инновационные технологии в образовании как фактор прогрессивного развития общества», 22–23 февраля 2024 года. – Гомель, 2024. – С. 406–408.
8. Baryshevsky, V. G. Parametric beam instability of relativistic charged particles in a crystal / V. G. Baryshevsky, I. D. Feranchuk // Physics Letters A. – 1984. – Vol. 102. – P. 141–144.
9. Baryshevsky, V. G. Parametric (quasi-Cerenkov) X-ray free electron lasers / V. G. Baryshevsky, K. G. Batrakov, I. Ya. Dubovskaya // Journal of Physics D: Appl. Physics. – 1991. – Vol. 24. – P. 1250–1257.
10. First lasing of a volume FEL (VFEL) at a length range $\lambda \sim 4\text{--}6$ mm / V. G. Baryshevsky [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 2002. – Vol. A483. – P. 21–24.
11. Sytova, S. Numerical Analysis of Lasing Dynamics in Volume Free Electron Laser / S. Sytova // Mathematical Modelling and Analysis. – 2008. – Vol. 13, № 2. – P. 263–273.
12. Сытова, С. Н. Модели объемных лазеров на свободных электронах / С. Н. Сытова // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2012. – Т. 20, № 6. – С. 124–135.
13. Сытова, С. Н. Нелинейная динамика излучения сильноточных пучков заряженных частиц в пространственно-периодических структурах / С. Н. Сытова // Журнал Белорусского государственного университета. Физика. – 2021. – № 1. – С. 62–72.

КВАРКОВЫЕ ВКЛАДЫ В СПИН НУКЛОНА ИЗ АСИММЕТРИЙ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО И АНТИНЕЙТРИНО НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНАХ

Нейтринное ГНР на поляризованных мишенях имеет важное значение для изучения спиновой структуры нуклона. Высокофокусированные нейтринные пучки с хорошо известным энергетическим спектром можно получать от распадов мюонов на мюонном коллайдере [1–5]. С пучками нейтрино и антинейтрино от мюонного коллайдера эксперименты с поляризованными мишенями становятся возможными, поскольку уже мишень массой приблизительно 20 кг будет обеспечивать хорошую статистику.

В настоящей работе рассматриваются способы получения вкладов кварков и антикварков в нуклонный спин на основе измеряемых инклюзивных и полуинклюзивных асимметрий в ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных нуклонах.

Рассмотрим инклюзивные

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + X \quad (1)$$

и полуинклюзивные с рождением π -мезона

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + \pi + X \quad (2)$$

процессы ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных нуклонах с нейтральным током. Дифференциальные сечения инклюзивных процессов (1) получены в следующем виде:

$$\sigma_{\nu,\bar{\nu}} = \sigma_{\nu,\bar{\nu}}^a + P_N \sigma_{\nu,\bar{\nu}}^p, \quad (3)$$

$$\text{где } \sigma = \frac{d^2\sigma}{dx dy};$$

$P_N = \pm 1$ – степень продольной поляризации нуклона,

$$\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^a = \frac{x\sigma_0}{2} \left[\sum_q (y_1^+ a_q \pm 2y_1^- b_q) q(x) + \sum_q (y_1^+ a_q \mp 2y_1^- b_q) \bar{q}(x) \right], \quad (4)$$

$$\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^p = \frac{x\sigma_0}{2} \left[\sum_q (2y_1^+ b_q \pm y_1^- a_q) \Delta q(x) + \sum_q (-2y_1^+ b_q \pm y_1^- a_q) \Delta \bar{q}(x) \right], \quad (5)$$

$$\sigma_0 = \frac{G^2}{\pi} \text{ME}; \quad a_q = (g_V^2 + g_A^2)_q; \quad b_q = (g_V g_A)_q; \quad q = u, d, s;$$

$$g_{Vu} = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \Theta_W; \quad g_{Au} = \frac{1}{2}; \quad g_{Vd} = g_{Vs} = \frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W; \quad g_{Ad} = g_{As} = -\frac{1}{2},$$

где Θ_W – угол Вайнберга;

$$y_1^\pm = 1 \pm y_1^2, \quad y_1 = 1 - y;$$

M – масса мишени (нуклона);

E – энергия начального нейтрино (антинейтрино);

G – константа Ферми;

x, y – скейлинговые переменные;

$q(x)(\bar{q}(x))$ $q(x)(\Delta\bar{q}(x))$ – функции распределения неполяризованных и поляризованных кварков (антикварков) соответственно;

$\sigma_{v,\bar{v}}^a$ и $\sigma_{v,\bar{v}}^p$ – неполяризованная и поляризационная части сечений (3).

Поляризационные асимметрии определим, как следующие комбинации сечений (3):

$$A_{v,\bar{v}} = \frac{\sigma_{v,\bar{v}}^{\downarrow\uparrow,\uparrow\uparrow} - \sigma_{v,\bar{v}}^{\downarrow\downarrow,\uparrow\downarrow}}{\sigma_{v,\bar{v}}^{\downarrow\uparrow,\uparrow\uparrow} + \sigma_{v,\bar{v}}^{\downarrow\downarrow,\uparrow\downarrow}}, \quad (6)$$

$$A_{\pm} = \frac{(\sigma_v^{\downarrow\uparrow} \pm \sigma_{\bar{v}}^{\uparrow\uparrow}) - (\sigma_v^{\downarrow\downarrow} \pm \sigma_{\bar{v}}^{\uparrow\downarrow})}{(\sigma_v^{\downarrow\uparrow} \pm \sigma_{\bar{v}}^{\uparrow\uparrow}) + (\sigma_v^{\downarrow\downarrow} \pm \sigma_{\bar{v}}^{\uparrow\downarrow})}. \quad (7)$$

Первая стрелка соответствует спиральности нейтрино ($\downarrow$) или антинейтрино ($\uparrow$), а вторая – направлению спина частицы-мишени $\uparrow$ ($P_N = +1$) и $\downarrow$ ($P_N = -1$). Подставляя в (6), (7) сечения (3) получаем для асимметрий

$$A_{v,\bar{v}} = \frac{\sigma_{v,\bar{v}}^p}{\sigma_{v,\bar{v}}^a}, \quad (8)$$

$$A_{\pm} = \frac{\sigma_v^p \pm \sigma_{\bar{v}}^p}{\sigma_v^a \pm \sigma_{\bar{v}}^a}. \quad (9)$$

Дифференциальные сечения (4), (5) инклюзивных процессов (1) в области малых y ($y \rightarrow 0$) принимают следующий вид:

$$\sigma_{v,\bar{v}}^a = x\sigma_0 \left[\sum_q a_q q(x) + \sum_q a_q \bar{q}(x) \right], \quad (10)$$

$$\sigma_{v,\bar{v}}^p = 2x\sigma_0 \left[\sum_q b_q \Delta q(x) - \sum_q b_q \Delta \bar{q}(x) \right]. \quad (11)$$

Тогда в случае рассеяния на поляризованных протонах из (8) с помощью (10), (11) для поляризационных инклюзивных асимметрий A_{vp} и $A_{\bar{v}p}$ получаем

$$A_{vp} = A_{\bar{v}p} = \frac{2[b_u \Delta u_v(x) + b_d \Delta d_v(x)]}{\sum_{q=u,d,s} a_q [q(x) + \bar{q}(x)]}. \quad (12)$$

Для полуинклюзивных асимметрий $A_{vp,\bar{v}p}^{\pi^+ - \pi^-}$ процессов (2) из инклюзивных сечений с учетом замен

$$\sigma \rightarrow \sigma^{\pi^+ - \pi^-}, \quad \Delta q(x) \rightarrow \Delta q(x) D_q^{\pi^+ - \pi^-}(z), \quad \bar{q}(x) \rightarrow \Delta \bar{q}(x) D_{\bar{q}}^{\pi^+ - \pi^-}(z),$$

$$\Delta q(x) (\Delta \bar{q}(x)) \rightarrow \Delta q(x) D_q^{\pi^+ - \pi^-}(z) (\Delta \bar{q}(x) D_{\bar{q}}^{\pi^+ - \pi^-}(z))$$

и соотношений между функциями фрагментации

$$D_{\bar{d}}^{\pi^+ - \pi^-} = D_u, D_{\bar{u}}^{\pi^+ - \pi^-} = D_d^{\pi^+ - \pi^-}, D_u^{\pi^+ - \pi^-} = -D_d^{\pi^+ - \pi^-}, D_{\bar{u}}^{\pi^+ - \pi^-} = -D_{\bar{d}}^{\pi^+ - \pi^-}$$

Получаем

$$A_{\nu p}^{\pi^+ - \pi^-} = A_{\nu \bar{p}}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{2 \left[b_u (\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)) - b_d (\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x)) \right]}{a_u u_V(x) - a_d d_V(x)}. \quad (13)$$

Подчеркнем, что полуинклюзивные асимметрии не зависят от функций фрагментации, что является их преимуществом.

Заметим, что в (13) содержатся функции распределения поляризованных $u(\bar{u})u d(\bar{d})$ – (анти)кварков, т. е. $\Delta u(x)$, $\Delta \bar{u}(x)$, $\Delta d(x)$, $\Delta \bar{d}(x)$, первые моменты которых есть соответствующие вклады в спин нуклона.

Поэтому из (13) с помощью измеряемых величин a_8 и a_3

$$a_3 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}), \quad (14)$$

$$a_8 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) - 2(\Delta s + \Delta \bar{s}).$$

получаем выражения для вкладов кварковых ароматов (u, d, s) в нуклонный спин

$$\Delta u + \Delta \bar{u} = \frac{\frac{1}{2} \int_0^1 A_{\nu p}^{\pi^+ - \pi^-} [a_u u_V(x) - a_d d_V(x)] dx - a_3 b_d}{b_u - b_d},$$

$$\Delta d + \Delta \bar{d} = \frac{\frac{1}{2} \int_0^1 A_{\nu p}^{\pi^+ - \pi^-} [a_u u_V(x) - a_d d_V(x)] dx - a_3 b_u}{b_u - b_d},$$

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \frac{\frac{1}{2} \int_0^1 A_{\nu p}^{\pi^+ - \pi^-} [a_u u_V(x) - a_d d_V(x)] dx - a_8 b_u - \frac{1}{2} (b_u + b_d) (a_3 - a_8)}{b_u - b_d}.$$

Инклюзивные асимметрии (12) дают доступ к поляризации валентных кварков Δu_V и Δd_V . Для их определения привлечем аналогичные асимметрии для дейтрона при $y \rightarrow 0$

$$A_{\nu d} = A_{\nu \bar{d}} = \frac{2(b_u + b_d) [\Delta u_V(x) + \Delta d_V(x)]}{(a_u + a_d) [u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)] + 2a_s [s(x) + \bar{s}(x)]} (1 - 1.5\omega). \quad (15)$$

Тогда из асимметрий (12) и (15) получаем выражение для вкладов валентных кварков в спин нуклона, переходя к первым моментам кварковых распределений

$$\begin{aligned}
\Delta u_V &= \frac{(b_u + b_d) \int_0^1 A_{vp} \sum_{q=u,d,s} a_q [q(x) + \bar{q}(x)] dx}{2(b_u^2 - b_d^2)} - \\
&- \frac{b_d \int_0^1 A_{vd} [(a_u + a_d)(u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)) + 2a_s(s(x) + \bar{s}(x))] dx}{2(b_u^2 - b_d^2)}, \\
\Delta d_V &= \frac{b_u \int_0^1 A_{vd} [(a_u + a_d)(u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)) + 2a_s(s(x) + \bar{s}(x))] dx}{2(b_u^2 - b_d^2)} - \\
&- \frac{(b_u + b_d) \int_0^1 A_{vp} \sum_{q=u,d,s} a_q [q(x) + \bar{q}(x)] dx}{2(b_u^2 - b_d^2)}.
\end{aligned}$$

Рассмотрим асимметрии (7). Они не зависят от переменной y и получены для инклюзивных процессов (1) в виде:

$$A_{+p} = \frac{2[b_u \Delta u_V(x) + b_d \Delta d_V(x)]}{a_u(u(x) + \bar{u}(x)) + a_d(d(x) + \bar{d}(x)) + a_s(s(x) + \bar{s}(x))}, \quad (16)$$

$$A_{-p} = \frac{a_u[\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)] + a_d[\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x)] + a_s[\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)]}{2[b_u u_V(x) + b_d d_V(x)]}. \quad (17)$$

и для полуинклюзивных процессов (2)

$$A_{+p}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{2[b_u(\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)) - b_d(\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x))]}{a_u u_V(x) - a_d d_V(x)}, \quad (18)$$

$$A_{-p}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{a_u \Delta u_V(x) - a_d \Delta d_V(x)}{2[b_u(u(x) + \bar{u}(x)) - b_d(d(x) + \bar{d}(x))]}. \quad (19)$$

Из асимметрий (12), (19) имеем

$$\begin{aligned}
\Delta u_V &= \frac{\frac{a_d}{2} \int_0^1 A_{vp(\bar{v}p)} [a_u(u(x) + \bar{u}(x)) + a_d(d(x) + \bar{d}(x)) + a_s(s(x) + \bar{s}(x))] dx}{a_d b_u + a_u b_d} + \\
&+ \frac{2b_d \int_0^1 A_{-p}^{\pi^+ - \pi^-} [b_u(u(x) + \bar{u}(x)) - b_d(d(x) + \bar{d}(x))] dx}{a_d b_u + a_u b_d}, \\
\Delta d_V &= \frac{\frac{a_u}{2} \int_0^1 A_{vp(\bar{v}p)} [a_u(u(x) + \bar{u}(x)) + a_d(d(x) + \bar{d}(x)) + a_s(s(x) + \bar{s}(x))] dx}{a_d b_u + a_u b_d} - \\
&- \frac{2b_u \int_0^1 A_{-p}^{\pi^+ - \pi^-} [b_u(u(x) + \bar{u}(x)) - b_d(d(x) + \bar{d}(x))] dx}{a_d b_u + a_u b_d}
\end{aligned} \quad (20)$$

Асимметрия A_{-p} (17) дает возможность получения вкладов кварков и антикварков. Поэтому из (17) и (14) имеем

$$\Delta u + \Delta \bar{u} = \frac{I + a_d a_3 + \frac{a_s}{2}(a_3 + a_8)}{\sum_q a_q},$$

$$\Delta d + \Delta \bar{d} = \frac{I - a_u a_3 - \frac{a_s}{2}(a_8 - a_3)}{\sum_q a_q},$$

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \frac{I - a_u a_3 - \frac{1}{2}(a_8 - a_3)(a_u + a_d)}{\sum_q a_q},$$

где $I = 2 \int_0^1 A_{-p} [b_u u_v(x) + b_d d_v(x)] dx$, $q = u, d, s$.

Для ГНР (анти)нейтрино на поляризованных нейтронах в выражениях для кварковых вкладов $((\Delta u + \Delta \bar{u}), (\Delta d + \Delta \bar{d}), (\Delta s + \Delta \bar{s}), \Delta u_v$ и $\Delta d_v)$ в спин нуклона необходимо сделать следующие замены:

$$a_u \leftrightarrow a_d, b_u \leftrightarrow b_d, A_{vp, \bar{v}p} \rightarrow A_{vn, \bar{v}n}, A_{\pm p} \rightarrow A_{\pm n}.$$

Таким образом, получены кварковые вклады в спин нуклона области малых ($y \rightarrow 0$) значений скейлинговой переменной y в ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных протонах и нейтронах. Вклады кварковых ароматов $(\Delta u + \Delta \bar{u}), (\Delta d + \Delta \bar{d}), (\Delta s + \Delta \bar{s})$ можно определять из асимметрий A_{-p} и $A_{vp(\bar{v}p)}^{\pi^+ - \pi^-}$ при малых y . В этой же области поляризацию валентных кварков $\Delta u_v, \Delta d_v$ можно определять из асимметрий $A_{vp(\bar{v}p)}$ и $A_{vd, \bar{v}d}$ или $A_{-p}^{\pi^+ - \pi^-}$.

Литература

1. Ball, R. D. Flavor Decomposition of Nucleon Structure at a Neutrino Factory / R. D. Ball, D. A. Harris, K. S. McFarland. – ArXiv: hep-ph/0009223, 2001. – 17 pp.
2. Harris, D. A. A Small Target Neutrino Deep-Inelastic Scattering Experiment at the First Muon Collider / D. A. Harris, K. S. McFarland // AIP Conf. Proc. – 1998. – Vol.435, № 1. – P. 505–510.
3. Boscolo, M. The Future Prospects of Muon Collider and Neutrino Factories / M. Boscolo, J.-P. Delahaye, M. Palmer // Rev. Accel. Sci. Tech. – 2019. – Vol.10, № 1. – P.189–214.
4. International Design Study for the Neutrino factory, Interim Design Report / S. Choubey [et al.]. – ArXiv: 1112.2853.
5. Huber, P. The Case for Muon-based Neutrino Beams / P. Huber, A. Bross, M. Palmer. – ArXiv: 1411.0629.

РАДИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ ПЛОТНОСТИ ВЕНЕРЫ: РАЗВИТИЕ PVM-МОДЕЛИ

Введение. Исследование внутреннего строения планеты Венера методами сейсмического анализа пока недоступно из-за физических условий на её поверхности: высокое давление в 9,3 Мпа и температура порядка 740 К. Ещё с советских времён и поныне доставленное научное оборудование не функционировало более часа в таких условиях. Однако, сейчас появляется надежда на современный проект Роскосмоса – АМС «Венера-Д», спускаемый модуль и сейсмометр которой будет способны проработать там около двух месяцев.

Поэтому внутреннее строение Венеры описывается в рамках модельных представлений [1–3], опирающихся на недостаточную базу данных [4]. Одной из признанных моделей считается PVM–модель Венеры [5], развивающая тему её землеподобия.

Развитие PVM–модели. С момента возникновения PVM–модель активно развивается в различных направлениях, опираясь на данные о гравитационном поле и топографии: уточняется масса планеты, средний радиус, безразмерный момент инерции, приливное число Лява k_2 [6], [7]. Нас же будут интересовать радиальные функции плотности $\rho_i(r)$ для пяти шаровых слоёв в приближении землеподобия, поведения которых мы уже касались в работе [8].

Целью же данной работы будет являться уточнение значений коэффициентов полиномиальных функций плотности шаровых слоев, полученных в [8], с более детальным учётом значений плотностей на границах слоёв, сохраняя их толщины. В основе последующих расчётов останутся неизменными такие характеристики Венеры, как:

- масса без атмосферы – $4,86682 \cdot 10^{24}$ кг;
- средний радиус – 6 051,8 км;
- плотность коры – 2 800 кг/м³;
- плотность в центре – 11 742 кг/м³;
- допустимые значения радиуса ядра (нижнего) – от 2 800 км до 3 500 км;
- допустимые значения толщины коры – от 12 км до 65 км.

Далее, основываясь на исходной PVM–модели [5], рассчитаем значения плотностей на границах слоёв, введя соответственно верхнюю $\rho_{i(верх)}(r)$ и нижнюю $\rho_{i(нижн)}(r)$ плотности. Но делаем это с большей точностью, чем в [8], сохраняя три знака после запятой, и формируем таблицу 1. Уточнения в мантиссах выделены жирным шрифтом (далее также).

Таблица 1 – Значения плотностей на границах слоёв

№ слоя	r_i в PVM, км	$\rho_{i(нижн)}(r)$, кг/м ³	$\rho_{i(верх)}(r)$, кг/м ³
1	0	11 742,044	–
1	3 207	–	9 591,533
2	3 207	5 387,513	–
2	5 303	–	4 403,332
3	5 303	4 078,409	–
3	5 579	–	3 765,012
4	5 579	3 550,843	–
4	5 980	–	3 276,040
5	5 980	2 800,023	–
5	6 050	–	2 800,037

Так как рассматриваем три приближения для возможных значений размеров ядра (нижнего) и коры, то введем дополнительный индекс приближения $j = 1, 2, 3$ и положим $R = 6\,051,8$ км. Функции плотности слоёв для различных приближений $\rho_i^j(r)$ будем определять, исходя из общего вида

$$\rho_i^j(r) = A_i^j + B_i^j \cdot r/R + C_i^j \cdot (r/R)^2 + D_i^j \cdot (r/R)^3,$$

на основе использования:

- неизменной функции плотности коры $\rho_5^j(r) = \rho_5(r)$;
- линейного приближения и значений соответствующих верхних и нижних плотностей слоёв при неизменных толщинах для $\rho_3^j(r)$ и $\rho_4^j(r)$;
- параболического приближения с малым изменением значений верхних и нижних плотностей и толщины слоя для $\rho_2^j(r)$;
- кубического приближения с малым изменением значения верхней плотности слоя для $\rho_1^j(r)$ при той же нижней, а также нормировки функции плотности на массу без атмосферы.

Результаты обновлённого моделирования для трёх приближений сведены в таблицы 2, 3, 4.

Приближение I предполагает минимизацию размеров толщины коры и радиуса ядра Венеры, согласно [3]: $h_K = 12$ км, $r_{Я} = 2\,800$ км.

Таблица 2 – Функции плотности для шаровых слоёв для *Приближения I*

№ слоя	Функция плотности слоя $\rho_i^1(r)$, кг/м ³	Диапазон расстояний от центра, км
1	$\rho_1^1(r) = 11\,742,008 - 170,217 \cdot r/R - 5\,402,072 \cdot (r/R)^2 - 3\,645,006 \cdot (r/R)^3$	0–2 800
2	$\rho_2^1(r) = 7\,071,222 - 2\,466,637 \cdot r/R - 266,113 \cdot (r/R)^2$	2 800–5 363
3	$\rho_3^1(r) = 10\,167,645 - 6\,871,322 \cdot r/R$	5 363–5 639
4	$\rho_4^1(r) = 7\,415,240 - 4\,147,334 \cdot r/R$	5 639–6 039,8
5	$\rho_5^1(r) = 2\,800$	6 039,8–6 051,8

Приближение II предполагает максимизацию размеров толщины коры и радиуса ядра Венеры, согласно [3]: $h_K = 65$ км, $r_{Я} = 3\,500$ км.

Таблица 3 – Функции плотности для шаровых слоёв для *Приближения II*

№ слоя	Функция плотности слоя $\rho_i^2(r)$, кг/м ³	Диапазон расстояний от центра, км
1	$\rho_1^2(r) = 11\,742,007 - 170,229 \cdot r/R - 5\,402,118 \cdot (r/R)^2 - 3\,633,141 \cdot (r/R)^3$	0–3 500
2	$\rho_2^2(r) = 6\,047,221 - 2\,010,332 \cdot r/R - 260,611 \cdot (r/R)^2$	3 500–5 310
3	$\rho_3^2(r) = 10\,107,404 - 6\,871,308 \cdot r/R$	5 310–5 586
4	$\rho_4^2(r) = 7\,378,931 - 4\,147,330 \cdot r/R$	5 586–5 986,8
5	$\rho_5^2(r) = \rho_5(r) = 2\,800$	5 986,8–6 051,8

Приближение III использует средние размеры толщины коры и радиуса ядра, согласно [3]: $h_K = 38,5$ км, $r_J = 3\,150$ км.

Таблицу 4 – Функции плотности для шаровых слоёв для *Приближения III*

№ слоя	Функция плотности слоя $\rho_i^3(r)$, кг/м ³	Диапазон расстояний от центра, км
1	$\rho_1^3(r) = 11\,742,006 - 170,105 \cdot r/R - 5\,402,005 \cdot (r/R)^2 - 3\,660,017 \cdot (r/R)^3$	0–3 150
2	$\rho_2^3(r) = 6\,794,041 - 2\,467,048 \cdot r/R - 266,222 \cdot (r/R)^2$	3 150–5 336,3
3	$\rho_3^3(r) = 10\,138,833 - 6\,872,832 \cdot r/R$	5 336,3–5 612,3
4	$\rho_4^3(r) = 7\,397,367 - 4\,147,306 \cdot r/R$	5 612,3–6 013,3
5	$\rho_5^3(r) = \rho_5(r) = 2\,800$	6 013,3–6 051,8

Уточнённые функции плотности для всех *Приближений*, а также исходная функция из [5] представлены на рисунке 1.

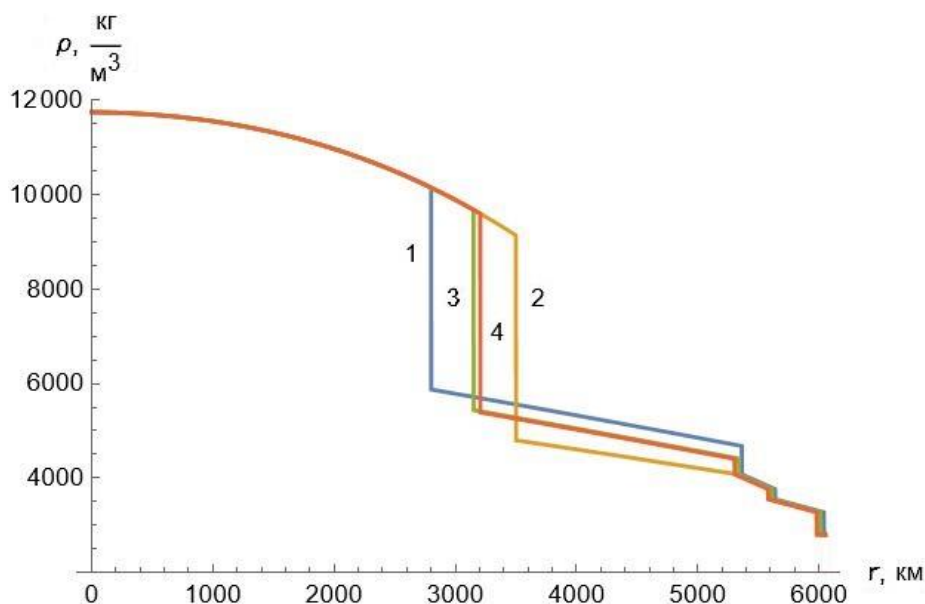


Рисунок 1 – Уточнённые модельные функции плотности Венеры: 1,2,3 соответствуют номерам *Приближений*, 4 – базовой *PVM*–модели

Закключение. Таким образом, в работе получен уточнённый вид функций плотности планеты Венеры для пяти шаровых слоёв в трёх физически правомерных приближениях с допустимыми вариациями радиуса её ядра (нижнего) и толщины коры. Эти функции могут рассматриваться как варианты оптимизации функций плотности в базовой *PVM*–модели. Хотелось бы, чтобы полученные результаты смогли быть полезными при более строгом моделировании внутреннего строения Венеры на основе новейших сейсмологических наблюдений миссии Венера–Д [9].

Литература

1. The deep interior of Venus, Mars and the Earth: a brief review and the need for planetary surface-based measurements / A. Mocquet, P. Rosenblatt, V. Dehant, O. Verhoeven // Planet and Space Sci. – 2011. – Vol. 5. – P. 1048–1061.

2. Archinal, B. A. Report of the IAU Working Group on Cartographic Coordinates and Rotation Elements: 2015 / B. A. Archinal [et al.] // *Celest. Mech. Dyn. Astr.* – 2018. – Vol. 130, № 22. – P. 1–46.
3. Dumoulin, C. Tidal Constraints of the Interior of Venus / C. Dumoulin, G. Tobie, O. Verhoeven, N. Rembaux // *J. Geophys. Res. Planet.* – 2017. – Vol. 122, № 6. – P. 1338–1352.
4. Venus Fact Sheet [Electronic resource]. – Mode of access: <https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/venusfact.html/>. – Date of access: 04.06.2024.
5. Жарко, Н. В. Физическая модель Венеры / В. Н. Жарков, И. Я. Засурский // *Астрономический вестник*. – 1982. – Т. 16, № 1. – С. 18–28.
6. Гудкова, Т. В. О параметрах землеподобной модели Венеры / Т. В. Гудкова, В. Н. Жарков // *Астрономический вестник*. – 2019. – Т. 53, № 1. – С. 1–4.
7. Гудкова, Т. В. Модели внутреннего строения землеподобной Венеры / Т. В. Гудкова, В. Н. Жарков // *Астрономический вестник*. – 2020. – Т. 54, № 1. – С. 24–32.
8. Новикова, О. В. Функция плотности для модели землеподобной Венеры / О. В. Новикова, Г. Ю. Тюменков // *Проблемы физики, математики и техники*. – 2024. – № 3(60). – С. 23–26.
9. В МАИ раскрыли подробности перспективного проекта России «Венера-Д» [Electronic resource]. – Mode of access: <https://mai.ru/press/news/detail.php?ID=176215/>. – Date of access: 24.09.2024.

V. Yu. Haurysh¹, V. V. Andreev²

¹Sukhoi State Technical University of Gomel,
Gomel, Republic of Belarus,

²Francisk Skorina Gomel State University,
Gomel, Republic of Belarus

ELECTROWEAK CHARACTERISTICS OF LIGHT π –, ρ –MESONS

Introduction. The researching of composite quark-antiquark systems is associated with the study of electroweak characteristics of hadrons, such as meson form factors, decay constants etc. To a date a sufficient volume of experimental data has been accumulated [1], including on the decays of light pseudoscalar $\pi^\pm$ – and $\rho^\pm$ –vector mesons. Since such systems are purely relativistic [2], it becomes possible to test phenomenological approaches and models for studying the properties of coupled $u\bar{d}$ –systems. Also, the equality of the masses of constituent and quarks in the indicated mesons significantly simplifies both the calculation of the model parameters and calculations.

The paper presents a method for calculating the electromagnetic mean-square radii of pseudoscalar $\pi^\pm$ – and vector $\rho^\pm$ –mesons in a composite quark model based on the point form of Poincaré-invariant quantum mechanics. The authors have shown that the usage of parameters obtained from leptonic decays $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell$ and $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ as well as the pseudoscalar density constant $g_{p^\pm}$ [3, 4], leads to results for the mean-square radii of the pseudoscalar $\pi^\pm$ – and vector $\rho^\pm$ –mesons that correlate with modern experimental data and other models. As a result, a self-consistent model that describes the electroweak characteristics of pseudoscalar and vector light sector mesons is proposed.

1. Basic features of the model. Below we define the state vector of the meson with spin $J = \ell + S$ ($\ell = 0, S = 0, 1$) and its' projection μ , 4-momentum Q^μ ($Q^2 = M^2$, $V^\mu = Q^\mu / M$) and mass M in the point form of dynamics

$$\begin{aligned}
|Q, M\rangle_{J\mu} &= \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \sum_{v_1, v_2} \int d\mathbf{k} \Phi_{\ell S}^J(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{Q}}) \sqrt{\frac{\omega_{m_q}(\mathbf{p}_1) \omega_{m_{\bar{Q}}}(\mathbf{p}_2)}{\omega_{m_q}(\mathbf{k}) \omega_{m_{\bar{Q}}}(\mathbf{k}) V^0}} \times \\
&\times \Omega \left\{ \begin{matrix} \ell & S & J \\ v_1 & v_2 & \mu \end{matrix} \right\} (\theta_k, \phi_k) D_{\lambda_1, v_1}^{1/2}(\mathbf{n}_{W_1}) D_{\lambda_2, v_2}^{1/2}(\mathbf{n}_{W_2}) | \mathbf{p}_1, \lambda_1, \mathbf{p}_2, \lambda_2 \rangle.
\end{aligned} \tag{1}$$

In (1) the relative momentum of quarks [2] is defined $\mathbf{k} = \{k \sin\theta_k \cos\phi_k, k \sin\theta_k \sin\phi_k, k \cos\theta_k\}$ with masses $m_q, m_{\bar{Q}}$, helicities λ_1, λ_2 and momenta $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ respectively. Note also that for brevity, an auxiliary function into expression (1) is introduced

$$\Omega \left\{ \begin{matrix} \ell & S & J \\ v_1 & v_2 & \mu \end{matrix} \right\} (\theta_k, \phi_k) = Y_{\ell m}(\theta_k, \phi_k) C \begin{pmatrix} s_1 & s_2 & S \\ v_1 & v_2 & \lambda \end{pmatrix} C \begin{pmatrix} \ell & S & J \\ v_1 & v_2 & \lambda \end{pmatrix} \tag{2}$$

with the Clebsch-Gordan coefficients $C \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix}$ of $SU(2)$ group and the spherical functions $Y_{\ell m}(\theta_k, \phi_k)$ of $\mathbf{k}$ vector. The Wigner rotation functions in (1) are defined as

$$D_{\lambda, v}^{1/2}(\mathbf{n}_W) = \frac{I - i(\mathbf{n}_W \cdot \boldsymbol{\sigma})}{\sqrt{1 + \mathbf{n}_W^2}}, \quad \mathbf{n}_W = \frac{\mathbf{u}_k \times \mathbf{u}_Q}{1 + (\mathbf{u}_k \cdot \mathbf{u}_Q)}, \quad \mathbf{u}_P = \frac{\mathbf{P}}{\omega_M(P) + M}, \tag{3}$$

where $\omega_m(\mathbf{p}) = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m}$. The wave function of the pseudoscalar ($\ell = 0, S = 0$) and vector ($\ell = 0, S = 1$) meson in the expression is subject to the normalization condition

$$\sum_{\ell, S} \int d\mathbf{k} k^2 \left| \Phi_{\ell S}^J(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{Q}}) \right|^2 = 1. \tag{4}$$

Using the electroweak quark current in the meson rest frame

$$\langle 0 | \hat{J}_{EW}^\mu | \mathbf{k}, \lambda_1, -\mathbf{k}, \lambda_2 \rangle = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{\bar{u}_{\lambda_2}(-\mathbf{k}, m_{\bar{Q}}) \Gamma_{EW}^\mu u_{\lambda_1}(\mathbf{k}, m_q)}{\sqrt{2\omega_{m_q}(\mathbf{k}) 2\omega_{m_{\bar{Q}}}(\mathbf{k})}} \tag{5}$$

with following calculation of the spinor part leads to an integral representation of the decay constant of pseudoscalar and vector mesons [6]:

$$\begin{aligned}
f_I(m_q, m_{\bar{Q}}, \beta_{q\bar{Q}}^I) &= \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int d\mathbf{k} k^2 \Phi(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{Q}}^I) \sqrt{\frac{W_{m_q}^+(\mathbf{k}) W_{m_{\bar{Q}}}^+(\mathbf{k})}{M_0 \omega_{m_q}(\mathbf{k}) \omega_{m_{\bar{Q}}}(\mathbf{k})}} \times \\
&\times \left(1 + a_I \frac{k^2}{W_{m_q}^+(\mathbf{k}) W_{m_{\bar{Q}}}^+(\mathbf{k})} \right); \quad W_m^\pm(\mathbf{k}) = \omega_m(\mathbf{k}) \pm m; \quad I = P, V; \quad a_P = -1, a_V = 1/3.
\end{aligned} \tag{6}$$

Expression (6) will be used below for the model parameters calculation.

2. Electromagnetic radii of $\pi^\pm$ – and $\rho^\pm$ – mesons. The integral representation of the electromagnetic root-mean-square radius of a meson is determined from the expression [5]

$$\langle r_{\pi^\pm}^2 \rangle = 6 \frac{dF(t)}{dt} \Big|_{t \rightarrow 0}, \quad (7)$$

where the form-factor $F(t)$ is determined by the matrix

$$\langle Q', M | \hat{J}_{EW}^\mu | Q, M \rangle = \frac{F(t)}{(2\pi)^3} \frac{Q^\mu + Q'^\mu}{\sqrt{2 \omega_M(Q') 2 \omega_M(Q)}}, \quad t = -(Q' - Q)^2. \quad (8)$$

Calculation of expression (8) taking into account the meson state vector (1) and the electroweak quark current (5) in the generalized Breit system $\vec{V} + \vec{V}' = 0$ [6] with subsequent differentiation (see expression (7)) leads to

$$\langle r_{\pi^\pm}^2 \rangle = 6 \int dk k^2 \left| \Phi(k, \beta_{u\bar{d}}^P) \right|^2 \left(e_u \eta^P(k, m_u, \beta_{u\bar{d}}^P) + e_{\bar{d}} \eta^P(k, m_{\bar{d}}, \beta_{u\bar{d}}^P) \right). \quad (9)$$

Note that in expression (9) auxiliary functions are introduced

$$\eta^P(k, m, \beta) = \frac{2k \left(\omega_m^2(k) - 2\beta^2 \right) + \omega_m(k) \left(\omega_m^2(k) - 3\beta^2 \right) \ln \left(\frac{\omega_m(k) - k}{\omega_m(k) + k} \right)}{16k\beta^4}. \quad (10)$$

The parametrization of form-factors for a vector $\rho^\pm$ – meson with a polarization vector ε_λ can be written as

$$\begin{aligned} \langle Q', M | \hat{J}_{EW}^\mu | Q, M \rangle_\lambda &= \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2 \omega_M(Q') 2 \omega_M(Q)}} \times \\ &\times \left(-(\varepsilon_\lambda^* \times \varepsilon_\lambda) P^\mu F_1(t) + \left((P \cdot \varepsilon_\lambda^*) \varepsilon_\lambda^\mu + (P \cdot \varepsilon_\lambda) \varepsilon_\lambda^{*\mu} \right) F_2(t) + \frac{(P \cdot \varepsilon_\lambda^*)(P \cdot \varepsilon_\lambda)}{2M^2} P^\mu F_3(t) \right), \end{aligned} \quad (11)$$

where $P = Q' + Q$, $t = -(Q' - Q)^2$. Assuming $t \rightarrow 0$ electromagnetic root mean square radius is defined as (see (7))

$$\langle r_{\rho^\pm}^2 \rangle = 6 \frac{dF_1(t)}{dt} \Big|_{t \rightarrow 0}; \quad (12)$$

note that the form-factors $F_2(t)$ and $F_3(t)$ determine the magnetic and quadrupole magnetic moments of the $\rho^\pm$ – meson respectively, but the calculations of the latter are beyond the scope of the proposed work.

A similar calculation procedure leads to the expression

$$\langle r_{\rho^\pm}^2 \rangle = 6 \int dk k^2 \left| \Phi(k, \beta_{u\bar{d}}^V) \right|^2 \left(e_u \eta^V(k, m_u, \beta_{u\bar{d}}^V) + e_{\bar{d}} \eta^V(k, m_d, \beta_{u\bar{d}}^V) \right), \quad (13)$$

where auxiliary functions for brevity are introduced

$$\begin{aligned} \eta^V(k, m, \beta) = \frac{1}{32} & \left(-\frac{8}{\beta^2} + \frac{2}{(m + \omega_m(k))^2} - \frac{6\omega_m(k) \ln\left(\frac{\omega_m(k) - k}{\omega_m(k) + k}\right)}{k\beta^2} + \right. \\ & \left. + \frac{4\omega_m^2(k)}{\beta^4} + \frac{2\omega_m^3(k) \ln\left(\frac{\omega_m(k) - k}{\omega_m(k) + k}\right)}{k\beta^4} + \frac{m^2 \ln\left(\frac{\omega_m(k) - k}{\omega_m(k) + k}\right)}{k\omega_m(k)(\omega_m(k) + m)} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Below we will carry out numerical estimates of the observed pseudoscalar and vector mesons using the expressions from sections 1 and 2.

3. Numerical calculations and discussion. We will determine the parameters of the model from the system of equations

$$\begin{cases} 1/2(\hat{m}_u + \hat{m}_d) = (3.45 \pm 0.42) \text{ MeV}, \\ f_P(m_u, m_d, \beta_{u\bar{d}}^P) = f_{\pi^\pm}^{(\text{exp.})}, \\ (\hat{m}_u + \hat{m}_d) g_P(m_u, m_d, \beta_{u\bar{d}}^P) = f_{\pi^\pm}^{(\text{exp.})} (M_{\pi^\pm}^{(\text{exp.})})^2 \\ f_V(m_u, m_d, \beta_{u\bar{d}}^P) = f_{\rho^\pm}^{(\text{exp.})}, \end{cases} \quad (15)$$

where $f_{\pi^\pm}^{(\text{exp.})}$, $f_{\rho^\pm}^{(\text{exp.})}$ are the experimental values of the meson decay constants, $M_{\pi^\pm}^{(\text{exp.})}$ is the $\pi^\pm$ – meson mass, g_P is the pseudoscalar density constant, and $\hat{m}_u, \hat{m}_d$ are the values of the current masses of quarks [1]. Solution of system (15) with oscillatory wave function [6]

$$\Phi(k, \beta_{q\bar{Q}}^{I=P,V}) = \frac{2}{\pi^{1/4} (\beta_{q\bar{Q}}^I)^{3/2}} \text{Exp} \left[-\frac{k^2}{2(\beta_{q\bar{Q}}^I)^2} \right] \quad (16)$$

leads to $m_u = m_d = (218.89 \pm 4.90) \text{ MeV}$, $\beta_{u\bar{d}}^P = (371.81 \pm 4.20) \text{ MeV}$, $\beta_{u\bar{d}}^V = (311.98 \pm 2.22) \text{ MeV}$. Substituting the obtained model parameters into expressions (9), (13) gives values

$$\langle r_{\pi^\pm} \rangle = (0.534 \pm 0.006) \text{ fm}, \quad \langle r_{\rho^\pm} \rangle = (0.615 \pm 0.006) \text{ fm}. \quad (17)$$

A comparison of the obtained results with experimental data and other models is presented in the table 1.

Table 1 – Comparison of the values of the root-mean-square radii of light mesons

R.m.s. radii	[1]	[5]	This work
$\langle r_{\pi^\pm} \rangle$, fm	0.659 ± 0.004	–	0.534 ± 0.006
$\langle r_{\rho^\pm} \rangle$, fm	–	0.748	0.615 ± 0.006

Analysis of table 1 shows that the proposed model gives values comparable with modern experimental data and other models. It should be noted that the contribution of the structure functions of constituent quarks was not investigated in the work: the usage of mean-square radii $\langle r_q^2 \rangle = a/m_q^2$ [6] can lead to values close to those of experimental data.

Conclusion. The paper presents a calculation of the electromagnetic characteristics of mesons consisting of quarks. It is shown that the use of model parameters obtained from leptonic decays and mesons leads to results on the electromagnetic mean-square radii of mesons that correlate with experimental data and other models.

Literature

1. Review of Particle Physics / S. Navas [et al.] (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. – 2024. – Vol. 110 (3). – 030001 pp.
2. Keister, B. D. Relativistic Hamiltonian dynamics in nuclear and particle physics / B. D Keister, W. N. Polyzou // Advances in nuclear physics. – 1991. – Vol. 20. – P. 225–479.
3. Jaus, W. Consistent treatment of spin-1 mesons in the light-front quark model / W. Jaus // Phys. Rev. D. – 2003. – Vol. 67. – 094010 pp.
4. Light quark masses / H. Leutwyler, J. Iliopoulos, R. Gastmans, J. M. Gerard. – NATO Sci. Ser. B. – 1997. – P. 149–164.
5. Krutov, A. F Electroweak properties of ρ -meson in the instant form of relativistic quantum mechanics / A. F. Krutov, R. G. Polezhaev, V. E Troitsky // EPJ Web Conf. – 2017. – Vol. 138. – 02007 pp.
6. Andreev, V. V. Poincare-covariant models of two-particle systems with quantum field potentials / V. V Andreev. – Gomel: Francisk Skorina Gomel State University, 2008. – 294 pp (in Russian).

A. V. Ivashkevich¹, P. O. Sachenok², E. M. Ovsiyuk³, V. V. Kisel⁴

¹B. I. Stepanov Institute of Physics of National Academy of Sciences of Belarus,
Minsk, Republic of Belarus,

²Mozyr State Pedagogical University named after I. P. Shamyakin,
Mozyr, Republic of Belarus,

³Francisk Skorina Gomel State University,
Gomel, Republic of Belarus,

⁴Belarusian State Agrarian Technical University,
Minsk, Republic of Belarus

SPIN 1/2 PARTICLE WITH ANOMALOUS MAGNETIC MOMENT AND POLARIZABILITY IN THE EXTERNAL MAGNETIC FIELD

In the paper [1], within the general method by Gel'fand–Yaglom [2], starting with the extended set of representations of the Lorentz group, it was constructed a generalized equation for a spin 1/2 particle with two additional characteristics (concerning general formalism see

in [3], [4]). After eliminating the accessory variables of the complete wave function, it was derived the generalized Dirac-like equation, the last includes two additional interaction terms which are interpreted as related to anomalous magnetic moment and a second additional characteristics:

$$\left\{ \gamma^c i(\partial_c + ieA_c) + \frac{e\mu}{2M} j^{[ab]} F_{[ab]} + \frac{e\sigma}{2M^2} \gamma^c i(\partial_c + ieA_c) j^{[ab]} F_{[ab]} - M \right\} \Psi = 0; \quad (1)$$

the parameter μ corresponds to anomalous magnetic moment of a spin 1/2 particle, and the second parameter σ looks as related to a polarizability of the particle. Let us consider this equation in presence of the uniform magnetic field. We will apply the cylindrical coordinates and the tetrad formalism. Let the field be oriented along the axis z , $A_\phi = +eBr^2/2$, $F_{12} = B$. Then the above equation (1) takes on the form

$$\left\{ \left[\gamma^0 i\partial_t + \gamma^1 \left(\partial_r + \frac{1}{2r} \right) + \frac{\gamma^2}{r} + (i\partial_\phi - eBr^2/2 + ij^{12}) + \right. \right. \\ \left. \left. + \gamma^3 i\partial_z \right] \left(1 + \frac{e\sigma}{M^2} j^{12} F_{12} \right) + \frac{e\mu}{M} j^{12} F_{12} - M \right\} \Psi = 0. \quad (2)$$

We will apply the following substitution for the wave function

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{r}} e^{-ict} e^{im\phi} e^{ikz} \begin{pmatrix} f_1(r) \\ f_2(r) \\ f_3(r) \\ f_4(r) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{r}} e^{-ict} e^{im\phi} e^{ikz} F(r).$$

Let us simplify the notations $eB \Rightarrow B$, $eF_{12} \Rightarrow +B$, $e\mu \Rightarrow \mu$, $e\sigma \Rightarrow \sigma$, and

$$a_{m+1/2} = \frac{d}{dr} + \frac{m+1/2 + Br^2/2}{r}, \quad b_{m-1/2} = \frac{d}{dr} - \frac{m-1/2 + Br^2/2}{r},$$

the equation (2) leads to

$$-a_{m+1/2} f_4(r) \left(\frac{B\sigma}{2M^2} + i \right) + f_3(r)(m+k) \left(1 - \frac{iB\sigma}{2M^2} \right) + f_1(r) \left(-\frac{iB\mu}{2M} - M \right) = 0,$$

$$b_{m-1/2} f_3(r) \left(\frac{B\sigma}{2M^2} - i \right) + f_4(r)(m-k) \left(1 + \frac{iB\sigma}{2M^2} \right) + f_2(r) \left(+\frac{iB\mu}{2M} - M \right) = 0,$$

$$a_{m+1/2} f_2(r) \left(\frac{B\sigma}{2M^2} + i \right) + f_1(r)(m-k) \left(1 - \frac{iB\sigma}{2M^2} \right) + f_3(r) \left(-\frac{iB\mu}{2M} - M \right) = 0,$$

$$-b_{m-1/2} f_1(r) \left(\frac{B\sigma}{2M^2} - i \right) + f_2(r)(m+k) \left(1 + \frac{iB\sigma}{2M^2} \right) + f_4(r) \left(+\frac{iB\mu}{2M} - M \right) = 0.$$

In order to resolve this system, we will apply the method by Fedorov–Gronskiy [5]. It is based on the use of projective operators related to the third spin projection

$$Y = ij^{12} = \begin{vmatrix} 1/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1/2 \end{vmatrix}; \quad P_+ = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad P_- = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix};$$

according to this approach, each projective constituent is determined through one function:

$$\Psi_+(r) = \begin{vmatrix} f_1 \\ 0 \\ f_3 \\ 0 \end{vmatrix} F_1(r), \quad \Psi_-(r) = \begin{vmatrix} 0 \\ f_2 \\ 0 \\ f_4 \end{vmatrix} F_2(r).$$

We impose differential constraints that permit us to transform all equations into algebraic ones:

$$a_{m+1/2} F_2(r) = C_1 F_1, \quad b_{m-1/2} F_1(r) = C_2 F_2,$$

taking into account these constraints we get the algebraic system

$$-C_1 \left(\frac{B\sigma}{2M^2} + i \right) f_4 + (m+k) \left(1 - \frac{iB\sigma}{2M^2} \right) f_3 + \left(-\frac{iB\mu}{2M} - M \right) f_1 = 0,$$

$$C_2 \left(\frac{B\sigma}{2M^2} - i \right) f_3 + (m-k) \left(1 + \frac{iB\sigma}{2M^2} \right) f_4 + \left(+\frac{iB\mu}{2M} - M \right) f_2 = 0,$$

$$C_1 \left(\frac{B\sigma}{2M^2} + i \right) f_2 + (m-k) \left(1 - \frac{iB\sigma}{2M^2} \right) f_1 + \left(-\frac{iB\mu}{2M} - M \right) f_3 = 0,$$

$$-C_2 \left(\frac{B\sigma}{2M^2} - i \right) f_1 + (m+k) \left(1 + \frac{iB\sigma}{2M^2} \right) f_2 + \left(+\frac{iB\mu}{2M} - M \right) f_4 = 0.$$

Without loss of generality, we can equate two parameters, $C_2 = C_1 = C$, so obtaining

$$(a_{m+1/2} b_{m-1/2} - C^2) F_1(r) = 0, \quad (b_{m-1/2} a_{m+1/2} - C^2) F_2(r) = 0; \quad (3)$$

then the above algebraic system reads simpler

$$\begin{aligned}
& -\left(\frac{iB\mu}{2M} + M\right) f_1 + 0 \cdot f_2 + (k+m)\left(1 - \frac{iB\sigma}{2M^2}\right) f_3 - C\left(\frac{B\sigma}{2M^2} + i\right) f_4 = 0, \\
& 0 \cdot f_1 + \left(\frac{iB\mu}{2M} - M\right) f_2 + C\left(\frac{B\sigma}{2M^2} - i\right) f_3 + (m-k)\left(1 + \frac{iB\sigma}{2M^2}\right) f_4 = 0, \\
& (m-k)\left(1 - \frac{iB\sigma}{2M^2}\right) f_1 + C\left(\frac{B\sigma}{2M^2} + i\right) f_2 - \left(\frac{iB\mu}{2M} + M\right) f_3 + 0 \cdot f_4 = 0, \\
& -C\left(\frac{B\sigma}{2M^2} - i\right) f_1 + (m+k)\left(1 + \frac{iB\sigma}{2M^2}\right) f_2 + 0 \cdot f_3 + \left(\frac{iB\mu}{2M} - M\right) f_4 = 0.
\end{aligned} \tag{4}$$

In explicit form the equations (3) read

$$\begin{aligned}
& \frac{d^2 F_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_1}{dr} + \left[-\frac{1}{4} B^2 r^2 - \frac{1}{2} B - mB - C^2 - \frac{(m-1/2)^2}{r^2} \right] F_1 = 0, \\
& \frac{d^2 F_2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_2}{dr} + \left[-\frac{1}{4} B^2 r^2 - \frac{1}{2} B - mB - C^2 - \frac{(m+1/2)^2}{r^2} \right] F_2 = 0.
\end{aligned}$$

Let us transform them to the variable, $x = -Br^2/2$. These equations are related by simple symmetry $B \Rightarrow -B$, $m \Rightarrow -m$, $F_1 \Rightarrow F_2$; so it suffices to solve the equation for $F_1(x) = x^A e^{Dx} f_1(x)$:

$$\begin{aligned}
& f'' + \left(\frac{2A+1}{x} + 2D \right) f' + \frac{A^2}{x^2} f - \frac{1}{4} \frac{(1/2-m)^2}{x^2} f + D^2 f - \\
& - \frac{1}{4} f + \frac{(2A+1)D}{x} f + \frac{1}{4} \frac{1+2m+2C^2/B}{x} f = 0.
\end{aligned}$$

In order to have finite solutions, we should use

$$A = +\frac{|m-1/2|}{2}, \quad D = +1/2 \quad (\text{let } B > 0).$$

In this way, in the variable $y = -x$ we get a confluent hypergeometric equation with parameters

$$c = |m-1/2| + 1, \quad a = \frac{|m-1/2| + m + 1/2}{2} + \frac{C^2}{2B} + \frac{1}{2}.$$

The polynomial condition $a = -n$ gives the following quantization rule

$$C^2 = -2B \left(n + \frac{|m-1/2| + m + 1/2}{2} + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Let us turn again to the algebraic system (4). It is convenient to apply dimensionless quantities

$$\frac{m}{M} = E, \quad \frac{k}{M} = K, \quad \frac{C}{M} = c,$$

$$b = \frac{B^2}{2M}, \quad \frac{B\sigma}{2M^2} = ib\sigma, \quad \frac{iB\mu}{2M^2} = ib\mu;$$

then the system (4) in matrix form reads

$$\begin{vmatrix} -(ib\mu + 1) & 0 & (E + K)(1 - ib\sigma) & -c(b\sigma + i) \\ 0 & (ib\mu - 1) & c(b\sigma - i) & (E - K)(1 + ib\sigma) \\ (E - K)(1 - ib\sigma) & c(b\sigma + i) & -(ib\mu + 1) & 0 \\ -c(b\sigma - i) & (E + K)(1 + ib\sigma) & 0 & (ib\mu - 1) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{vmatrix} = 0. \quad (5)$$

From vanishing its determinant, we derive a bi-quadratic equation

$$\begin{aligned} \det A = & b^4 \left[(E^2 - K^2 + c^2) \sigma^2 - \mu^2 \right]^2 + (E^2 - K^2 + c^2 - 1)^2 + \\ & + b^2 \left\{ 2(E^2 - K^2 - c^2 + 1) \mu^2 + 2 \left[(E^2 - K^2 + c^2)^2 + E^2 - K^2 - c^2 \right] \sigma^2 + \right. \\ & \left. + 8(E^2 - K^2) \sigma \mu \right\} = 0. \end{aligned}$$

For parameters $E_{1,2} > 0$, we obtain expressions

$$\begin{aligned} E_{1,2} = E_{\pm} = & \frac{1}{1 + b^2 \sigma^2} \left[\pm 2b(\sigma + \mu) \sqrt{c^2 (1 + b^2 \sigma^2)^2 - (b^2 \mu \sigma - 1)^2} + ((-c^2 + K^2) \sigma^4 + \sigma^2 \mu^2) b^4 + \right. \\ & \left. + ((-1 - 2c^2 + 2K^2) \sigma^2 - 4\sigma\mu - \mu^2) b^2 - c^2 + 1 + K^2 \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

Substituting expression for $E_{1,2}$ in the system (5) we can find two types of the wave functions. The energy spectra depend in a complicated way on additional characteristics; by this reason these spectra may be studied numerically. By physical reason, two additional parameters should be imaginary; only then we get the physically interpretable positive energies.

Literature

1. Spin 1/2 particle with anomalous magnetic moment and polarizability / V. V. Kisel, A. V. Bury, P. O. Sachenok, E. M. Ovsyuk // Vesnik of Brest University. Series 4. Physics, Mathematics. – 2024. – № 2 (in Russian).

2. Gel'fand, I. M. General relativistically invariant equations and infinite dimensional representations of the Lorentz group / I. M. Gel'fand, A. M. Yaglom // J. Experimental and Theoretical Physics. – 1948. – Vol. 18. – P. 703–733 (in Russian).

3. Pletukhov, V. A. Relativistic wave equations and intrinsic degrees of freedom / V. A. Pletukhov, V. M. Red'kov, V. I. Strazhev. – Minsk: Belarusian Science, 2015. – 327 p. (in Russian).
4. Spin 1/2 particle with anomalous magnetic moment in a uniform magnetic field, exact solutions / E. M. Ovsiyuk, V. V. Kisel, Y. A. Voynova, O. V. Veko, V. M. Red'kov // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. – 2016. – Vol. 19, № 2. – P. 153–165.
5. Gronskiy, V. K. Magnetic properties of a particle with spin 3/2 / V. K. Gronskiy, F. I. Fedorov // Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus. – 1960. – Vol. 4, № 7. – P. 278–283 (in Russian).

Секция 3 «Новые материалы и технологии»
(физика лазеров и лазерные технологии, ионно-лучевые и
плазменные технологии, формирование структуры и свойства покрытий)

Председатели:

Рогачев Александр Владимирович, д-р хим. наук, чл.-корр.
Ярмоленко Максим Анатольевич, д-р техн. наук, профессор

М. Ф. С. Х. Аль-Камали

Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
г. Гомель, Республика Беларусь

**АВТОМАТИЗАЦИЯ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ
ЗОЛЬ-ГЕЛЬ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ КОМПОЗИТОВ
SiO₂:CuO(Cu⁰) С ПРИМЕНЕНИЕМ Gwyddion**

Золь-гель метод представляет собой ключевую технологию для получения различных материалов, включая наноматериалы. Этот процесс включает создание золя, который затем трансформируется в гель – коллоидную систему, состоящую из жидкой дисперсионной среды и пространственной сети, сформированной частицами дисперсной фазы. Формирование наночастиц и наноматериалов в жидких средах охватывает несколько направлений, таких как осаждение, синтез в сверхкритических жидкостях и физическое воздействие на реакционную среду. Для достижения качественных покрытий методом вакуумного напыления критически важна высокая однородность гранулометрического и химического состава исходной мишени. Применение компонентов химической чистоты не ниже марки «осч» и аэросила в качестве матрицы-носителя позволяет достигать молекулярно однородного распределения легирующих добавок, сорбируя их на поверхности глобул аэросила в виде тонкого нанометрового слоя. Это создает оптимальные условия для формирования высококачественных покрытий. В связи с вышеизложенным актуальным представляется использование методов компьютерного анализа микроскопических изображений, полученных с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), для композиционных материалов SiO₂:CuO и SiO₂:Cu⁰. Это позволит получить количественную информацию о топографии поверхности золь-гель, размерах наночастиц, межпористом расстоянии и оценить степень упорядоченности пористого массива.

Наноконкомпозиты были синтезированы с применением золь-гель метода, в рамках которого сначала был получен золь на основе оксида кремния, а затем в него добавлялись соли нитрата меди в различных концентрациях. Полученная смесь подвергалась термообработке: сушилась в воздухе при 80 °С в течение недели, а затем обжигалась при 800 °С в течение 1 часа. После завершения сушки смесь измельчали для получения наноконкомпозитного порошка SiO₂:CuO, который затем обрабатывался в водороде при 800 °С в течение 1 часа для получения порошка SiO₂:Cu⁰ [1–2]. Поверхностные характеристики наноконкомпозитного порошка были исследованы с помощью сканирующего электронного микроскопа S-4800 (Hitachi, Япония). Распределение наночастиц и межпористое расстояние рассчитывались на основе сканирующих электронных микрофотографий с использованием программного обеспечения Gwyddion для компьютерной обработки изображений.

Для статистической обработки изображений, полученных методом СЭМ, применялся открытый программный комплекс Gwyddion, разработанный Фондом свободного программного обеспечения (Free Software Foundation, FSF). Этот комплекс является свободным программным обеспечением с открытым исходным кодом и распространяется

под лицензией GNU General Public License (GNU GPL). Адаптация и оценка СЭМ-изображений проводились с использованием модульной программы Gwyddion. В частности, применялся алгоритм, который позволяет рассчитывать общее количество помеченных агломератов, их общую площадь (как в абсолютных значениях, так и в долях от общей площади), длину границ агломератов, а также среднюю площадь и сторону эквивалентного квадрата для каждого агломерата (рисунок 1).

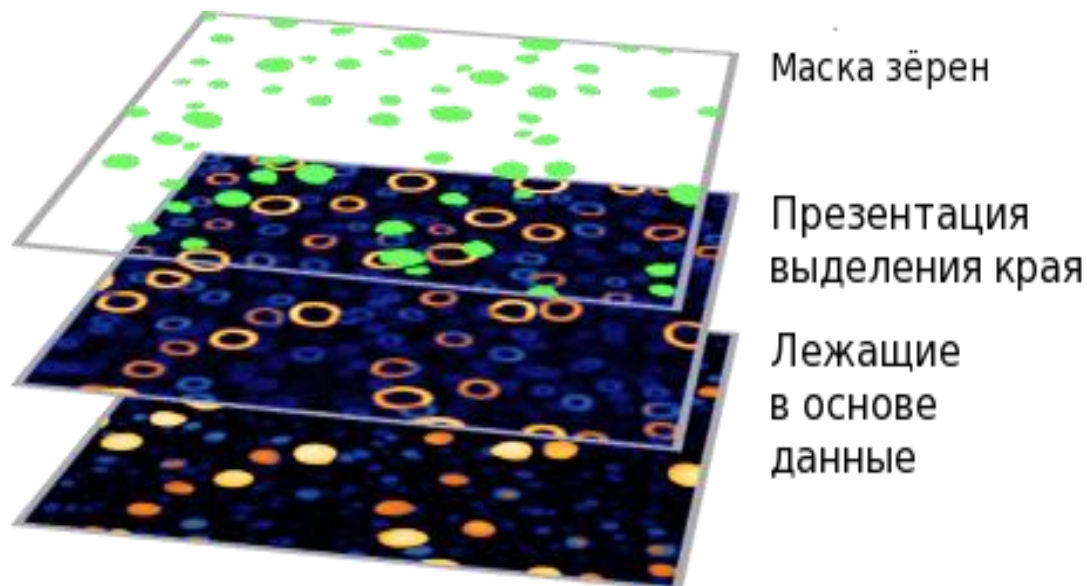


Рисунок 1 – Внешний вид слоёв масок [3]

С использованием функциональных возможностей программы Gwyddion были проведены корректировка и инвертирование маски для СЭМ-изображений. На основе полученных аналитических данных, статистики «зёрен» и дисперсии размеров глобулярных образований, определялись следующие параметры: средняя площадь сферических агломератов ($S_{сф}$), пористость поверхности ($P_{сф}$) и средний размер агломератов ($D_{сф}$). Пористость поверхности рассчитывалась по формуле:

$$P_{сф} = \frac{S_{сф}}{S_{скан}},$$

где $S_{сф}$ – площадь сферических агломератов,

$S_{скан}$ – размер сканируемого изображения.

Средний размер агломератов определялся по формуле:

$$D_{сф} = \sqrt{\frac{4 \times S_{сф}}{\pi}}.$$

На рисунке 2 представлена иллюстрация как рассчитать размер агломерации наночастиц, полученный после обработки на программе Gwyddion.

На рисунках 3, 4 представлены изображения ксерогелей с ионами меди, обработанных на воздухе и в водороде при температуре 800 °С в течение 1 часа. Обработка в водороде приводит к уменьшению «размазанности» меди, что указывает на консолидацию ионов меди при восстановлении.

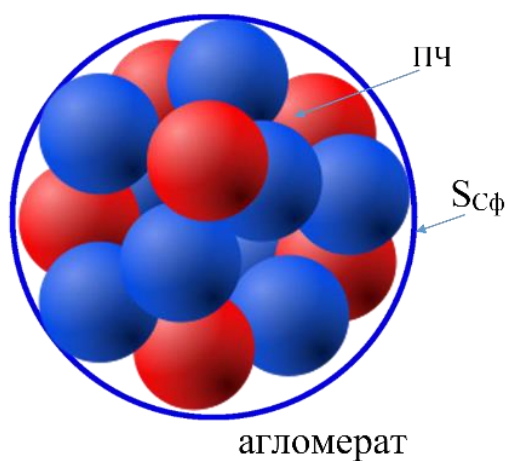


Рисунок 2 – Иллюстрация того, как рассчитать размер агломерации наночастиц, который получили после обработки на программе Gwyddion

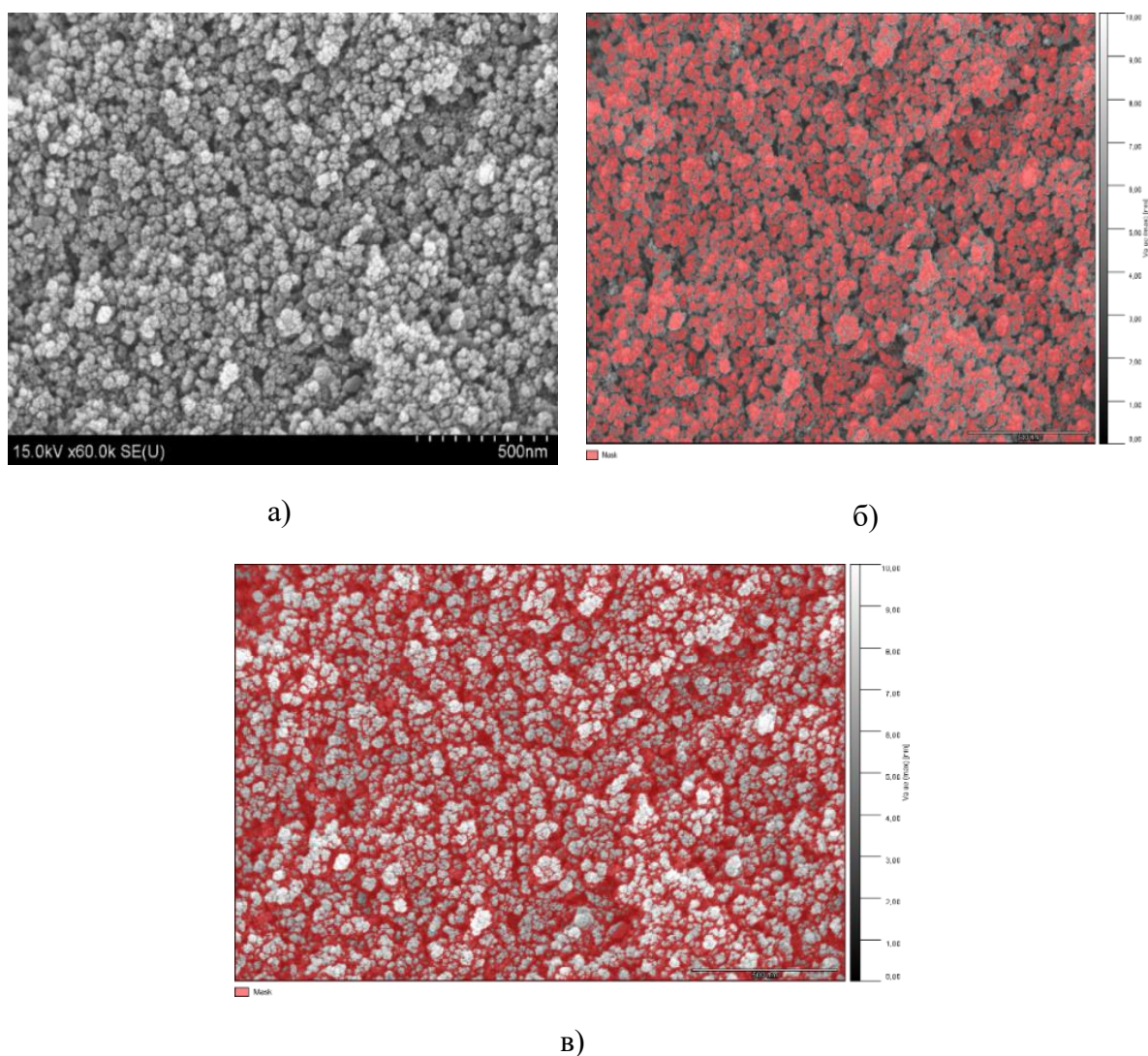
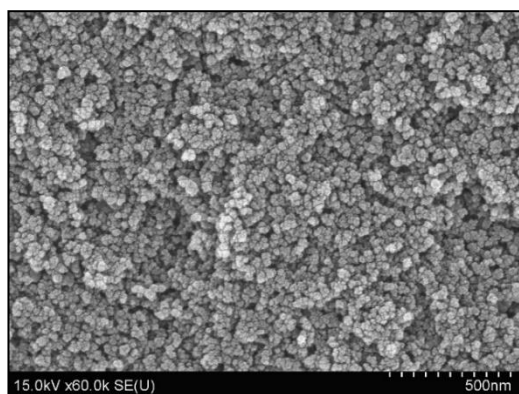
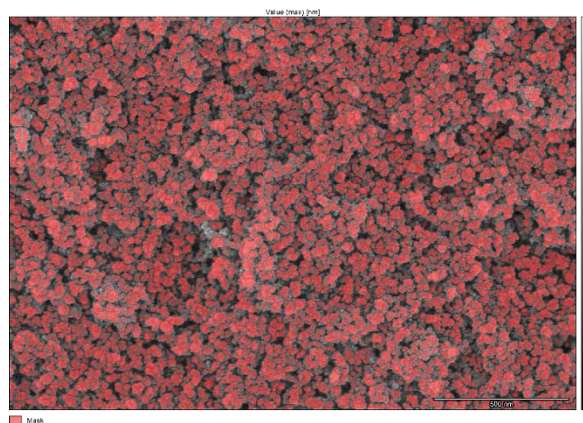


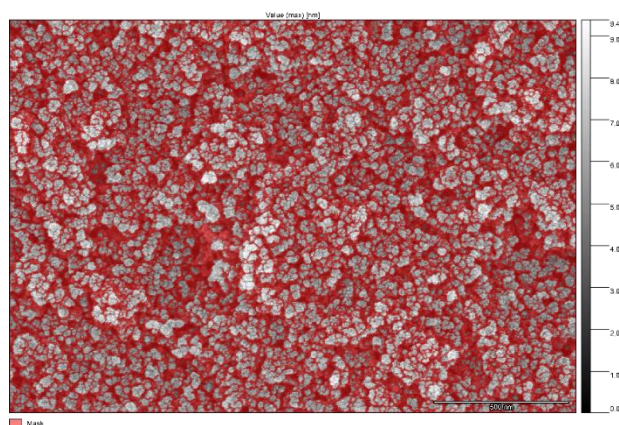
Рисунок 3 – Анализа СЭМ-изображения, обработанного программой Gwyddion ксерогеля (термообработан на воздухе при $T = 800\text{ }^{\circ}\text{C}$, 1 час, концентрация меди 0,40 моля на содержания 1 моль SiO_2): (а) – исходное СЭМ изображение; (б) – изображение исследуемого образца с зёрнами, покрытыми «маской»; (в) – изображение инвертированной «маски» для поверхности исследуемого образца



а)



б)



в)

Рисунок 4 – Анализа СЭМ-изображения, обработанного программой Gwyddion ксерогеля (термообработан в среде водорода при $T = 800\text{ }^{\circ}\text{C}$, 1 час, концентрация меди 0,40 моля на содержания 1 моль SiO_2): (а) – исходное СЭМ изображение; (б) – изображение исследуемого образца с зёрнами, покрытыми «маской»; (в) – изображение инвертированной «маски» для поверхности исследуемого образца

Полученные результаты свидетельствуют о том, что восстановленный металл сорбируется в структуру SiO_2 -глобул, образуя металлическую оболочку с градиентом концентрации. Модифицированные ксерогели и микропорошки демонстрируют эффективное распределение веществ-допантов и высокую однородность концентрации восстановленного металла. Методы золь-гель синтеза, включая применение аэросилов, находят широкое применение в производстве керамических и оптических материалов, что способствует повышению температуры спекания и достижению монолитного стеклообразного состояния.

Результаты компьютерной обработки изображений показали, что средний размер наночастиц в порошке $\text{SiO}_2\text{:CuO}$ составляет 17–35 нм, что соответствует данным из литературы. На основе этих данных можно предположить, что происходит сорбция восстановленного металла в структуру SiO_2 -глобул с проявлением 2D-наноэффекта, выражающегося в образовании оболочки металла на поверхности SiO_2 .

Модифицированные ксерогели и микропорошки, полученные таким образом, обеспечивают эффективное распределение веществ-допантов и высокую однородность концентрации восстановленного металла по всей глубине формируемых матриц. Методы

получения золь-гель коллоидных систем с использованием аэросилов активно применяются для создания керамических и оптических материалов, что приводит к значительному повышению температуры спекания до монолитного стеклообразного состояния.

Для определения фазового состава были проанализированы рентгенограммы исходных веществ и композиционных материалов, созданных на основе водной дисперсии аэросила А-380 и нитрата меди, отожжённого на воздухе и в среде водорода при 800 °С в течение 1 часа. Дифрактограммы микропорошков SiO₂-ксерогелей подтверждают, что SiO₂ сохраняет аморфное состояние, в то время как CuO и Cu⁰ обладают моноклинной кристаллической сингонией.

Литература

1. Structural properties of micropowders composition SiO₂ : CuO & SiO₂ : Cu⁰ prepared by sol-gel method / M. F. S. H. AL-Kamali [et al.] // Al-Andalus Journal of Applied Sciences. – 2021. – Vol. 8, № 13 (Jan.–Jun.). – P. 99–117.
2. Аль-Камали, М. Ф. С. Х. Структурообразование SiO₂-ксерогелей, содержащих соединения меди различного фазового состава / М. Ф. С. Х. Аль-Камали, А. А. Алексеенко, О. А. Титенков // Проблемы физики, математики и техники. – 2020. – № 3(44). – С. 7–12.
3. Manual pages // Gwyddion – Free SPM (AFM, SNOM/NSOM, STM, MFM) data analysis software [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://gwyddion.net/documentation/user-guide-ru/presentations-masks.html>. – Дата доступа: 27.08.2021.
4. An, V. Optical and AFM studies on p-SnS thin films deposited by magnetron sputtering / V. An, M. Dronova, A. Zakharov // Chalcogenide Letters – 2015. – Vol. 12, № 9. – P. 483–487.

Г. А. Баевич, Е. А. Ковалев, Ю. В. Никитюк, А. В. Максименко, П. П. Усов
Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

УСТРОЙСТВО ДЛЯ 3D-ПЕЧАТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ ЛАЗЕРНОЙ НАПЛАВКОЙ

В настоящее время особое внимание привлекает 3D-печать металлических изделий с использованием метода лазерной наплавки. Эта технология предоставляет уникальные возможности для создания сложных геометрических форм и деталей с высокими эксплуатационными характеристиками, которые трудно получить традиционными методами. Такие отрасли, как авиация, автомобилестроение и медицина, проявляют все больший интерес к применению 3D-печати для решения задач, связанных с разработкой новых компонентов, ремонтом и модификацией существующих изделий. Для широкого внедрения данной технологии в промышленность остается ряд актуальных вопросов, связанных с созданием и совершенствованием оборудования для лазерной наплавки, а также с обеспечением стабильности и качества печати. Разработка устройств для 3D-печати, способных обеспечить высокую точность и повторяемость результатов, становится ключевым направлением исследований в области аддитивных технологий [1–5].

В этой связи актуальность создания эффективных, надежных и доступных устройств для лазерной наплавки металлических изделий представляется крайне высокой. Разработанное авторами [6] устройство для 3D-печати металлических изделий лазерной наплавкой (рисунки 1, 2) содержит несущую часть 1, технологический стол 2,

трехосевую систему позиционирования 3, систему управления устройством с программными средствами, обеспечивающими процесс изготовления трехмерных изделий, лазер 4 и связанную с лазером 4 волоконно-оптическим кабелем 5 лазерную головку 6, систему подачи 7 присадочного материала.

Лазерная головка содержит корпус 8 и установленную в нем фокусирующую систему 9. Лазерная головка снабжена установленной в корпусе телескопической системой 10 между выходным торцом волоконно-оптического кабеля и фокусирующей системой.

Устройство содержит импульсный твердотельный лазер и снабжено оптико-механическим устройством 12 для ввода лазерного излучения в волоконно-оптический кабель, в котором размещена по ходу лазерного луча телескопическая система 11.

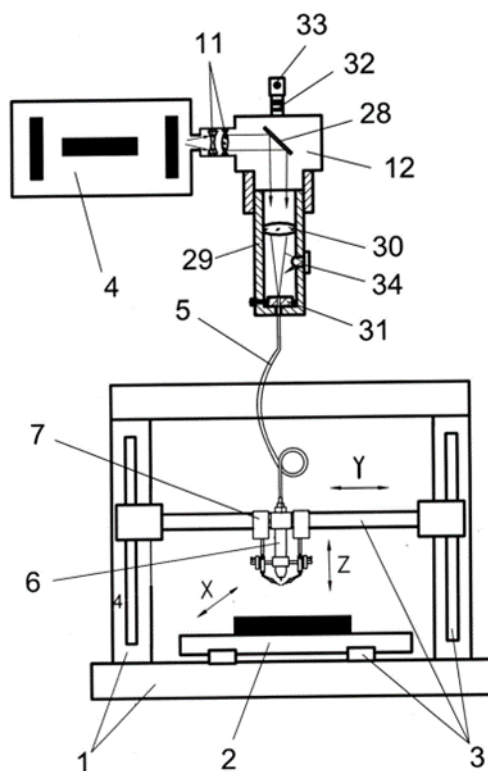


Рисунок 1 – Устройство для 3D-печати

Система подачи присадочного материала состоит из двух механизмов подачи 13 и 14, связанных с корпусом лазерной головки.

Система управления устройством с программными средствами снабжена дополнительным программным средством для управления подачей присадочного материала 15 и 16 и формирования из них металлического сплава требуемого состава для изготовления изделия.

Механизмы подачи выполнены с возможностью подачи присадочных материалов, выполненных в виде металлических проволок различного состава и диаметра. Для точного позиционирования присадочных материалов в зоне воздействия лазерного луча используется мундштук 22, который выполнен из трубки и сменного наконечника.

Оптико-механическое устройство для ввода лазерного излучения в волоконно-оптический кабель состоит из установленных по ходу лазерного луча поворотного зеркала 28, объектива 29, содержащего фокусирующую линзу 30, выполненную с возможностью перемещения, юстировочного средства 31, системы видеонаблюдения 32, выполненной в виде установленного над поворотным зеркалом 28 окуляра 33, имеющего перекрестье в предметной плоскости, источника подсветки 34, входной торцевой части волоконно-оптического кабеля.

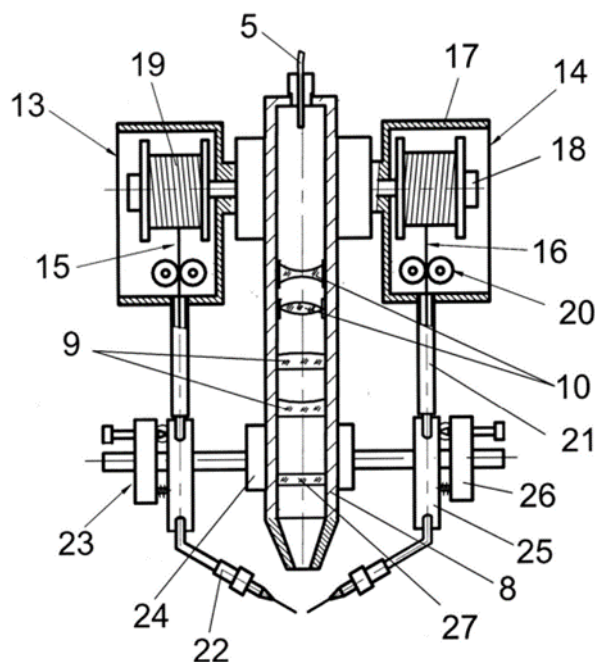


Рисунок 2 – Лазерная головка

Устройство для 3D-печати металлических изделий лазерной наплавкой может быть выполнено с системой, обеспечивающей более трех степеней позиционирования и состоящей из манипулятора, выполненного в виде роботизированной руки, несущей на конечном звене лазерную головку и механизмы подачи присадочного материала.

Изготовление трехмерных изделий выполняется на подложке, установленной на технологическом столе.

Предлагаемое устройство для 3D-печати металлических изделий лазерной соответствующего программного обеспечения создается 3D-модель изделия. Затем для изготовления изделия составляется рецептура сплава из проволок требуемого состава.

Созданная цифровая трехмерная модель изделия загружается в программируемый контроллер системы управления устройством. Подложка размещается на технологическом столе.

Для выполнения 3D-печати включается лазер, устанавливаются оптимальные пространственно-энергетические и временные параметры излучения.

В зависимости от технологических требований и особенностей применяемого присадочного материала для 3D-печати могут быть использованы защитные газовые среды.

Предлагаемое устройство позволяет качественно изготавливать из различных присадочных материалов как миниатюрные, так и крупные трехмерные металлические изделия с заданными физико-механическими свойствами.

Литература

1. Технология формирования износостойких покрытий на железной основе методами лазерной обработки / О. Г. Девойно [и др.]. – Минск: БНТУ, 2020. – 280 с.
2. Gibson, I. Additive Manufacturing Technologies: 3D Printing, Rapid Prototyping, and Direct Digital Manufacturing / I. Gibson, D. W. Rosen, B. Stucker. – Springer, 2015.
3. Laser additive manufacturing of metallic components: Materials, processes and mechanisms / D. D. Gu, W. Meiners, K. Wissenbach, R. Poprawe // International Materials Reviews. – 2012. – Vol. 57(3). – P. 133–164.
4. Frazier, W. E. Metal Additive Manufacturing: A Review / W. E. Frazier // Journal of Materials Engineering and Performance. – 2014. – Vol. 23(6). – P. 1917–1928.

5. Additive manufacturing of metallic components – Process, structure and properties / T. DebRoy [et al.] // Progress in Materials Science. – 2018. – Vol. 92. – P. 112–224.

6. Патент РБ №13542. Устройство для 3d-печати металлических изделий лазерной наплавкой: заявл. 05.22.2024: опубл. 20.08.2024 / Никитюк Ю. В., Ковалев Е. А., Басевич Г. А., Максименко А. В. Усов П. П.; заявитель Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины.

В. В. Васькевич, Д. Л. Коваленко, В. Е. Гайшун, Я. А. Косенок, О. И. Тюленкова
Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЗАЩИТНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ПОКРЫТИЙ

Введение. К современным защитным покрытиям предъявляется ряд общих требований: они должны быть экологически чистыми, удобными в нанесении, легко поддаваться сухой или влажной уборке. Кроме того, ко многим видам покрытий предъявляются специальные требования, такие как повышенная износостойкость, термостойкость и влагостойкость при использовании в сложных климатических условиях.

Способы защиты различаются в зависимости от метода нанесения покрытий. Вакуумные методы нанесения защитных плёнок требуют дорогостоящего технологического оборудования, для работы на котором необходим высококвалифицированный персонал. В противоположность этому химические методы, к которым относится и золь-гель метод, более доступны и осуществляются на более простом и дешёвом оборудовании. С использованием золь-гель метода становится возможным создавать композиционные многокомпонентные покрытия, состоящие из различных материалов для улучшения не только адгезионных свойств, но и для придания получаемым материалам улучшенных физико-химических и структурно-прочностных характеристик по сравнению с существующими методами защиты поверхности [1–2].

1. Формирование композиционных золь-гель покрытий. Для получения композиционных покрытий с хорошей пластичностью и адгезией к металлам необходимо использовать гибридные составы, в которых совместно с традиционными тетраэтилортосиликатом (ТЭОС) будут использоваться органические соединения, такие как фенилтриэтоксисилан, винилтриэтоксисилан и метилтриэтоксисилан. Экспериментально установлено, что наиболее перспективным для целей работы является использование метилтриэтоксисилана (МТЭС).

Золь готовят следующим образом: смешивают необходимое количество метилтриэтоксисилана (МТЭС) и тетраэтилортосиликата (ТЭОС), полученную смесь заливают изопропиловым спиртом (C_3H_7OH) и перемешивают. После смешивания в эту смесь добавляют раствор азотной кислоты (HNO_3) в демонизированной воде (H_2O) и перемешивают.

После смешивания всех исходных веществ в ходе реакции гидролиза, протекающей в растворе, он нагревается. После завершения процесса гидролиза температура раствора снижается до комнатной. Для полного созревания раствора его необходимо выдержать при комнатной температуре в течение 2–3 дней.

Мелкодисперсные порошки оксида титана и углерода вводят в виде массовой навески при интенсивном перемешивании к свежеприготовленным растворам в концентрациях от 20–30 масс.%.

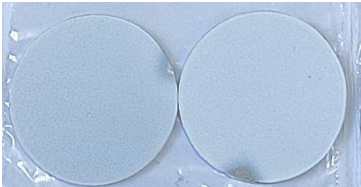
Приготовленный раствор наносят с помощью краскопульта, распыляя золь по всей поверхности равномерным слоем. Преимуществом такого нанесения является возможность покрытия поверхности формы. Аэрозольное распыление позволяет покрывать поверхность практически любой фактуры и произвольной формы.

На завершающем этапе термическая обработка приводит к разложению промежуточных продуктов гидролиза и полному удалению остатков растворителя и органических веществ. Сушка проводится поэтапно: в начальный период (при интенсивном испарении растворителя) при температуре (60–100) °С в течение 20–30 минут (скорость нагрева ≈ 5 °С в минуту), затем при температуре (200–250) °С в течение 30–60 минут (скорость нагрева ≈ 10 °С в минуту). По окончании процесса сушки образцы с покрытием охлаждаются вместе с сушильным шкафом.

2. Исследование толщины и адгезии полученных композиционных покрытий. В настоящее время разработано много различных приборов для определения толщины лакокрасочных покрытий на изделиях из различных материалов. Так как исследуемые покрытия были сформированы на подложках из стали (алюминия) и по толщине близки к значениям лакокрасочным покрытиям, контроль толщины проводили с использованием толщиномера СЕМ dt-156, который предназначен для неразрушающего измерения толщины покрытий на изделиях из чёрных металлов (по принципу магнитной индукции) или цветных металлов (по принципу вихревых токов).

Результаты исследования толщины полученных композиционных покрытий представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Результаты исследования толщины композитных покрытий

Концентрация порошка	Цвет покрытия	Толщина, мкм
10 масс.% углерода	Черный 	33,3
15 масс.% углерода		35,7
20 масс.% углерода		36,5
25 масс.% углерода		37,2
30 масс.% углерода		38,0
10 масс.% оксида титана	Белый 	22,7
15 масс.% оксида титана		23,3
20 масс.% оксида титана		23,4
25 масс.% оксида титана		24,7
		26,1

Установлено, что толщина полученных композиционных покрытий варьируется от 22 до 38 мкм и зависит типа и концентрации вводимых порошков. Наибольшей толщиной обладают покрытия с углеродом в среднем их толщина составляет ≈ 35 мкм, это связано с более повышенной вязкостью полученного раствора, что позволяет методом распыления формировать более толстые слои. Композиционные покрытия с оксидом титана имеют меньшую толщину в среднем 24 мкм, это связано с малым размером частиц (около 0,5–2 мкм) и его плотной упаковкой при распылении на подложку. При увеличении концентрации порошка оксида титана толщина покрытий увеличивается с 22,7 мкм (при концентрации 10 масс.%) до 26,1 мкм (при концентрации 30 масс.%).

Испытание адгезии может выполняться в целях контроля и для соблюдения промышленных стандартов и технических условий заказчика. В зависимости от применения может различаться специфичная необходимость поддержания прочной адгезии. Исследование адгезии проводили согласно ГОСТ 31149-2014 методом решетчатого надреза [4].

Результаты испытания показывают, что все покрытия, содержащие порошки имеют самый высокий класс адгезии согласно ISO 2409:2013 – Класс 0 (края надрезов полностью гладкие; сегменты нарезанной решетки не отслоились). Стоит отметить, что увеличение

концентрации порошка углерода приводит к ухудшению адгезионных свойств, при увеличении концентрации до 30 масс.% класс адгезии падает до – 1 (площадь отслоений не много превышает 5 %) и росту хрупкости получаемых покрытий.

3. Определение механических характеристик получаемых композиционных покрытий. Прочность полученных в ходе выполнения работы покрытий определялась методом истирания резиновым наконечником, изготовленным из пищевой резины средней плотности (П-С), через батистовую прокладку при нагрузке на наконечник 200 г. По результатам исследования механической прочности можно сделать вывод, что все полученные покрытия обладают высокой механической стойкостью к истиранию (более 6 000 циклов истирания).

Из многочисленных методов испытаний твердости с целью изучения долговечности покрытий наиболее распространенными методами являются измерения с помощью твердости карандаша. Это один из простейших тестов на твердость. Карандаши имеют твердость в диапазоне от 6В до 9Н (ГОСТ Р 54586-2011), где твердость покрытия соответствует максимальной твердости карандаша, который не повреждает покрытие [5].

Результаты испытания показали, что полученные покрытия обладают твердостью 4Н – 5Н, для покрытий содержащие мелкодисперсный порошок углерода, 5Н – 7Н, для покрытий, содержащих оксид титана.

4. Определение стойкости полученных покрытий к климатическим воздействиям и термоциклированию. Проведено тестирование устойчивости покрытий к водным аэрозолям (туман). Условия испытания можно варьировать, меняя длительность воздействия тумана и/или его температуру. По результатам испытания все полученные образцы были помещены в камеру с солевым туманом морской воды на 12 часов. После извлечения и сушки образцы не изменили своего внешнего вида и технических характеристик.

Испытание на стойкость к термоциклированию определяет способность изделия противостоять негативному действию климатического фактора и продолжать работать по окончании действия негативного фактора. После проведения испытаний проверяется внешний вид, механические свойства. Термоциклирование проводится последовательно: изначально изделие размещают в камере холода, а после выдержки при пониженной температуре его переносят в камеру тепла, в каждой из этих камер заранее установлена требуемая температура. Образец помещают в первую камеру с температурой минус $(30 \pm 3)^\circ\text{C}$ и выдерживают его при данной температуре в течении 3 часов. Затем образец резко извлекают и помещают во вторую камеру, предварительно разогретую до температуры плюс $(100 \pm 5)^\circ\text{C}$, и выдерживают в течении 3 часов. Затем снова переносят образец в первую камеру, и повторяют испытания.

По результатам испытаний установлено, что все полученные покрытия, содержащие, в качестве наполнителя: мелкодисперсные порошки оксида титана и углерода, устойчивы к термоциклированию от минус $(35 \pm 3)^\circ\text{C}$ до плюс $(100 \pm 5)^\circ\text{C}$ (5 циклов без отслаивания и растрескивания покрытия).

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Т23В-009).

Литература

1. Защитные золь-гель покрытия с гидрофобными свойствами / В. В. Васькевич, В. Е. Гайшун, Д. Л. Коваленко, В. В. Сидский // Проблемы физики, математики и техники. – 2011. – № 3(8). – С. 15–19.

2. Исследование структурно-механических свойств защитных золь-гель покрытий на основе оксидов Si, Ti, Zr и их комплексов / В. В. Васькевич, Д. Л. Коваленко, В. Е. Гайшун, А. С. Русыкин, М. И. Москвичёв, В. А. Черчук // Проблемы физики, математики и техники. – 2018. – № 4(37). – С. 21–24.

3. ГОСТ 31149-2014 (ISO 2409:2013). Материалы лакокрасочные. Определение адгезии методом решетчатого надреза. – Введ. 01.09.2015. – М. : ИПК Издательство стандартов, 2015. – 12 с.

4. ГОСТ Р 54586-2011 (ISO 15184:1998). Материалы лакокрасочные. Метод определения твердости покрытия по карандашу. – Введ. 01.09.2011. – М. : Стандартинформ, 2012. – 12 с.

В. Ю. Гарбарук^{1,2}, В. А. Гольдаде¹

¹Институт механики металлополимерных систем имени В. А. Белого НАН Беларуси,
г. Гомель, Республика Беларусь,

²ОДО «НТЦ Ларта»,
г. Гомель, Республика Беларусь

ВЛИЯНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ НА ВЕЛИЧИНУ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ УСАДКИ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОЧИСТКИ ФИЛЬТРУЮЩИХ ВОЛОКНИСТО-ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИФЕНИЛЕНСУЛЬФИДА

Степень кристалличности является одним из свойств, определяющих физико химические параметры полимеров [1]. В композитных материалах граница раздела фаз «связующее-наполнитель» может служить дополнительным центрами кристаллизации. С этой точки зрения интерес представляют волокнисто-пористые материалы (ВПМ), обладающие большой удельной поверхностью. Дополнительная обработка в процессе получения изделий на основе композитных полимерных материалов позволяет увеличить степень кристалличности и улучшить эксплуатационные характеристики готового изделия, в частности повысить термостойкость [2]. Такая обработка для повышения степени кристалличности используется при производстве термостойких фильтровальных материалов [3, 4], однако выбор метода обработки должен быть обусловлен как наличием существенного влияния на характеристики материала, так и возможностью его совмещения с технологическим процессом.

В данной работе исследовано влияние ИК излучения, а также дополнительной термической обработки на степень кристалличности и эффективность очистки фильтрующих материалов, полученных методом «melt-blowing» (вытяжка расплава полимера потоком воздуха) из полифениленсульфида (ПФС) с добавлением полипропилена (ПП) в количестве 5 % масс. Небольшая добавка ПП позволяет оптимизировать процесс получения изделия, влияя на уменьшение размера волокон и стабильность работы оборудования.

Образцы для испытаний в виде цилиндрические фильтрующих элементов (наружный и внутренний диаметры соответственно 152 мм и 114 мм), полученные при одинаковых режимах работы экструзионного оборудования, были разделены на 4 группы:

- 1) образцы не подвергали дополнительному воздействию (контрольная группа);
- 2) образцы после изготовления нагревали в печи при температуре выше 140 °С (температура кристаллизации ПФС) в течение 4 часов с последующим остыванием в печи до комнатной температуры;
- 3) образцы облучали ИК-излучением в процессе melt-blowing с последующей выдержкой под излучением при остывании;
- 4) образцы облучали ИК-излучением в процессе melt-blowing, затем горячими (выше температуры кристаллизации ПФС) помещали в теплоизоляционный кожух для уменьшения скорости остывания;
- 5) образцы облучали ИК-излучением в процессе melt-blowing, затем нагревали в печи аналогично группе 2.

Через 24 после достижения всеми образцами комнатной температуры измеряли величину технологической усадки, диаметры волокон, эффективность очистки по механическим твердотельным загрязнениям. Увеличение степени кристалличности образцов можно было наблюдать по изменению цвета материала: изначально бежево-желтый фильтровальный материал (контрольная группа) становился белым.

Результаты и обсуждение. У всех образцов диаметр волокон располагался в диапазоне от 6,1 до 26,7 мкм. Максимальный размер волокон образцов после ИК обработки был на 11,7–12,3 % меньше, чем у контрольных, а у образцов с дополнительной термической обработкой – меньше на 4,2 %. Изменение линейных размеров контрольных образцов вследствие технологической усадки находилось на уровне не более 1,15 % от начальных размеров, при этом в группе 2 оно было на 26 % меньше контрольной, в группе 3 на 48 %, в группе 4 – на 53 %, в группе 5 – на 73 %, (таблица 1).

Эффективность очистки по твердотельным частицам увеличилась у всех групп с дополнительной обработкой.

Таблица 1 – Характеристики групп образцов ВМП

№	Максимальный размер волокон, мкм	Усадка, %	Эффективность очистки по частицам ≥ 5 мкм, %	Эффективность очистки по частицам ≥ 10 мкм, %
1	26,7	1,15	88,2	88,4
2	25,6	0,85	93,7	94,0
3	23,9	0,60	93,3	94,5
4	23,9	0,54	94,1	94,8
5	23,7	0,31	97,4	98,6

Таким образом, дополнительная обработка ВПМ на основе ПФС позволяет улучшить показатели эффективности очистки и технологической усадки. При этом стоит отметить, что ИК излучение влияет в первую очередь на уменьшение размера волокон в процессе получения изделия, принципиально не меняя внутреннюю структуру материала. Выдержка при температуре выше температуры кристаллизации способствует увеличению степени кристалличности, сохраняя, однако, относительно высокие показатели усадки. Комбинирование этих двух методов обработки позволяет получать фильтрующие ВПМ, обладающие высокой эффективностью очистки и улучшенными физико-механическими свойствами, что расширяет спектр их применения. Механизмы увеличения эффективности очистки после обработки могут быть связаны как с модификацией поверхностных свойств в случае ИК облучения, так и изменением внутренней структуры композитных волокон после дополнительной кристаллизации, и подлежат дальнейшему изучению.

Литература

1. Кулезнев, В. Н. Химия и физика полимеров / В. Н. Кулезнев, В. А. Шершнеv. – 2 - е изд., перераб. и доп. – М.: КолосС, 2007. – 367 с.
2. Гарбарук, В. Ю. Кристаллизация волокнисто-пористых материалов на основе полифениленсульфида под воздействием ИК излучения / В. Ю. Гарбарук; науч. рук. В. А. Гольдаде // Актуальные вопросы физики и техники: XII Республиканская научная конференция студентов, магистрантов и аспирантов, посвященная 80-летию со дня рождения профессора Максименко Николая Васильевича (Гомель, 20 апреля 2023 г.): сборник материалов / М-во образования Республики Беларусь, Гомельский гос. ун-т им. Ф. Скорины; редкол.: Д. Л. Коваленко (гл. ред.) [и др.]. – Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины, 2023. – С. 26–28.

3. Polyarylene sulfide melt blown fibers and products: pat. US 6,110,589 / C. F. Harwood, I. Wasserman, Th. C. Gsell, G. Head. – Publ. date 29.08.2000.

4. Polyarylene sulfide resin compositions: pat. US 6,762,229 B2 / N. Nishihata, M. Tada, H. Sato, K. Ohuchi. – Publ. date 13.07.2004.

**К. Д. Данильченко¹, А. А. Маевский¹, А. В. Семченко¹, В. В. Сидский¹,
О. И. Тюленкова¹, В. А. Кравец², М. В. Загорянская²**

¹Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь,

²Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
г. Санкт-Петербург, Российская Федерация

ЗОЛЬ-ГЕЛЬ СИНТЕЗ И СВОЙСТВА РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ БОРОСИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

Введение. Для приборов специального назначения требуются не обычные, а радиационно-стойкие оптические стекла, т. е. стекла, способные сохранять высокую пропускающую способность в видимой области спектра в условиях их облучения ионизирующим излучением. Поэтому продолжается поиск новых составов боросиликатных оксидных стекол пригодных для сцинтилляционных применений и, в частности, применений, где стекло подвергается непрерывному облучению потоком электронов [1].

Преимущества данных золь-гель стекол заключаются в простоте изготовления, низкой стоимости производства, возможности изменять состав в широком диапазоне. Тем не менее, большинство составов имеют низкую эффективность выхода люминесценции в стеклах, поэтому требуют корректировки состава и поиска способов увеличения выхода люминесценции.

Целью данного исследования был синтез образцов боросиликатного стекла, легированного различным содержанием Eu^{3+} , и изучение свойств стекла, включая поведение при облучении электронным пучком. Полученные результаты должны способствовать разработке боросиликатного стекла с высокой устойчивостью к облучению [2].

1. Подготовка составов и получение сцинтилляционных стекол. Золь-гель методом были получены новые составы стекол, эффективных в качестве сцинтилляционного материала. Для синтеза стеклокерамических материалов была выбрана матрица на основе соединений натрия и бора, характеризующаяся низкой температурой синтеза (900–1 200 °С). В матрицу добавили соединения иттрия, ниобия и тербия в определенных молярных соотношениях. В результате экспериментов, используя реагенты с чистотой не менее 99 %, были изготовлены две серии боросиликатного стекла с добавлением европия следующих составов:

1. Серия Si-Al-Eu состава $22\text{B}_2\text{O}_3 - 40\text{SiO}_2 - 6\text{Al}_2\text{O}_3 - 16\text{Na}_2\text{O} - 5\text{CaO} + \text{Eu}_2\text{O}_3$ (0,2–1,4) мол.% (Т синтеза = 1 470 °С).

Для получения образцов в нужных пропорциях смешивались борный оксид, диоксид кремния, оксид алюминия, оксиды натрия и кальция с добавлением оксида европия. Смесь помещалась в керамический тигель и подвергалась термической обработке.

2. Серия Si-Bi-Eu состава $30\text{B}_2\text{O}_3 - 30\text{SiO}_2 - 7\text{Al}_2\text{O}_3 - 5\text{Bi}_2\text{O}_3 - 17\text{MO}$ (где $\text{M}=\text{Ba}, \text{Sr}, \text{Zn}$) + Eu_2O_3 (0,4–7,1) мол.% (Т синтеза = 1 180 °С).

Для получения образцов использовались борный оксид, диоксид кремния, оксид алюминия, оксид висмута и оксиды бария, стронция или цинка, а также оксид европия. Все компоненты смешивались в заданных пропорциях и подвергались термической обработке для получения стеклокерамического материала.

Термическая обработка в обеих сериях проводилась в муфельной печи с контролем температуры и времени для достижения необходимых свойств материалов.

2. Полученные результаты и их обсуждение. Рисунок 1 показывает, что кроме полос Eu в спектрах наблюдается широкая полоса дефицита кислорода (в силикатах), а при возбуждении 405 нм зарегистрирован эффект самопоглощения Eu излучения матрицы. Также было зарегистрировано два времени затухания в диапазоне излучения Eu^{3+} , а максимальная интенсивность $\sim 0,6$ мол.% Eu_2O_3 (концентрационное тушение).

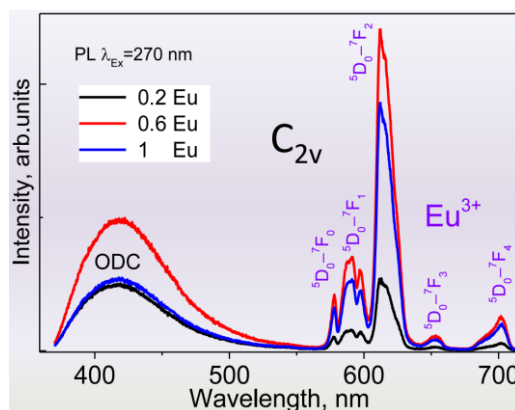


Рисунок 1 – Фотолюминесценция образцов серии Si-Al-Eu

Рисунок 2 показывает, что концентрационное тушение наблюдается при концентрации Eu_2O_3 более 2,7 мол.%. Это подтверждается резким изменением времени затухания люминесценции перехода $5\text{D}_0-7\text{F}_2$.

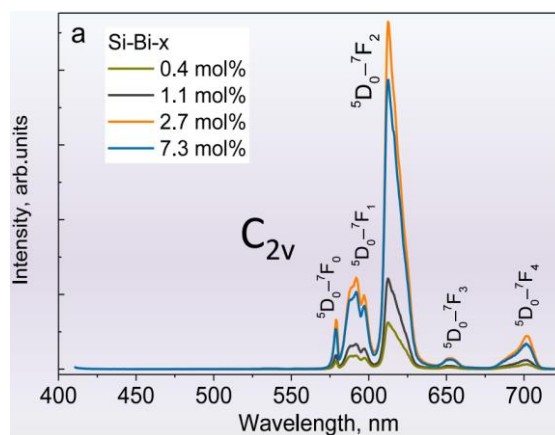


Рисунок 2 – Фотолюминесценция образцов серии Si-Bi-Eu

Заключение. Показаны результаты фотолюминесцентных характеристик полученных образцов сцинтилляционных материалов. Для образцов серии Si-Al-Eu максимальная интенсивность времени затухания зарегистрирована при концентрации европия (Eu) около 0,6 мол.%. Это указывает на оптимальное соотношение активатора, при котором достигается максимальная эффективность фотолюминесценции, что является важным показателем для применения в различных оптоэлектронных устройствах и сцинтилляторах.

В то же время, для образцов серии Si-Bi-Eu наблюдается явление концентрационного тушения при концентрации Eu более 2,7 мол.%. Это означает, что при увеличении содержания активатора выше определенного порога происходит снижение световой отдачи, что может быть связано с эффектами переноса энергии между ионами европия, а также с увеличением вероятности нерационального рассеяния энергии. Понимание этих

процессов критически важно для оптимизации состава материалов и их свойств. Благодаря своим фотолюминесцентным свойствам, данные материалы могут быть использованы в освещении, например, в светодиодах, а также в различных оптоэлектронных устройствах, таких как лазеры и фотодетекторы. Исследования в этой области продолжаются, и дальнейшие оптимизации состава и технологии синтеза могут привести к созданию новых, более эффективных материалов с уникальными оптическими свойствами.

Литература

1. Synthesis, optical and cathodoluminescent properties of borosilicate glass doped with Eu^{3+} / V. A. Kravets [et al.] // J. Non-Cryst. Solids. – 2023. – Vol. 619 – P. 122558.
2. Synthesis of Scintillating Sodium Boron Glass-Ceramic Materials Containing YNbO_4 : Tb^{3+} Crystallites / M. I. Moskvichyov [et al.] // International Conference on Global Research and Education. – Singapore: Springer Singapore, 2021. – С. 237–242.

**Н. А. Каланда¹, М. В. Ярмолич¹, А. В. Петров¹, А. В. Семченко²,
А. С. Дорошкевич³, А. И. Кругляк³, Р. Ш. Исаев³**

¹НПЦ НАН Беларуси по материаловедению,

г. Минск, Республика Беларусь,

²Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,

г. Гомель, Республика Беларусь,

³Объединенный институт ядерных исследований,

г. Дубна, Российская Федерация

ОСОБЕННОСТИ КИСЛОРОДНОГО ОБМЕНА И РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННАЯ ДИФФУЗИЯ КИСЛОРОДА В СТРУКТУРЕ СЛОЖНОГО МЕТАЛЛОКСИДНОГО СОЕДИНЕНИЯ

Введение. Процесс оксидирования $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ существенно отличается для монокристаллов, плотных текстурированных и пористых изотропных материалов. Например, после отжига поликристаллического образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с плотностью равной $4,4 \text{ г/см}^3$ при 723 К и давлении кислорода $p_{\text{O}_2} = 10^5 \text{ Па}$ в течение 15 часов получены следующие сверхпроводящие параметры: $T_c \cong 91 \text{ К}$, $\Delta T \cong 0,5 \text{ К}$ с коэффициентом нестехиометрии $\delta \cong 0,1$. Следует отметить, что, несмотря на многочисленные публикации на эту тему [1, 2], особенности процессов взаимодействия кислорода с плотной керамикой $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ изучены недостаточно. Это не позволяет эффективно проводить синтез сверхпроводящего купрата иттрия-бария с оптимальным содержанием и упорядочением ионов кислорода в цепочечных слоях CuO_x .

Известно, что, в процессе облучения, физико-химические свойства высокотемпературного сверхпроводящего соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ претерпевают существенные изменения, вследствие возникновения различного рода радиационных дефектов, изменяющих концентрацию, подвижность и время жизни носителей заряда. Радиационное воздействие, и, в частности, облучение гамма-квантами, способствует перераспределению анионов в цепочечных слоях CuO_x и стимулирует процессы сорбции-десорбции кислорода [3]. Поэтому, изучение особенностей взаимодействия кислорода газовой фазы с плотным облученным и необлученным купратом иттрия-бария, в различных термодинамических условиях, должно позволить найти пути оптимального насыщения и упорядочения кислорода в анионной подрешетке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Методика эксперимента. В качестве исходных реагентов при приготовлении шихты использовались оксиды Y_2O_3 , BaO и CuO марки «О.С.Ч.». Плотная ($\rho \sim 6,1 \text{ г/см}^3$) керамика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (образец № 1) синтезировалась в два этапа. На первом этапе осуществлялся отжиг смеси прекурсоров состава $\text{Y}_2\text{Cu}_2\text{O}_5 + 4\text{BaCuO}_2$ при температуре 1223 К в течение

17 часов. На втором этапе, полученная шихта состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ прессовалась под давлением 40 кбар. Текстурированная керамика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (образец № 2) была получена по методике, описанной в работе [4]. Выращивание монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (образец № 3) происходило в условиях направленного массопереноса вещества из верхней таблетки в нижнюю, вследствие существования градиента концентрации между диффузионными парами $(3\text{BaCuO}_2 + x\text{CuO})/\text{Y}_2\text{BaCuO}_5$ с различным химическим составом. Образец (№ 4) состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ имел плотность $4,9 \text{ г/см}^3$ и был получен стандартным керамическим методом.

Фазовый анализ и рентгеноструктурные исследования купрата иттрия-бария проводились на дифрактометре (ДРОН-3, $\text{CuK}\alpha$ излучение). Удельное электросопротивление пластин $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ измерялось четырехзондовым методом с использованием платиновых токоподводов в температурном диапазоне $4,2\text{--}300 \text{ К}$.

Термогравиметрический анализ образцов осуществлялся с помощью термоанализатора TGD 7000 (фирма ULVAK SINKU-RIKO, Япония) на воздухе, в интервале температур $300\text{--}1200 \text{ К}$ в платиновых тиглях. Исследование временных зависимостей кривых тока титрования кислорода проводилось на кулонометрическом измерительном комплексе OXYLYT (фирма SensoTech, ФРГ).

Облучение исследуемых образцов гамма-квантами проводилось на гамма-установке «Исследователь». Работа установки основана на использовании радиоактивного изотопа кобальт-60 (Co^{60}) с энергией гамма-квантов $1,25 \text{ МэВ}$.

Результаты и их обсуждение. Изучение влияния плотности образцов на особенности процессов сорбции-десорбции кислорода проводилось по данным термогравиметрического анализа. В этом случае использовались образцы № 1–4. На основании полученных данных установлено, что в процессе термообработки всех образцов в интервале температур $300\text{--}1173 \text{ К}$ при давлении кислорода 10^5 Па и скорости нагрева 250 К/ч , заметные потери массы в образцах № 1–3 начинаются после $\sim 823 \text{ К}$, а в № 4 после $\sim 758 \text{ К}$ (рисунок 1(а)). При дальнейшем увеличении температуры происходит изменение массы образцов № 1–3, причем процесс продолжается и при достижении образцами температуры 1173 К . Десорбция кислорода из образца № 4 заканчивалась при температуре $\sim 1000 \text{ К}$, тогда как для образцов № 1–3 она продолжалась и при температурах выше 1173 К (рисунок 1 (а)).

При достижении 1173 К изменение значений кислородного индекса ($\Delta\delta$) для образцов № 1–3 составляли $0,42\text{--}0,36$, а для № 4 $\Delta\delta = 0,62$. При понижении температуры обнаружено поглощение кислорода, причем только образец № 4 поглотил такое же количество кислорода, какое и выделил (рисунок 1 (б)).

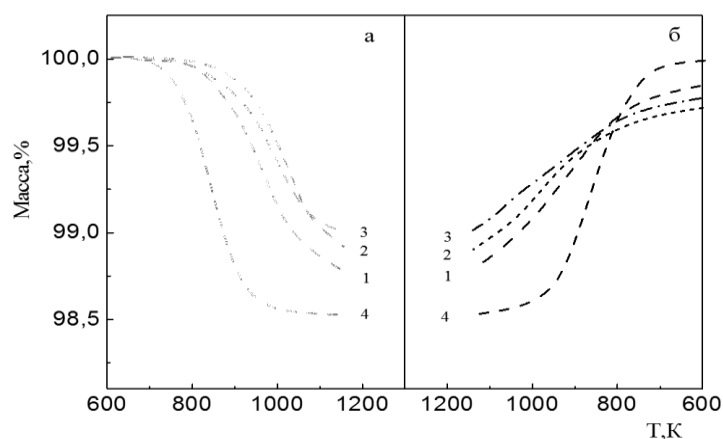


Рисунок 1 – Температурная зависимость изменения массы (%) образцов:

1 – керамика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\rho = 6,1 \text{ г/см}^3$), 2 – текстурированная керамика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, 3 – монокристалл $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, выращенный методом диффузионных пар, 4 – керамика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\rho = 4,9 \text{ г/см}^3$)

Так как температуры начала выделения кислорода для образцов № 1–3 практически одинаковы, а скорость сорбции-десорбции кислорода наименьшая у образца № 3, то следующие исследования особенностей процессов взаимодействия кислорода проводились на последнем образце.

Расчет значений энергий активации процессов окисления образца № 3 при $pO_2 = 10^5$ Па с фиксированным по кислороду составом ($\delta = 0,78$) осуществлялся согласно выражению:

$$E_a = -R \{ d \ln(d\delta / d\tau) / d(1 / T) \},$$

где τ – продолжительность процесса,

R – коэффициент пропорциональности,

T – температура эксперимента.

Для этого, на основании экспериментально полученных кривых изменения δ от времени определялись температуры, соответствующие достижению одинаковых значений δ при различных скоростях нагрева ($v = \text{const}$). Затем, для установленного набора температур на каждом этапе в отдельности при фиксированных значениях δ , определялся соответствующий массив скоростей процесса, что позволило построить зависимости $\{ \ln[(d\delta/d\tau)_v] - 1/T \}$ и, как следствие, определить значения энергий активации. При анализе зависимости скорости процесса окисления от температуры в арениусовских координатах ($\delta = \text{const}$) установлено, что наклон прямых $\ln(d\delta/d\tau) = f(1/T)$ монотонно изменяется с увеличением δ . Следует указать, что на начальном этапе окисления E_a имеет минимальные значения ~ 96 кДж/моль (отсутствие напряжений за счет анизотропии коэффициентов расширения). По мере насыщения цепочечных плоскостей CuO_x кислородом величина E_a возрастает до 135 кДж/моль ($\delta < 0,4$).

Наиболее эффективным способом изучения влияния облучения γ -квантами Co^{60} на насыщение и перераспределение анионов в кристаллоструктурных плоскостях CuO_x кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ является построение зависимостей критической температуры начала перехода в сверхпроводящее состояние (T_c), ΔT и орторомбического искажения кристаллической решетки ($\Delta_{(b-a)}$) от дозы облучения. При сравнении значений T_c и ΔT облученного и необлученного образца № 3, установлено, что облучение γ -квантами Co^{60} с последующим отжигом при температуре 770 К и $pO_2 = 5 \cdot 10^5$ Па в течение 12 часов приводит к увеличению скорости роста значений T_c и $\Delta_{(b-a)}$, и уменьшению ширины перехода в сверхпроводящее состояние (рисунок 2).

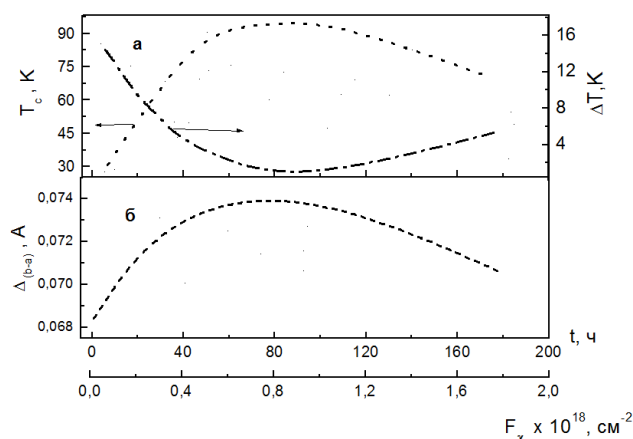


Рисунок 2 – Зависимость сверхпроводящих характеристик T_c (а), ΔT (а) и $\Delta_{(b-a)}$ (б) от времени отжига облученного купрата иттрия-бария при 773К и $pO_2 = 10^5$ Па

Можно предположить, что при облучении γ -квантами Co^{60} формируются радиационные дефекты, способствующие ионизации атомов кислорода по схеме $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{O}^0$. Данное обстоятельство содействует более однородному распределению ионов кислорода в анионной подрешетке плотных $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ образцов, за счет интенсификации процессов химической диффузии кислорода.

Заключение. В результате проведенных исследований, установлены две стадии поглощения кислорода плотным купратом иттрия-бария, связанные с изменением их кислородной нестехиометрии δ , которая управляемо регулируется параметрами состояния (температура T и парциальное давление кислорода $p\text{O}_2$). Предполагается, что скорость процессов насыщения кислородом $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ на первой стадии лимитируется диффузией кислорода в отсутствие упорядочения анионов в линейных цепочках CuO_x , тогда как на второй стадии – лимитируется релаксацией различных упругих напряжений.

Установлено, что созданные в процессе облучения γ -квантами дефекты способствуют ускорению процессов насыщения кислородом кристаллов, плотных образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и упорядочению анионов в цепочечных слоях CuO_x .

Работа выполнена в рамках проекта БРФФИ № Ф24В-005, проекта № 28-2024, а также в рамках приказа 289 / 2024 п. 17 Программы сотрудничества Беларусь – ОИЯИ.

Литература

1. Термостимулированная десорбция кислорода в сверхпроводящей керамике Y-Ba-Cu-O / А. Г. Мержанов [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15, № 11. – С. 4–7.
2. Oxygen bonding in high-temperature superconductors / J.-P. Locquet [et al.] // Europhysics Letters. – 2007. – Vol. 7, № 5. – P. 469–472.
3. Influence of neutron and gamma radiation on YBCO and GaBCO/Ag superconducting bulks / V. Bartunek [et al.] // Ceramics International. – 2020. – Vol. 46, № 10. – P. 15400–15407.
4. Kalanda, N. A. Electrical conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under conditions of anionic ordering in $\text{Cu}(1)\text{O}_{1-\delta}$ layers / N. A. Kalanda // Modern Electronic Materials. – 2020. – Vol. 6, № 2. – P. 53–57.

**Н. А. Каланда¹, М. В. Ярмолич¹, А. В. Петров¹, А. В. Семченко², А. Г. Юденков³,
А. Н. Петлицкий³, А. С. Дорошкевич⁴, Р. Ш. Исаев⁴, Ю. Е. Горшкова⁴**

¹НПЦ НАН Беларуси по материаловедению,

г. Минск, Республика Беларусь,

²Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,

г. Гомель, Республика Беларусь,

³ГЦ «Белмикрoанализ» НТЦ ОАО «Интеграл»,

г. Минск, Республика Беларусь,

⁴Объединенный институт ядерных исследований,

г. Дубна, Российская Федерация

ВЛИЯНИЕ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ ЛЕГКИХ ГАЗОВ НА ПРОЦЕССЫ ЭЛЕКТРОПЕРЕНОСА В ПЛЕНКАХ ФЕРРОМОЛИБДАТА СТРОНЦИЯ

Введение. В настоящее время интенсивно изучается влияние облучения на свойства магнитных материалов [1]. Основной объём исследований выполнен при облучении, главным образом, ионами высоких энергий, протонами и реакторными нейтронами. Встречаются лишь отдельные работы по имплантации однозарядных ионов легких газов (He^+ , с флюенсом $10^{12} \div 10^{16}$ частиц/см²) [2]. Разнообразие материалов, использующихся

в экспериментах по облучению (тонкие пленки, монокристаллы, керамика), полученных по различным технологиям, приводит к тому, что отдельные экспериментальные результаты носят противоречивый характер.

В подавляющем большинстве работ в этой области преимущественно рассматривались вопросы образования смещений под действием облучения и их влияние на структуру и свойства магнитных полуметаллических пленок $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta}$ (SFMO) с упорядоченной структурой двойного перовскита. Данные объекты являются перспективными материалами для спинтронных устройств ввиду своих уникальных свойств – химической стабильности в восстановительной атмосфере, больших значений температуры Кюри (~ 420 K), высокой степени спиновой поляризации электронов проводимости, достигающей ~ 100 % при достаточно низких значениях магнитных полей ($B < 0,5$ Тл), и в условиях обязательного сверхструктурного упорядочения катионов железа и молибдена [3].

Физико-химические свойства SFMO в значительной степени зависят от стехиометрии по кислороду, влияющей на степень сверхструктурного упорядочения катионов железа и молибдена, орбитальные, зарядовые и спиновые степени свободы и, соответственно, на электронный обмен между Fe^{3+} и Mo^{5+} .

В таком сложном соединении, как SFMO, существенную роль играют радиационно стимулированные процессы. Скорость изменения концентрации кислородных дефектов и соответственно антиструктурных дефектов Fe_{Mo} и Mo_{Fe} в кристаллической решетке SFMO под воздействием облучения существенно увеличиваются. Поэтому, комплексное исследование влияния сравнительно небольших доз облучения ионами легких газов ($E = 2,5$ МэВ) на пленки $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta}$ при анализе данных по электропроводности и структурным характеристикам, позволяет установить корреляцию дозы облучения, изменения концентрации и перераспределения кислородных дефектов, а также антиструктурных дефектов. Таким образом, появляется возможность оптимизации условий облучения для улучшения гальваномагнитных свойств магнетика.

Методика эксперимента. Формирование пленок SFMO толщиной ~ 1 мкм осуществлялось ионно-лучевым методом на вакуумной установке Z-400 фирмы «Leybold-Heraeus», оснащенной безмасляной системой откачки на базе турбомолекулярного насоса.

Фазовый состав пленок определялся методом XRD с использованием для анализа базы данных «ICSD-PDF2» (Release 2000), программ «POWDERCELL» и «FULLPROF».

Степень сверхструктурного упорядочения P катионов железа и молибдена определялась с использованием уравнения

$$P = (2 \cdot \text{SOF} - 1) 100 \%,$$

где SOF – фактор заполнения места. Эту информацию мы получили путем моделирования спектра XRD SFMO с использованием программы «POWDERCELL».

Облучение образцов ионами He^+ с энергией 2,5 МэВ и флюенсами в диапазоне $0,5 \cdot 10^{15} - 122 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ проводилось в научном центре «Helmholtz – Zentrum Dresden – Rossendorf» (Дрезден, ФРГ).

Измерения электрических характеристик проводились по 4-х электродной методике в режиме заданного постоянного тока с коммутацией направлений электрического и магнитного полей. Температурные зависимости магнитосопротивления (MR) пленок SFMO изучались на универсальной установке фирмы «Cryogenic Limited» в диапазоне 4,2–300 K в постоянном магнитном поле до 8 Тл.

Результаты и их обсуждение. Следует отметить, что без облучения ионами легкого газа (He^+) на основании данных рентгеноструктурного анализа и по измерению удельного электросопротивления образцов в низкотемпературной области 300–4,2 K установлено, что в результате проведенных отжигов при температурах выше 770 K вплоть до 1 170 K и в потоке смеси газов происходят медленные порой незначительные

изменения $\rho(T)$, P ,% и MR . Предполагается, что при облучении ионами He^+ формируются дефекты в пленке, которые будут способствовать ускорению процессов радиационно-стимулированной диффузии анионов и аннигиляции антиструктурных дефектов $[\text{Fe}_{\text{Mo}}]$ и $[\text{Mo}_{\text{Fe}}]$.

При облучении пленки SFMO ионами He^+ установлено, что температура Кюри (T_c) перехода в магнитоупорядоченное состояние не существенно зависит от флюенса облучения, тогда как величина сверхструктурного упорядочения катионов Fe/Mo, температурные зависимости MR и удельного электросопротивления $\rho(T)$ меняются значительно при увеличении флюенса облучения ионами легкого газа (He^+) (рисунок 1).

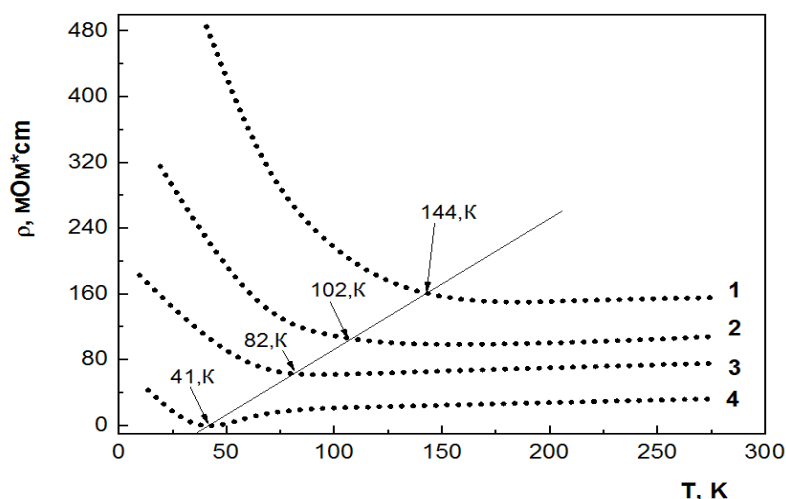


Рисунок 1 – Температурная зависимость удельного сопротивления пленки $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta}$, подвергнутой облучению ионами He^+ с флюенсами:
1) $F_{\text{He}^+} = 0,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; 2) $F_{\text{He}^+} = 0,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; 3) $F_{\text{He}^+} = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; 4) $F_{\text{He}^+} = 1,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

Так, при измерении температурной зависимости удельного электросопротивления пленки SFMO, облученной с флюенсом $F_{\text{He}^+} = 0,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ в интервале температур 300–41 К обнаружен металлический характер проводимости, а при последующем понижении температуры ниже $T = 41 \text{ K}$, сопротивление начинало плавно увеличиваться (рисунок 1). После облучения ионами He^+ с большим флюенсом температура перехода из металлического типа проводимости в полупроводниковый повышается (рисунок 1).

Так, при флюенсе облучения $F_{\text{He}^+} = 1,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, обнаружено, что пленка SFMO в интервале температур 300–144 К обладает слабым металлическим типом проводимости, а в интервале температур 144–4,2 К – ярко выраженным полупроводниковым типом проводимости.

Как указывалось выше, при облучении материала формируются дефекты, которые способствуют ускорению процессов радиационно-стимулированной диффузии анионов. Данное обстоятельство, на наш взгляд, будет содействовать перераспределению кислорода в анионной подрешетке пленки SFMO. Обнаружено, что облучение образцов ионами He^+ с последующим их отжигом в интервале температур 850–1 050 К в потоке газовой смеси 5 % H_2/Ar приводит к увеличению величин MR и P . При этом наблюдается уменьшение значений удельного электросопротивления. Для оптимизации условий отжигов и доз облучения пленок $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta}$ были рассмотрены зависимости $\{MR, P, \rho\} = f(F_{\text{He}^+})$ (рисунок 2).

При изучении искажения кристаллической решетки в зависимости от флюенса облучения с последующим отжигом образцов, установлено несколько стадий изменения скорости роста MR и P . На первой стадии облучения (от 0 до $0,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) наблюдалось более быстрое увеличение значений MR и P , чем на втором этапе (от $0,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) (рисунок 2).

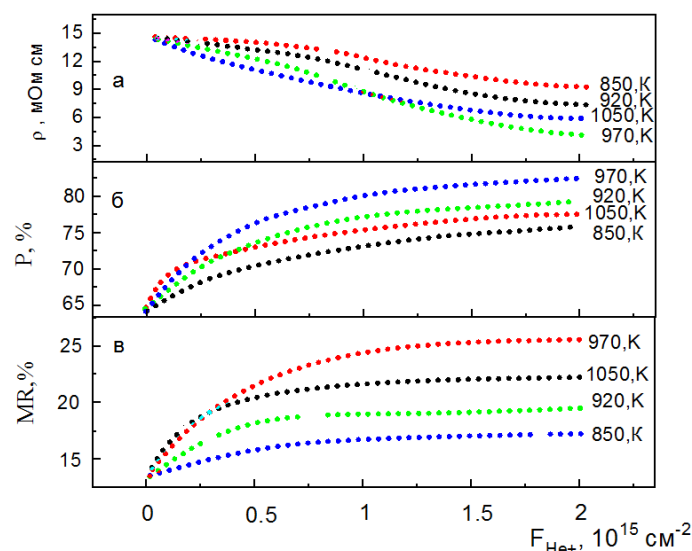


Рисунок 2 – Зависимость ρ (а), P (б) и MR (в) от дозы облучения пленки с последующим их отжигом при различных температурах и $pO_2 = 10^5$ Па

Значительное уменьшение удельного электросопротивления пленки SFMO наблюдалось только на второй стадии. Наличие двух разных стадий изменения MR , P и ρ при облучении может быть связано с переходом реакции окисления из диффузионного режима (первая стадия) в кинетический (вторая стадия) за счет накопления в соединении различных упругих напряжений. Следует также обратить внимание на то, что с увеличением температуры отжига до 970 К после облучения пленок скорость улучшения гальваномагнитных и структурных характеристик повышается, что, по-видимому, обусловлено количеством диффундирующих дефектов. Можно предположить, что с возрастанием температуры, меняется вероятность процессов рекомбинации и ухода компонентов пар Френкеля на стоки. Кроме того, меняется концентрация носителей заряда и, следовательно, зарядовое состояние реагирующих дефектов, что вызывает изменение скоростей реакций. В этом случае температурная зависимость сечений образования и распада комплексов дефектов приводит к преимущественному введению более стабильных дефектов с ростом температуры отжига.

Заключение. Таким образом, созданные в процессе облучения легкими ионами гелия с энергией 2,5 МэВ дефекты содействуют ускорению диффузионных процессов рекомбинации в пленках $Sr_2FeMoO_{6-\delta}$, что способствует упорядочению ионов кислорода и аннигиляции антиструктурных дефектов при проведении последующей термообработки.

Авторы признательны профессору Д. Финку за помощь в организации облучения пленок $Sr_2FeMoO_{6-\delta}$ ионами He^+ .

Работа выполнена в рамках проекта БРФФИ № Ф24В-005, проекта № 28-2024, а также в рамках приказа 289 / 2024 п. 17 Программы сотрудничества Беларусь – ОИЯИ.

Литература

1. High-energy ion beam irradiation of Co/NiFe/Co/Cu multilayers: effects on the structural, transport and magnetic properties / P. L. Grande [et al.] // Thin Solid Films. – 2008. – Vol. 516, № 8. – P. 2087–2093.
2. Ion-irradiation induced reduction in $Sr_2Fe_{1.5}Mo_{0.5}O_{6-\delta}$ perovskite / S. Wang [et al.] // NIMB. – 2014. – Vol. 326. – P. 298–302.
3. Double perovskites with ferromagnetism above room temperature / D. Serrate [et al.] // J. Phys.: Condens. Matter. – 2007. – Vol. 19. – P. 1–86.

СИНТЕЗ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВАКУУМНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ТУГОПЛАВКИХ ОКСИДОВ

Тонкие пленки широко применяются в качестве различных функциональных покрытий для повышения прочности, коррозионной стойкости, улучшения электрических и магнитных свойств материалов, используемых в авиационной и космической технике, машиностроении, медицине, энергетике, цифровой микроэлектронике. В связи с расширением возможностей применения таких покрытий, важной задачей при получении тонких пленок является определение их оптических свойств. Для получения тонких оксидных плёнок можно использовать различные способы, но в данной работе был использован метод электронно-лучевого испарения. В производственных условиях широко используется электронно-лучевые испарители, дающие возможность получения тонких пленок металлов, сплавов и диэлектриков. Хорошая фокусировка электронного пучка в этих испарителях позволяет получать большую концентрацию мощности (до $5 \cdot 10^8$ Вт/см²) и высокую температуру, обеспечивая возможность испарения с большой скоростью даже самых тугоплавких материалов. Быстрое перемещение нагретой зоны в результате отклонения потока электронов, регулировка и контроль мощности нагрева и скорости осаждения создают предпосылки для автоматического управления процессом. В методе эффективно реализуется автотигельное испарение материала, т.е. испарение, при котором материал не контактирует в расплавленном виде со стенками тигля. Поэтому данный метод обеспечивает высокую чистоту и однородность осаждения.

Электронно-лучевой испаритель размещается в камере, где поддерживается уровень вакуума в 10^{-4} Па, необходимый для минимизации влияния остаточного газа на эффективность прохождения электронного луча, и исключение загрязнений другими материалами структуры получаемой пленки. Около 30–40 % мощности электронного луча расходуется на плавление (2–10 %) и испарение материала (30–35 %). Остальная мощность идет на теплообмен посредством теплопроводности, излучения и уносится вылетающими из зоны нагрева электронами. Эта мощность зависит от природы испаряемого материала и параметров электронного луча. Основная доля электронов уносится упруго- и неупругоотраженными электронами, количество которых определяется в первую очередь природой материала (для стали – около 25 % мощности, для вольфрама – 38 %).

Основным недостатком электронных пушек является то, что для их устойчивой работы необходимо достаточно низкое давление ($P < 10^{-2}$ Па). В плохом вакууме возможно образование электрических разрядов между электродами, что нарушает стабильность работы пушки.

Характерными основными параметрами электронно-лучевого нанесения покрытий являются:

- а) ускоряющее напряжение электронно-лучевой пушки до 10 кВ;
- б) плотность тока $j \sim 10^4 - 10^5$ Вт/см²;
- в) скорость испарения $2 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^{-2}$ г/см²·с;
- г) скорость роста покрытий 10 – 60 нм/с.

Недостатки метода электронно-лучевого испарения:

- высокое ускоряющее напряжение (порядка 10 кВ);
- вследствие затрат энергии на образование вторичных электронов низкий КПД установок (до 25 % энергии первичного пучка), нагрев тигля, рентгеновское и УФ-излучение;

– в процессе роста покрытия поверхность подложки подвергается воздействию высокоэнергетичных электронов. Эти электроны способны генерировать дефекты в растущей пленке, вызывать ее распыление. При попадании этих электронов на поверхность технологической оснастки возможно дополнительное газовыделение, которое отрицательно сказывается на качестве наносимых покрытий;

– плохая адгезия тонких пленок к основе вследствие низкой энергии осаждаемых частиц;

– зарядение напыляемой поверхности статическим зарядом, который может вызвать пробой по пленке и нарушить ее адгезию;

– не высокая производительность.

Преимущества метода электронно-лучевого испарения:

– возможность нанесения пленок металлов (в том числе тугоплавких), сплавов, полупроводниковых соединений и диэлектриков с температурой плавления вплоть до 3 500 °С;

– высокая скорость испарения веществ (от 1 до 10 нм/м) и возможность регулирования ее в широких пределах за счет изменения подводимой к испарителю мощности;

– возможность получения при высоком вакууме покрытий, практически свободных от загрязнений; их чистота определяется чистотой используемого для напыления материала;

– равномерность получаемых покрытий;

– свободная диффузия атомов вещества испарителя в рабочей камере, прямолинейное их движение без столкновения с остаточными молекулами компонентов воздуха и бесполезного рассеивания материала в объеме камеры;

– исключение химического взаимодействия напыляемого вещества с остатками воздуха [1].

В качестве исходных материалов в работе использовались стандартные промышленно-выпускаемые мишени на основе двуоксида кремния SiO_2 , окиси циркония ZrO_2 и диоксида титана TiO_2 .

Покрытия формировались на вакуумной установке ВУ-1А, оснащенной источником электронно-лучевого испарения УЭЛИ-I и встраиваемой системой спектрального (широкополосного) оптического контроля серии IRIS (ИРИС) компании ЭссентОптикс (Республика Беларусь). С помощью спектрофотометра Photon RT и программы PhotonSoft, которая управляет спектрофотометром и обрабатывает данные, были получены спектральные кривые коэффициентов пропускания и отражения полученных оксидных покрытий.

Спектры пропускания сформированных покрытий на подложках из оптического стекла К8 и спектры отражения покрытий на подложках из полированных пластин кремния, измеренные в диапазоне длин волн от 400 до 1 000 нм, приведены на рисунке 1.

Из рисунка 1 видно, что полученные спектры пропускания для покрытий, нанесенных на прозрачные подложки из оптического стекла К8 в среде азота и в вакууме имеют несколько отличные друг от друга коэффициенты пропускания. У азотсодержащих покрытий ZrO_2+N_2 , SiO_2+N_2 и TiO_2+N_2 коэффициент пропускания находится в пределах от 81 % до 89 %, а у покрытий, полученных в вакууме ZrO_2 , SiO_2 и TiO_2 от 82 % до 95 % в видимом диапазоне длин волн с некоторым снижением интенсивности в длинноволновой части спектра.

Коэффициенты отражения покрытий ZrO_2 , SiO_2 и TiO_2 нанесенных на полированные пластины кремния колеблются в пределах от 5 до 45 %. Коэффициенты отражения азотсодержащих покрытий ZrO_2+N_2 , SiO_2+N_2 и TiO_2+N_2 составляют от 7 до 43 % (рисунок 2).

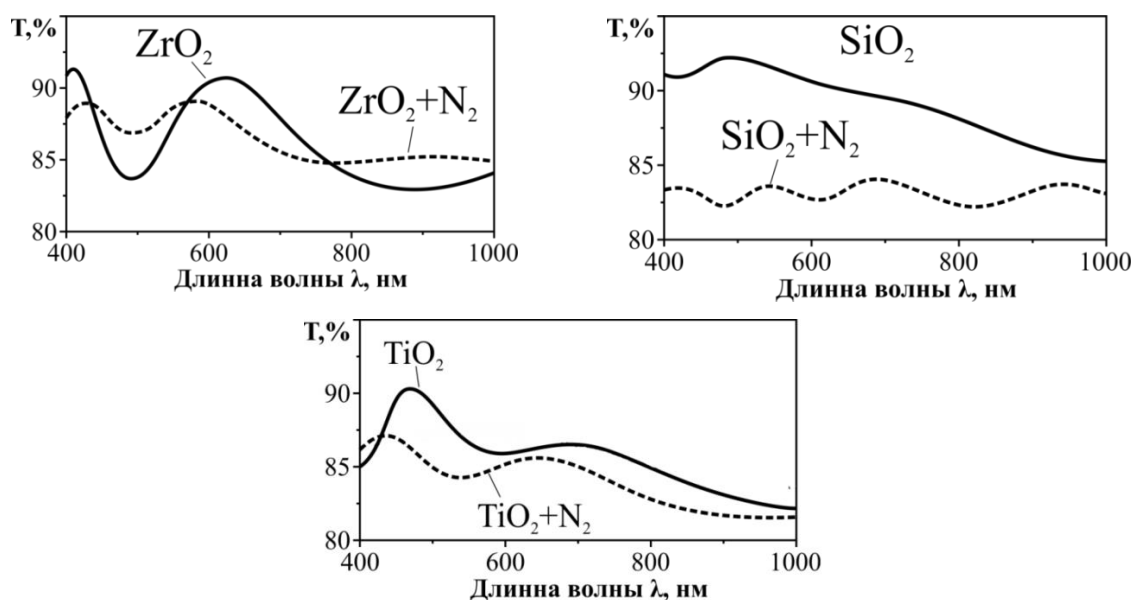


Рисунок 1 – Спектры пропускания покрытий

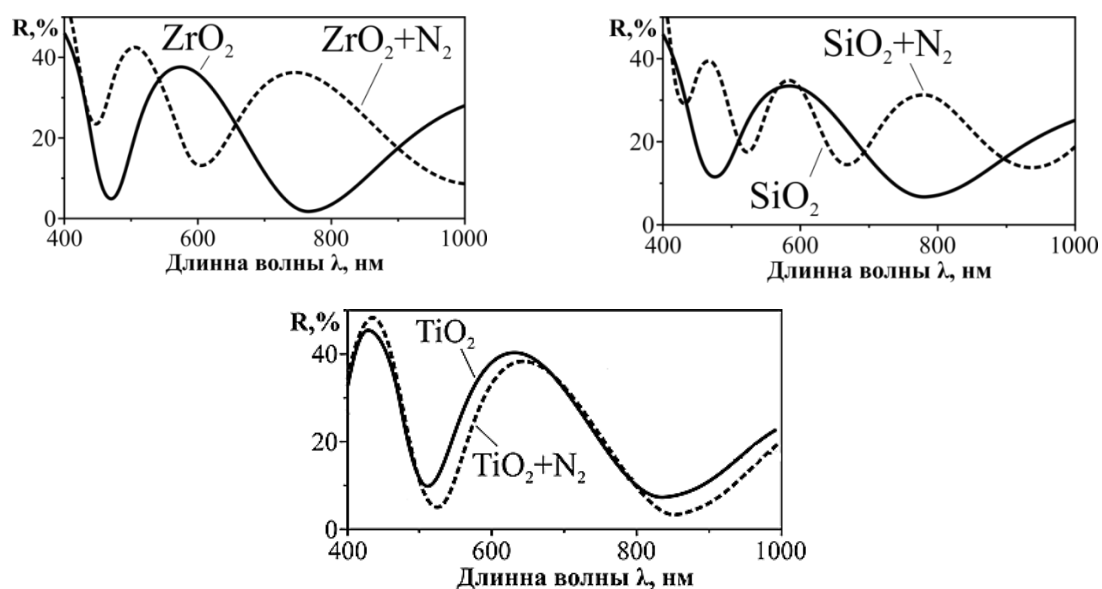


Рисунок 2 – Спектры отражения покрытий

Определение показателей преломления азотсодержащих покрытий проводилось также на спектрофотометре PhotonRT с помощью программы PhotonSoft. Полученные зависимости показателей преломления азотсодержащих покрытий от длины волны показаны на рисунке 3.

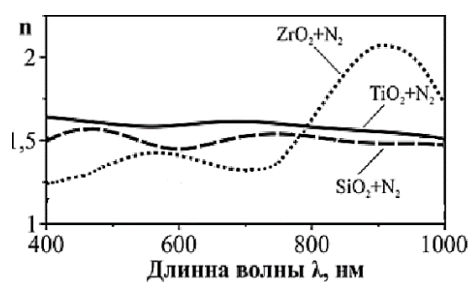


Рисунок 3 – Зависимость показателя преломления азотсодержащих покрытий от длины волны излучения

Проанализировав графики спектральной зависимости показателей преломления от длины волны излучения на рисунке 3, можно сделать вывод, что покрытие $ZrO_2 + N_2$ обладает максимальным значением показателя преломления равным 2,11 на длине волны около 900 нм. Максимально стабильным значением показателя преломления в исследуемом спектральном диапазоне обладает покрытие $TiO_2 + N_2$, со средним значением показателя преломления равным 1,60. Для покрытия $SiO_2 + N_2$ значение показателя преломления колеблется от 1,46 до 1,52.

С помощью полученных спектров пропускания и отражения были определены значения коэффициентов пропускания и отражения для азотсодержащих покрытий в диапазоне длин волн от 400 до 1 000 нм. По графикам зависимости показателя преломления от длины волны были определены значения показателей преломления для азотсодержащих покрытий в диапазоне длин волн от 400 до 1 000 нм. Результаты исследований по определению оптических характеристик оксидных покрытий, полученных в среде азота, занесены в таблицу 1.

Таблица 1 – Результаты исследований азотсодержащих покрытий

Покрывтие	Длина волны λ , нм	Коэффициент пропускания T , %	Коэффициент отражения R , %	Показатель преломления n
$ZrO_2 + N_2$	400	88,1	43,0	1,27
	500	87,1	42,0	1,39
	600	89,0	13,9	1,45
	700	85,5	34,0	1,38
	800	84,8	33,0	1,66
	900	85,1	17,5	2,11
	1 000	84,9	9,0	1,78
$SiO_2 + N_2$	400	83,6	51,0	1,50
	500	82,9	22,0	1,54
	600	83,0	33,9	1,46
	700	84,1	20,0	1,51
	800	82,6	30,0	1,52
	900	83,6	15,0	1,48
	1 000	83,2	19,0	1,49
$TiO_2 + N_2$	400	86,2	35,0	1,65
	500	84,8	9,0	1,61
	600	85,1	33,0	1,60
	700	84,9	31,0	1,64
	800	83,0	10,0	1,60
	900	81,9	7,0	1,57
	1 000	81,9	20,0	1,51

Используя спектральные интерференционные кривые коэффициента пропускания T , были рассчитаны значения показателя преломления n_2 и коэффициента поглощения χ_2 для покрытий ZrO_2 , SiO_2 и TiO_2 , а также полученных в среде азота ($ZrO_2 + N_2$, $SiO_2 + N_2$ и $TiO_2 + N_2$) и для сравнения для покрытий, полученных в вакууме (ZrO_2 , SiO_2 и TiO_2).

Основные оптические характеристики синтезированных покрытий ZrO_2 , SiO_2 и TiO_2 в результате расчёта получились следующими:

ZrO_2 ($n_2 = 1,712$; $\chi_2 = 0,581$), SiO_2 ($n_2 = 1,509$; $\chi_2 = 0,910$), TiO_2 ($n_2 = 1,617$; $\chi_2 = 1,007$).

Для покрытий, полученных в среде азота, рассчитаны следующие значения n_2 и χ_2 :

$\text{ZrO}_2 + \text{N}_2$ ($n_2 = 1,724$; $\chi_2 = 0,756$), $\text{SiO}_2 + \text{N}_2$ ($n_2 = 1,514$; $\chi_2 = 0,526$),

$\text{TiO}_2 + \text{N}_2$ ($n_2 = 1,561$; $\chi_2 = 0,973$).

Полученные характеристики, зарегистрированы с помощью спектрофотометра Photon RT для покрытий, синтезированных в среде азота:

$\text{ZrO}_2 + \text{N}_2$ ($n_2 = 1,724$), $\text{SiO}_2 + \text{N}_2$ ($n_2 = 1,514$), $\text{TiO}_2 + \text{N}_2$ ($n_2 = 1,561$).

Сравнение результатов рассчитанных значений показателей преломления исследуемых покрытий и полученных на спектрофотометре показало, что для покрытий $\text{ZrO}_2 + \text{N}_2$ разница составила 0,14. Для покрытий $\text{SiO}_2 + \text{N}_2$, разница составляет 0,01. Для $\text{TiO}_2 + \text{N}_2$ разница составляет 0,03. Для покрытий $\text{SiO}_2 + \text{N}_2$ и $\text{TiO}_2 + \text{N}_2$ измеренные значения n_2 совпадают с наименьшим отклонением значений. Отклонение значений для покрытия $\text{ZrO}_2 + \text{N}_2$, вероятнее всего вызвано особенностями формирования структуры покрытия и присутствием в объеме покрытия остаточных атмосферных газов.

Сравнив значения показателей преломления и коэффициентов пропускания для оксидных покрытий, полученных в среде азота и оксидных покрытий, полученных в вакууме, был сделан вывод, что среда азота не существенно влияет на оптические свойства оксидных покрытий.

Измеренные и рассчитанные значения показателей преломления исследуемых покрытий коррелируют со значениями этих параметров, предоставленными в литературных источниках.

Литература

1. Иванов, А. Электронно-лучевое напыление: технология и оборудование / А. Иванов, Б. Смирнов // Научно-технический журнал. – 2012. – № 6. – URL: <http://www.nanoindustry.su/journal/article/3388>. – Дата доступа: 25.02.2024.
2. Лапшинов, Б. А. Нанесение тонких пленок методом вакуумного термического испарения: метод. указания к лабораторной работе / Б. А. Лапшинов. – М-во образования и науки Рос. Федерации, Мос. гос. ин-т электроники и математики. – М.: МИЭМ, 2006. – 30 с.
3. Установка вакуумная модели ВУ-1А / 1984.00.00.000. Заводской номер: 031. Год выпуска: 1989 // Схемы и чертежи: альбом № 5.
4. Встраиваемая система контроля оптических характеристик. Модель Iris 0211: рук-во по эксплуатации. РКТН.007.000.000 РЭ: утв. дир. ОАО «ЭссентОптикс» 27.08.2010. – Минск, 2010. – 38 с.
5. Спектрофотометр Photon RT: рук-во по эксплуатации. РКТН.033.000.000 РЭ: утв. дир. ОАО «ЭссентОптикс» 08.05.2013. – Минск, 2013. – 41 с.

А. Н. Купо

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

МИКРОТОПОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ ФОТОРЕЗИСТОВ, СФОРМИРОВАННАЯ В УСЛОВИЯХ ЛАЗЕРНОЙ ФОТОДЕСТРУКЦИИ

Для исследования методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) получена серия образцов представляющих собой трёхслойную структуру. На кремниевую пластинку методом

фоторезистивного испарения в вакууме нанесено тонкоплёночное медное покрытие толщиной порядка 1 мкм, затем методом центрифугирования нанесён слой фоторезиста с последующим запеканием при температуре 100–200 °С. Полученные структуры подвергались воздействию лазерного излучения с использованием лазерной установки LS-2137U. Цель исследования: определить оптимальные режимы для избирательного удаления фоторезиста без повреждения медного подслоя с тем, чтобы реализовать возможность последующего электрохимического осаждения меди и в полученные «пустоты» и тем самым создать трёхмерную структуру, обеспечивающую электрический контакт между слоями.

Следует отметить, что адгезионная прочность соединения системы медь-кремний значительно ниже, чем у системы медь-фоторезист, поэтому непосредственное механическое удаление фоторезиста приводит к удалению меди с поверхности кремниевой пластины. Наиболее оптимальным является режим, при котором фоторезист удаляется с поверхности по механизму фотодеструкции, под действием лазерного излучения видимого и ближнего ультрафиолетового (УФ) диапазонов.

Как показывает эксперимент, исследуемую поверхность можно условно разделить на три зоны: зона 1 – непосредственно подвергаемая лазерному воздействию, соответствующая размеру пятна фокусировки, зона 2 – зона термического влияния и 3-я зона представляет собой область не подверженную лазерному излучению, так как находится достаточно далеко места локализации тепловых процессов.

Методом АСМ Проведены исследования топологии в пределах каждой из указанных зон. На рисунке 1 представлена топология поверхности в зоне 1.

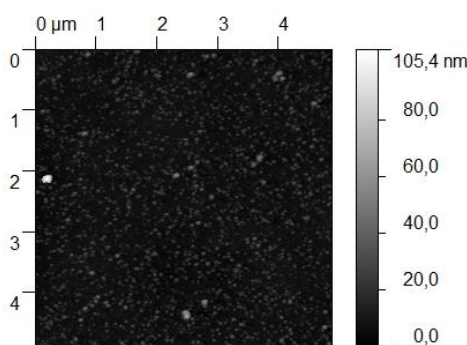


Рисунок 1 – Топология поверхности в зоне лазерного воздействия

Область, представленная на рисунке 1, имеет следующие характеристики: среднее значение высоты зерна (H) – 9,2 нм, $H_{min} = 0,0$ нм, $H_{max} = 105,4$ нм, асимметрия – 3,78, эксцесс – 32,5. Характеристики зёрен: средняя площадь зерна – $1,38 \times 10^{-15} \text{ м}^2$; средний размер зерна – 33,9 нм.

На рисунке 2 приведена топология в зоне термического влияния излучения.

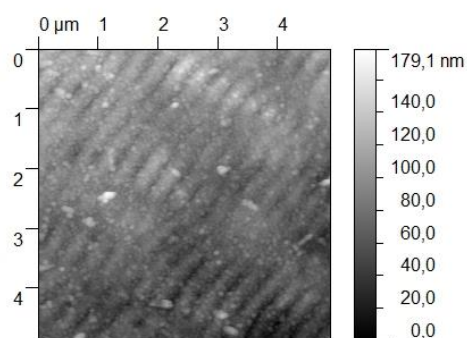


Рисунок 2 – Топология поверхности в зоне термического влияния лазерного излучения

Характеристики области, представленной на рисунке 2: среднее значение высоты зерна (H) – 81,0 нм, $H_{min} = 0,0$ нм, $H_{max} = 179,1$ нм, асимметрия – 0,0327, эксцесс – минус 0,3, средняя площадь зерна – $2,24 \times 10^{-15}$ м²; средний размер зерна – 40 нм.

На рисунке 3 представлена топология исходной поверхности.

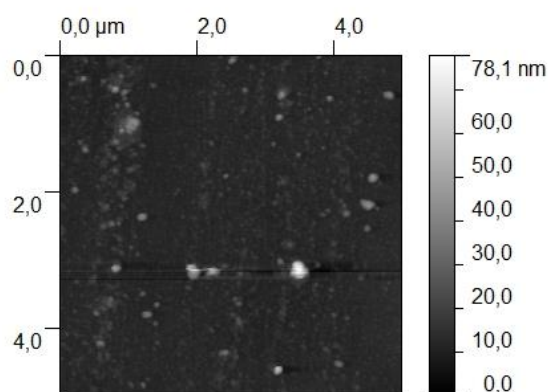


Рисунок 3 – Топология поверхности, не подвергаемой воздействию

Характеристики области, представленной на рисунке 3: среднее значение высоты зерна (H) – 13,28 нм, $H_{min} = 0,0$ нм, $H_{max} = 78,10$ нм, асимметрия – 6,69, эксцесс – 70,1, средняя площадь зерна – $4,8 \times 10^{-15}$ м²; средний размер зерна – 54 нм.

Таким образом, зона, непосредственно подвергаемая лазерному воздействию (рисунок 1), неоднородна по своей структуре по сравнению с зоной, не подвергаемой лазерному воздействию (рисунок 3), что является следствием агрессивного механизма лазерного воздействия. Удаление материала с поверхности происходит по механизму абляции, что приводит к беспорядочной структуре расположения зёрен медного подслоя на поверхности кремния. Однако такие зёрна вполне могут стать зародышами новой фазы при последующем электрохимическом осаждении меди. Определённый интерес представляет структура поверхности в зоне термического влияния (рисунок 2), представляющая собой периодическую структуру (с периодом порядка 0,3–0,5 мкм) в виде «волны», которая, видимо, является следствием распространения поверхностных термоупругих напряжений в процессе лазерного воздействия. Целесообразно дальнейшее исследование таких структур в виду их возможного использования в изделиях микроэлектроники.

А. Н. Купо¹, Н. Н. Федосенко¹, В. А. Емельянов²

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь,

²ОАО «ИНТЕГРАЛ» – управляющая компания холдинга «ИНТЕГРАЛ»,
г. Минск, Республика Беларусь

МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ МАТЕРИАЛОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ, СФОРМИРОВАННОГО ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

Современный уровень развития микроэлектроники требует разработки новых технологий для создания ее элементной базы. Методы лазерной импульсной активации электрохимической обработки материалов обладают рядом преимуществ: локальность воздействия, простота варьирования технологических параметров, отсутствие термоупругих напряжений

и микротрещин обрабатываемой поверхности. Разработка технологий получения микроэлектронных устройств с использованием лазерной активации требует глубокого научного исследования кинетики физико-химических процессов, протекающих в окрестности зоны термического влияния, создаваемой на поверхности материала лазерным излучением.

В данной статье представлены результаты исследования процесса лазерного электрохимического травления металлической фольги при различных технологических параметрах лазерного излучения. В экспериментах исследовались материалы, наиболее распространённые в изделиях микроэлектроники: медь и алюминий. Эксперимент проводился на установке, созданной на базе лазерного технологического комплекса «Квант-15», в котором использовался лазер с длиной волны генерации 1,06 мкм. Энергия в импульсе W варьировалась в пределах 5–10 Дж, частота следования импульсов ν 0,5–5,5 Гц, длительность импульса составляла $1\text{--}3\cdot 10^{-3}$ с. В качестве электродов электрохимической ячейки использовалась металлическая фольга толщиной 30 мкм. Анод, поверхность которого подвергалась лазерному воздействию, располагался в электролитической ячейке горизонтально под слоем электролита толщиной 1,5 мм, что обеспечивает пренебрежимо малое поглощение излучения электролитом. Рельеф зоны импульсного лазерного травления исследовался с помощью установки, созданной на базе профилометра П-252, управляемой с помощью компьютера. Измерения проводились с шагом $2\cdot 10^{-5}$ м. Трасса сканирования составляла $0,7\text{--}1,5\cdot 10^{-3}$ м, радиус кривизны сканирующей иглы – 10^{-5} м.

Осуществлен анализ факторов, влияющих на скорость травления металлов. Установлено, что на скорость травления материалов влияют состав и концентрация электролита, кристаллографическая ориентация поверхности, плотность анодного тока. При лазерной активации на скорость травления влияют такие технологические параметры лазерного излучения как энергия в импульсе, длина волны излучения, временной режим генерации.

Проанализировать кинетику локального травления металла, можно зная константы скорости реакций травления по нормальному и тангенциальному направлениям.

С точки зрения химической кинетики электрохимическое травление можно представить как физико-химический процесс, состоящий из двух стадий, каждая из которых характеризуется своей константой скорости. Изменение глубины ямки травления h и её радиуса r с течением времени травления могут быть представлены следующими эмпирическими соотношениями [1]:

$$h = h_0 \left[1 + \frac{1}{k_1 - k_2} \left(k_2 e^{-k_1 t} - k_1 e^{-k_2 t} \right) \right], \quad (1)$$

$$r = r_0 \left[1 + \frac{1}{k_3 - k_4} \left(k_4 e^{-k_3 t} - k_3 e^{-k_4 t} \right) \right], \quad (2)$$

где k_1, k_2 – коэффициенты скорости травления в вертикальном направлении;

k_3, k_4 – коэффициенты скорости травления в горизонтальном направлении.

На основе экспериментально полученных лазерным электрохимическим методом профиллограм травления металлической фольги при различной частоте следования лазерных импульсов и различном времени травления, рассчитаны соответствующие константы скорости. Например, для медной фольги, полученной при энергии 1 Дж в импульсе, частоте 2 Гц, длительности импульса 10^{-3} с и времени травления 195 с и на основании соотношений (1) и (2), рассчитаны константы скорости k_1, k_2, k_3 и k_4 . Для частоты следования 2 Гц они имеют значения $k_1 = 0,018\text{ с}^{-1}$, $k_2 = 0,017\text{ с}^{-1}$, $k_3 = 0,028\text{ с}^{-1}$, $k_4 = 0,026\text{ с}^{-1}$. Аналогичный анализ был проведен и для зон травления, полученных при частотах следования 1 и 5 Гц. В частности, показано, что увеличение частоты следования импульсов обуславливает рост констант скорости, как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях.

М. П. Купреев

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

АБРАЗИВНЫЙ ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ШЛИФОВАНИЯ ТРУДНООБРАБАТЫВАЕМЫХ СТАЛЕЙ

Введение. Эффективность шлифования и качество обработанной поверхности во многом зависит от применяемого абразивного инструмента. Одним из наиболее доступных методов совершенствования абразивного инструмента является импрегнирование его специальными составами. Хорошо работают круги, пропитанные серой. При взаимодействии серы со сталью в зоне резания создаются условия для образования сульфата железа – относительно легкообрабатываемого материала. Кроме этого, сера выступает в качестве твердой смазки. Из недостатков можно отметить незначительное разупрочнение обработанной поверхности, специфический запах серы и вредность для здоровья.

При шлифовании труднообрабатываемых сталей и сплавов эффективно применение абразивного инструмента из карбида кремния на керамической связке [1]. Коэффициент шлифования повышается в 1,4...1,5 раза, а стойкость по количеству обработанных изделий увеличивается в 1,2...1,3 раза (в сравнении с инструментом из электрокорунда). Существенным недостатком такого инструмента является низкая механическая прочность, что приводит к его повышенному износу и снижению производительности шлифования. Это объясняется тем, что керамическая связка не реакционноспособна к карбидокремневым зернам, и они удерживаются в черепке в основном за счет механического заклинивания в связке.

В работе [2] предлагается повысить прочность абразивного инструмента из карбида кремния добавкой в абразивную массу адгезионно-активных к керамической связке абразивных частиц наполнителя, например, электрокорунда. За счет армирования черепка частицами наполнителя повышает качество шлифования.

Режущие свойства также зависят от поровой структуры абразивов. Так, на ОАО «САЛЕО-ГОМЕЛЬ» для высокоточной шлифовки распределительных дисков, блоков цилиндров и других деталей используются высокопористые шлифовальные круги фирмы Rappold Winterthur с параметрами 11C120H15VP. Они изготавливаются из карбида кремния зернистостью 80...120 мкм (F80, F120), имеют высокую пористость (15 структура), очень мягкие – Н (М1). Эти круги хорошо зарекомендовали себя в работе. Структура круга 11C120H15VP представлена на рисунке 1. Он состоит из зерна зеленого карбида кремния зернистостью F80, керамической связки и пор размером 0,8–1,0 мм. Расстояние между порами 0,4–1,2 мм.



Рисунок 1 – Структура круга 11C120H15VP

Основная часть. Представленные данные свидетельствуют о перспективности исследований по совершенствованию абразивного инструмента для труднообрабатываемых сталей с использованием выгорающих наполнителей и карбида кремния. Отработка технологии проводилась на примере изготовления и испытания чашечного шлифовального круга ЧЦ 60х50х25, аналогичного по размерам кругу 11С120Н15VP. Для исследований выбрана абразивная масса, состоящая из зерна электрокорунда, карбида кремния и органического наполнителя разной зернистости.

Анализ структуры круга 11С120Н15VP и литературных данных показал, что большое применение в промышленности имеют крупнопористые абразивные инструменты, общая объемная пористость которых может быть от 35 % до 70 %, а величина пор от 0,5–1,0 мм и более. В связи с этим для исследования выбран порошок электрокорунда зернистостью F60 (250 мкм) и порошок карбида кремния F46 (320 мкм), а в качестве выгорающего наполнителя – новый органический наполнитель с размером частиц 320–630 мкм. Размер частиц наполнителя больше размера абразивного зерна в 1,5...2 раза, что позволяет получить высокопористый абразивный материал с большими порами.

На рисунке 2 представлен образец экспериментального шлифовального чашечного круга ЧЦ 60х48х25 25А F60 64С F46 15V из электрокорунда 25А зернистостью F60 (250 мкм), изготовленного с введением в формовочную массу 43–50 % (по массе) карбида кремния 64С и 10–15 % (по массе) и нового порообразующего органического наполнителя с размером частиц 320–630 мкм. Все круги не разрушились и не деформировались во время сушки и последующего обжига при скорости подъема температуры во время обжига 70 °С в час до 1 050 °С.



Рисунок 2 – Высокопористый экспериментальный шлифовальный круг
ЧЦ 60 х 50 х 25 25А F60 С64 F46 15V

В таблице 1 представлены характеристики и результаты производственных испытаний абразивных кругов, изготовленных из порошка электрокорунда 25А, в зависимости от содержания в формовочной массе карбида кремния 64С, керамической связки и порообразующего наполнителя. Из таблицы видно, что при содержании связки более 14 % шлифовальные круги получаются мягкими и сыпятся. Наилучшие эксплуатационные свойства имеют круги, изготовленные из шихты, содержащей 14 % (по массе) керамической связки и 10 % (по массе) порообразующего наполнителя. В процессе работы они не засаливаются, не сыпятся и обеспечивают достаточно большую глубину резания. Режущая способность и производительность указанных инструментов значительно выше обычных кругов из электрокорунда. Кроме того, высокопористый абразивный инструмент с карбидом кремния и обрабатываемый материал при работе нагреваются меньше, вследствие чего не наблюдается прижогов на обрабатываемой поверхности.

Таблица 1 – Характеристики и режущие свойства абразивных кругов, изготовленных из порошка электрокорунда 25А, в зависимости от содержания в формовочной массе карбида кремния 64С, керамической связки и нового органического порообразующего наполнителя с размером частиц 0,32–0,63 мм

№ опыта	Содержание электрокорунда 25А F25 в формовочной массе, масс. %	Содержание карбида кремния 64С F46 в формовочной массе, масс. %	Содержание керамической связки в формовочной массе, масс. %	Содержание порообразователя в формовочной массе, масс. %	№ Структуры	Характеристика работы при обработке деталей
1	57	43	15	12	15	Сыпится
2	50	50	13	15	15	Работает при глубине шлифования до 0,08 мм
3	50	50	14	10	10	Работает хорошо, не сыпится и не засаливается

В результате микроскопических исследований установлено, что при содержании наполнителя в формовочной массе до 12 % поры от него (после выгорания) занимают меньший объем, чем абразивное зерно, а ширина стенок между порами превышает их размеры. При содержании наполнителя в формовочной массе свыше 16 % после его выгорания ширина стенок между порами соответствует или меньше размерам пор. Абразивный материал приобретает при этом очень развитую губчатую структуру. Крупные поры в полученных абразивах заключены между стенками из абразивно-керамической массы (шлиф-зерно, сцементированное связкой). Наличие крупных пор и губчатая структура инструмента позволяет обрабатывать им такие материалы, как резину, пробку, кожу, войлок, а также мягкие горные породы и металлы, которые или совсем не могут обрабатываться обычными кругами, или обрабатываются плохо.

На ОАО «Борисовский завод «Автогидроусилитель» для шлифовки отверстий в различных деталях механизмов рулевого управления автомобилей с целью исключения прижогов применяются пропитанных серой абразивные круги 1,25x32x10 25A16CM1 50 м/с. В связи с вредностью паров серы были проведены исследования по замене этих кругов на пористые и на содержащие карбид кремния. При изготовлении пористых кругов в состав абразивной массы вводилось 5 % выгорающего наполнителя с размером частиц 0,2–0,35 мм. Круги с карбидом кремния содержали в своем составе 70 % шлифзерна электрокорунда белого 25А F80 и 30 % шлифзерна карбида кремния С64 F120.

Испытания проводились на станках:

Специальный внутришлифовальный с ЧПУ ОШ 636ФЗ, СОЖ ИНКАМ ОИЛ-14 ТУ 0258-011-42147065-2022 (на водной основе).

Специальный внутришлифовальный копировальный Bryant (Ц-2), СОЖ МР-10 ТУ 38.101973-85 (на масляной основе).

В результате испытаний установлено, что лучшие режущие свойства показали круги с карбидом кремния. Они имели сравнимую с пропитанными серой стойкость на всех станках. Прижогов на обработанной поверхности во время испытания не наблюдалось. Шлифкруги 1,25X32X10 25А 16 CM1 с карбидом кремния являются удовлетворительной заменой кругов 1,25x32x10 25а 16CM1 50 м/с, пропитанных серой и поставляются университетом на ОАО «Борисовский завод «Автогидроусилитель».

Закключение. В процессе исследований решен комплекс задач, необходимых для изготовления абразивного инструмента с высокими режущими свойствами, связанный с использованием нового порообразующего наполнителя, карбида кремния и легкоплавкой керамической связки.

Изучено влияние состава абразивной массы на прочностные и режущие свойства шлифовальных кругов на легкоплавкой керамической связке из смеси электрокорунда и карбида кремния при обработке легированных сталей. Установлено, что при температуре обжига 1050 °С карбид кремния окисляется незначительно и абразивный инструмент характеризуется высокой режущей способностью при содержании в шихте до 10 масс.% выгорающего органического порообразователя.

Литература

1. Абразивный инструмент: Пат. РФ 2215643 / В. М. Шумячер, В. А. Назаренко, С. А. Крюков, И. В. Дуличенко. – Оpubл. 10.11.2003, Бюл. № 31.

2. Крюков С. А. Технологические принципы проектирования и изготовления шлифовальных кругов путем совершенствования их структурно-механических характеристик: дис. док. техн. наук: 05.02.07 / С. А. Крюков. – Волжский, 2018. – 352 с.

**А. А. Маевский¹, К. Д. Данильченко¹, А. В. Семченко¹, В. В. Сидский¹,
Г. В. Чучева², Д. А. Киселёв², А. А. Бойко³, Л. В. Судник⁴, Н. В. Гапоненко⁵**

¹Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь,

²Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова
Российской академии наук, г. Москва, Российская Федерация,

³Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
г. Гомель, Республика Беларусь,

⁴Институт порошковой металлургии имени академика О. В. Романа,
г. Минск, Республика Беларусь,

⁵Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
г. Минск, Республика Беларусь

ИЗМЕРЕНИЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ СОСТАВОВ BST, SBTN, SBT

Введение. Тонкие пленки титаната бария-стронция ((Ba,Sr)TiO₃) (BST) широко применяются в различных областях, включая динамическую оперативную память (DRAM), благодаря своим уникальным диэлектрическим свойствам.

Кроме BST, для приложений в энергонезависимой памяти (NVRAM) существуют альтернативные материалы, такие как слоистые висмутовые оксиды с перовскитоподобной структурой, например, SrBi₂Ta₂O₉ (SBT). Эти материалы демонстрируют отличную устойчивость к усталости, показывая менее 5 % изменений в остаточной поляризации даже после 10¹² циклов переключения, что делает их перспективными кандидатами для использования в FRAM и NVRAM [1–2].

Установление возможности регулирования сегнетоэлектрических свойств плёнок на основе SBT путём изменения стехиометрического соотношения компонентов, выбора материала подложки и настройки параметров синтеза является актуальной научной задачей.

В случае золь-гель метода это включает выбор типа исходных реактивов, особенности гидролиза и температурные режимы обработки [3]. Актуальность исследования также обусловлена перспективами использования этих наноструктур для развития элементной базы современных сенсорно-информационных систем. Они способствуют миниатюризации и улучшению характеристик ячеек энергонезависимой памяти, что открывает новые возможности для повышения эффективности и функциональности электронных устройств.

Целью работы является установление зависимостей свойств тонких пленок и конденсаторных структур на их основе, синтезированных золь-гель методом

1. Измерение вольт-амперных характеристик тонкопленочных сегнетоэлектриков. Приготовление образцов BST осуществлялось на основе ацетата стронция. Для этого в ёмкость добавлялось расчетное количество гидроксида стронция ($\text{Sr}(\text{OH})_2$), после чего добавлялась уксусная кислота для получения ацетата стронция ($\text{Sr}(\text{CH}_3\text{COO})_2$). Раствор подогревали, перемешивали, и при наличии осадка добавляли дополнительное количество уксусной кислоты. После выпаривания объема раствора в два раза, его охлаждали для кристаллизации. Затем добавляли 2-метоксиэтанол и изопропиловый спирт, смешивали и оставляли для гидролиза. Аналогично, для синтеза ацетата бария ($\text{Ba}(\text{CH}_3\text{COO})_2$) использовали гидроксид бария ($\text{Ba}(\text{OH})_2$), подогревали и перемешивали раствор с уксусной кислотой, после чего проводили выпаривание и добавляли необходимые реактивы для завершения гидролиза. Далее смешивали растворы ацетатов стронция и бария с изопропоксидом титана, оставляя их для гидролиза и затем для окончательного формирования золя. Пленки наносили на подложки методом центрифугирования и подвергали отжигу при 800°C в течение одного часа.

Приготовление образцов SBT и SBTN включало отдельный гидролиз хлоридов стронция (SrCl_2), висмута (BiCl_3), тантала (TaCl_5) и ниобия (NbCl_5). Каждый компонент растворяли в толуоле, что позволяло избежать проблем, связанных с разными скоростями гидролиза, и обрабатывали ультразвуком для достижения однородности растворов. После этого растворы очищали центрифугированием и фильтрованием, а затем оставляли для созревания при комнатной температуре. Для нанесения пленок использовали метод центрифугирования на подложки из монокристаллического кремния с платиновым подслоем. Начальная скорость центрифугирования составляла 500 об/мин, которую затем увеличивали до 700–900 об/мин для равномерного распределения золя. После нанесения пленок проводили поэтапную термообработку при температурах 100 – 150°C , 200 – 250°C и 300 – 350°C для удаления растворителей и улучшения поликонденсации, а финальный отжиг осуществляли на воздухе при 650°C в течение 30–120 минут, после чего при 730°C в течение 30–60 минут для формирования перовскитной структуры. Таким образом, с использованием золь-гель метода получили высококачественные пленки BST, SBT и SBTN с контролируемой толщиной и однородностью, что обеспечило оптимальные условия для исследования их вольт-амперных характеристик.

На рисунке 1 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) трех типов сегнетоэлектрических пленок: BST (титанат бария-стронция), SBT (танталат висмута-стронция) и SBTN (танталат-ниобат висмута-стронция с добавлением ниобия).

График демонстрирует зависимость плотности тока (I) от приложенного напряжения (U) в диапазоне от 0 до 6 В для всех исследуемых образцов. Кривая ВАХ для пленки BST, обозначенная черными квадратами, свидетельствует о наибольшей проводимости пленки BST среди всех исследуемых материалов. С увеличением приложенного напряжения плотность тока растет почти линейно в диапазоне от 0 до 6 В. Это указывает на относительно высокую проводимость и низкое сопротивление данного материала, что может быть связано с его кристаллической структурой и составом. Высокая проводимость может быть обусловлена эффективным движением зарядов в структуре материала и меньшим количеством ловушек для носителей заряда.

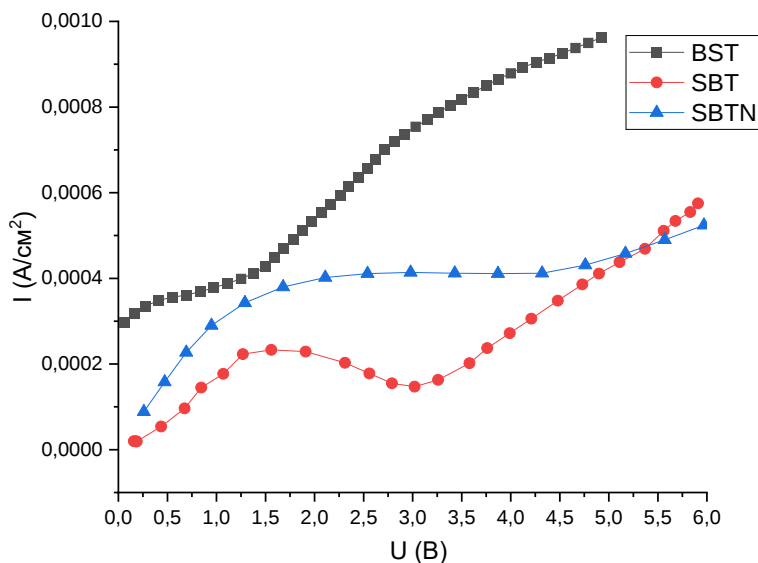


Рисунок 1 – Вольт-амперная характеристика BST (титанат бария-стронция), SBT (танталат висмута-стронция) и SBTN (танталат-ниобат висмута-стронция)

Кривая ВАХ для пленки SBT, обозначенная красными кругами, демонстрирует менее резкий рост плотности тока по сравнению с BST. В начальном диапазоне напряжений (от 0 до 2 В) наблюдается относительно пологий рост, после чего с увеличением напряжения до 6 В кривая становится более крутой. Это указывает на наличие барьера для проводимости, который преодолевается при увеличении напряжения. Вероятно, пленка SBT имеет более сложную структуру с большим количеством ловушек для носителей заряда, что объясняет ее более низкую проводимость по сравнению с BST.

Кривая ВАХ для пленки SBTN, обозначенная синими треугольниками, имеет схожую форму с кривой SBT, но с несколько более высокой проводимостью. В начальном диапазоне напряжений (от 0 до 2 В) рост плотности тока также незначительный, однако, после 2 В, наблюдается более крутой рост плотности тока, чем у SBT. Это может свидетельствовать о том, что добавление ниобия в состав SBTN приводит к улучшению проводимости по сравнению с SBT, возможно за счет создания дополнительных путей для движения зарядов или уменьшения числа ловушек для носителей заряда.

Сравнивая вольт-амперные характеристики (ВАХ) всех трех материалов, можно сделать вывод, что пленка BST обладает наибольшей проводимостью. Пленки SBT и SBTN, несмотря на более низкую проводимость, могут быть более подходящими для приложений, где важна высокая диэлектрическая проницаемость или другие специфические свойства сегнетоэлектриков, поскольку увеличение проводимости в сегнетоэлектрических пленках может ухудшать их свойства и ограничивать применение в FRAM-памяти.

Заключение. В ходе проведенных исследований золь-гель методом были синтезированы сегнетоэлектрические пленки титаната бария-стронция (BST), танталата висмута-стронция (SBT) и танталата-ниобата висмута-стронция (SBTN) с контролируемым составом и толщиной. Измерены их вольт-амперные и другие характеристики, которые продемонстрировали различия в проводимости и электрическом поведении пленок: пленка BST имеет наибольшую проводимость, тогда как пленки SBT и SBTN, обладают свойствами, полезными для сегнетоэлектрических приложений, требующих высокой диэлектрической проницаемости. Добавление ниобия в состав SBTN увеличило его проводимость по сравнению с SBT, что указывает на возможность целенаправленной модификации электрических свойств сегнетоэлектрических пленок путем изменения их состава.

Увеличение доли Nb приводит к возрастанию ёмкостей структур, росту значения коэффициента переключения, при этом для всех структур коэффициент переключения крайне низок. Образцы являются достаточно термостабильными, изменение ёмкости при нагревании составило не более 2 пФ. C_{max} в зависимости от частоты изменялась не более чем на 5 пФ, значения $tg\delta$ не превышает 0,055.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № T23РНФ-147) и Российского научного фонда (проект № 23-49-10014, <https://rscf.ru/project/23-49-10014/>).

Литература

1. Nanoscale Piezoelectric Properties and Phase Separation in Pure and La-Doped BiFeO₃ Films Prepared by Sol-Gel Method / A. V. Semchenko [et al.] // Materials. – 2021. – Т. 14, №. 7. – С. 1694.
2. Нанокompозитные материалы, содержащие комплексы редкоземельных элементов, для применения в солнечной энергетике / В. Е. Гайшун [и др.] // Проблемы физики математики и техники. – 2023 –. № 4(57). – С. 48–52.
3. Synthesis and Study of High-Performance Ferroelectric Materials for Advanced Non-Volatile Memory Devices / S. Khakhomov [et al.] // 7th International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT), Astrakhan, Russian Federation, 2023. – P. 1–4.

**В. В. Малютина-Бронская¹, А. Д. Замковец², Л. В. Баран²,
А. С. Кузьмицкая¹, И. Ю. Фролов¹**

¹Государственное научно-производственное объединение
«Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника»,
г. Минск, Республика Беларусь,

²Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси,
г. Минск, Республика Беларусь,

³Белорусский государственный университет,
г. Минск, Республика Беларусь

ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАНУЛИРОВАННЫХ НАНОСТРУКТУР СЕРЕБРА

Введение. Развитие современной науки и техники сопровождается высоким спросом на функциональные материалы нового поколения [1]. Среди таких материалов важное место занимают плазмонные наноструктуры, характеризующиеся наличием полос поверхностного плазмонного резонанса поглощения (ППРП) в видимом и ближнем ИК диапазонах [2]. Полосы ППРП чрезвычайно чувствительны к форме и размеру наночастиц, а также к диэлектрическим свойствам окружающей среды, что находит свое применение при разработке новых типов сенсоров [3, 4]. Способность плазмонных наноструктур значительно усиливать локальные поля вблизи поверхности металлической наночастицы используется при создании субстратов для ГКР, оптимизации характеристик светодиодов, фотоприемников и фотовольтаических ячеек [5–7]. Несмотря на имеющееся большое количество публикаций по плазмонике, вопросы установления взаимосвязи морфологии плазмонных структур с их оптическими и электрофизическими свойствами изучены пока недостаточно. Вместе с тем, такие исследования могут быть полезными при разработке новых функциональных оптоэлектронных элементов, в которых эффекты ближнего поля используются для управления фотоэлектрическими и оптическими характеристиками.

Для серебра достигается высокая добротность полосы ПППП [2], поэтому в настоящей работе рассматривается влияние лазерного излучения на фотоэлектрические свойства гранулированных наноструктур серебра.

Методы исследования. Гранулированные наноструктуры серебра (нч-Ag) изготавливались электронно-лучевым методом при давлении остаточных газов в рабочей камере $(1-2) \cdot 10^{-3}$ Па. Осаждение серебра производилось на подложки из непросветленного и просветленного германия (Ge и ZnS:CeF₃/Ge). Использовался монокристаллический германий для оптических применений [8]. Толщина просветляющего слоя ZnS:CeF₃ составляла порядка 1 мкм, а содержание CeF₃ в ZnS было равным 30 %. Скорость осаждения металла составляла $\sim 0,08$ нм/сек. Контроль толщины осаждаемой пленки осуществлялся фотометрически по уменьшению прозрачности контрольного образца из стекла в видимом диапазоне. Далее наноструктуры подвергались отжигу при температуре 90 °С. Спектры зеркального отражения образцов записывались на спектрометре «Proscan» (Беларусь) при угле падения излучения 10°. Морфология поверхности пленок исследовалась с помощью сканирующего зондового микроскопа NEXТ II (ООО «НТ-МДТ», Россия). Измерение продольных вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур нч-Ag/Ge и нч-Ag/ZnS:CeF₃/Ge проводилось с помощью автоматизированного базового лазерного испытательного комплекса с мультиспектральным источником лазерного излучения (набор лазерных диодов с длинами волн 405, 450, 520, 660, 780, 808, 905, 980 и 1 064 нм с общим оптоволоконным выводом и калиброванной мощностью излучения порядка 2 мВт. Все измерения были выполнены при комнатной температуре [9].

Обсуждение полученных результатов. На рисунке 1 приведен микроснимок поверхности отожженной при температуре 90 °С наноструктуры серебра, расположенной на стеклянной подложке. Анализ микрорельефа поверхности данной структуры показал, что она состоит из наночастиц со средним размером около 100 нм, находящихся в условиях плотной упаковки. Поскольку наноструктуры на стеклянной и на полупроводниковых подложках формировались в одинаковых условиях, то предполагается, что их морфологические характеристики достаточно близки. Схема измерения продольных вольт-амперных характеристик наноструктур приведена на рисунке 2.

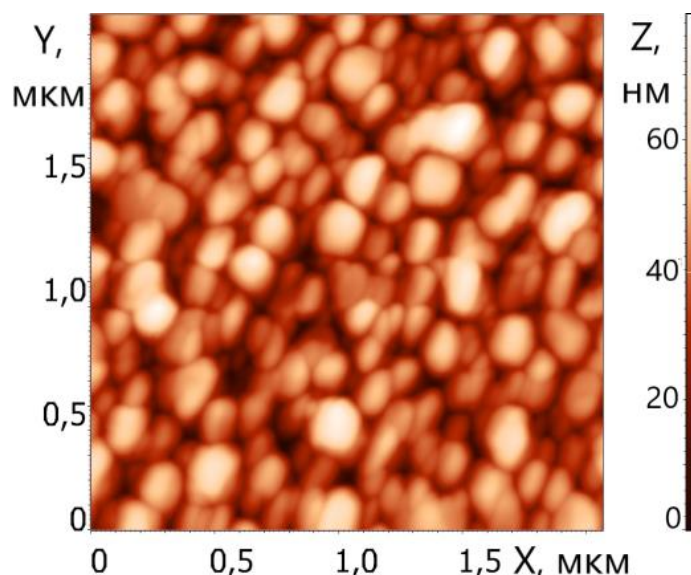


Рисунок 1 – 2D-изображение рельефа поверхности, отожженной при 90 °С пленки серебра

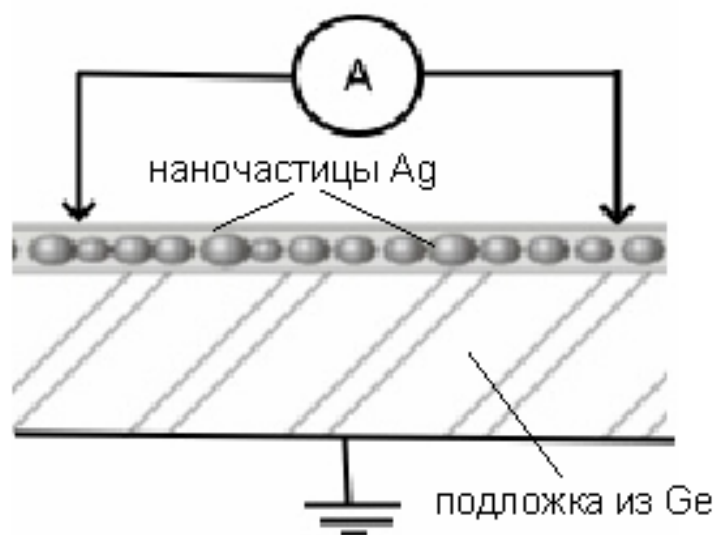


Рисунок 2 – Схема измерения продольных вольт-амперных характеристик структур нч-Ag/Ge и нч-Ag/ZnS:CeF₃/Ge

На рисунке 3 (а) (кривая 1) представлена спектральная характеристика отражения отожженной пленки серебра, расположенной на стеклянной подложке. Видно, что в области длин волн $\lambda = 400\text{--}500$ нм проявляется полоса ППРП с максимумом на $\lambda \sim 450$ нм. Кривые 2 и 3 на рисунке 3 (а) являются соответственно спектрами отражения германиевой подложки и отожженной пленки серебра на этой подложке. Как видно из рисунка 3а, контактирование наночастиц серебра с германием приводит к значительной модификации полосы ППРП, что связано с высокими значениями показателя преломления и коэффициента поглощения германия в видимом диапазоне.

На рисунке 3 (б) представлен спектр зеркального отражения структуры нч-Ag/ZnS:CeF₃/Ge. Для данной структуры характерно уменьшение максимального значения коэффициента отражения, по сравнению со структурой без просветляющего покрытия, и наличие интерференционных полос в области спектра $\lambda = 350\text{--}1100$ нм.

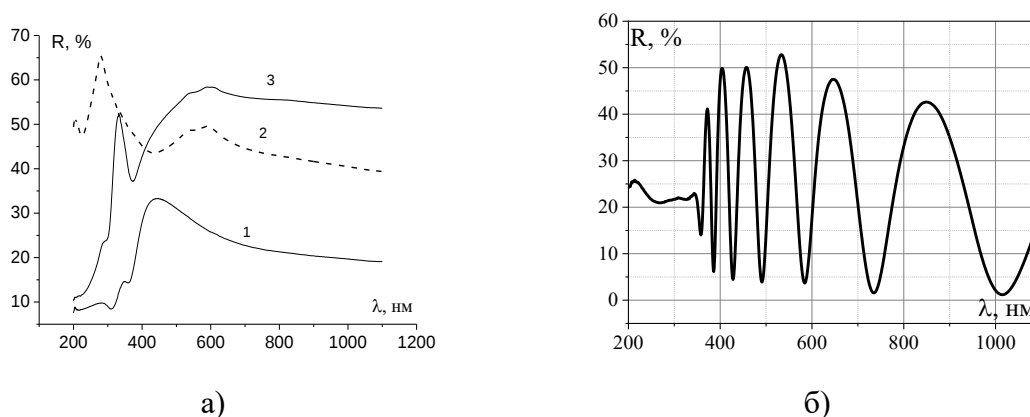


Рисунок 3 – (а) Спектры отражения структур нч-Ag /стекло (1), подложки из Ge (2) и нч-Ag/Ge (3), а также системы нч-Ag/ZnS:CeF₃/Ge (б)

На рисунке 4 (а) показаны зависимости спектральной чувствительности подложки из Ge (кривая 1) и структуры нч-Ag/Ge (кривая 2) от длины волны лазерного излучения. Аналогичные зависимости представлены на рисунке 4 (б) для систем ZnS:CeF₃/Ge (кривая 1) и нч-Ag/ZnS:CeF₃/Ge (кривая 2). Спектральная чувствительность S

$$S = (I_c - I_t) / \Phi,$$

где I_t и I_c – величины тока в темноте и при облучении соответственно;

Φ – мощность источника света рассчитывалась по результатам измерений ВАХ соответствующих образцов при напряжении смещения 5 В.

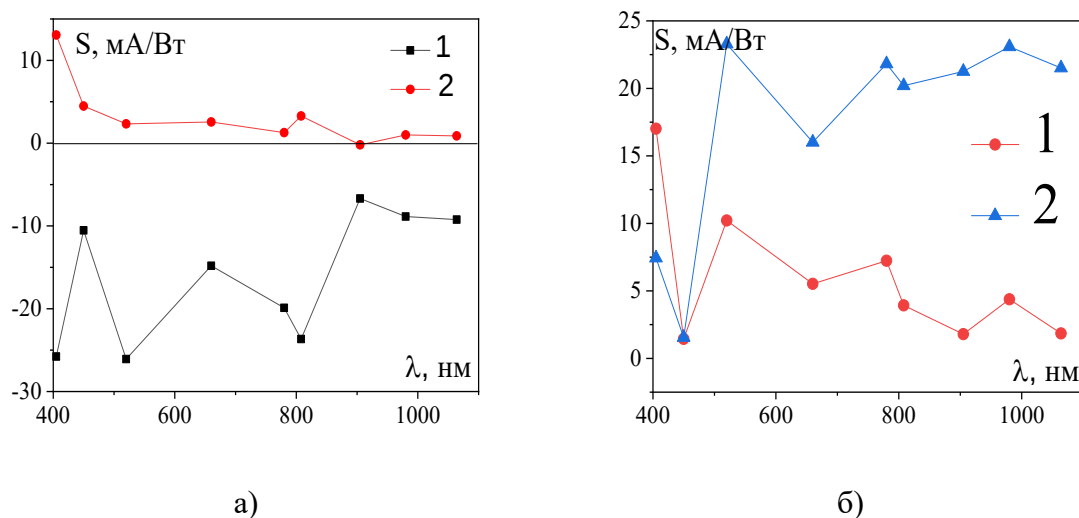


Рисунок 4 – Спектральная чувствительность структур: (а) Ge (1) и нч-Ag/Ge (2), а также (б) ZnS:CeF₃/Ge (1) и нч-Ag/ZnS:CeF₃/Ge (2)

Из рисунка 4(а) видно, что максимальная спектральная чувствительность 13 мА/Вт достигается на длине волны 405 нм. С увеличением λ чувствительность уменьшается и наблюдаются ее максимумы на длинах волн 660, 808 и 980 нм со значениями S , равными соответственно 2,59, 3,3 и 0,98 мА/Вт. Без слоя нч-Ag чувствительность S подложки из Ge имеет отрицательные значения.

Анализ рисунка 4(б) показывает, что присутствие нч-Ag на просветляющем покрытии ZnS:CeF₃ более, чем в 2 раза увеличивает чувствительность системы ZnS:CeF₃/Ge в области спектра $\lambda = 400$ –1100 нм (за исключением $\lambda = 450$ нм, где чувствительности ZnS:CeF₃/Ge и нч-Ag/ZnS:CeF₃/Ge одинаковы по величине). Максимум спектральной чувствительности структуры нч-Ag/ZnS:CeF₃/Ge достигается на длине волны 520 нм со значением порядка 23 мА/Вт. Из рисунка 4 видно, что чувствительность системы нч-Ag/ZnS:CeF₃/Ge также превышает по абсолютному значению чувствительность структуры нч-Ag/Ge в видимой области спектра.

Полученные результаты свидетельствуют об усилении фотоэлектрических свойств оптических полупроводниковых материалов Ge и ZnS:CeF₃/Ge при нанесении на их поверхность гранулированных наноструктур серебра.

Заключение. Исследованы оптические и фотоэлектрические свойства изготовленных электронно-лучевым методом и отожженных при температуре 90 °С гранулированных наноструктур серебра, расположенных на непросветленных (Ge) и просветленных (ZnS:CeF₃/Ge) подложках из монокристаллического германия для оптических применений. Установлено, что наличие наночастиц серебра со средним размером около 100 нм на данных подложках значительно увеличивает их спектральную чувствительность в видимой и ближней ИК-областях спектра. Полученные результаты свидетельствуют о возможном применении таких систем в фотоприемных устройствах.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке проекта БРФФИ № Ф23В-007.

Литература

1. Гусев, А. И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии / А. И. Гусев. – М. : Физматлит, 2005. – 416 с.
2. Kreibig, U. Optical Properties of Metal Clusters / U. Kreibig, M. Volmer. – Berlin : Springer, 1995. – 533 pp.
3. Morris, J. E. Resistance changes of discontinuous gold films in air / J. E. Morris // *Thin Solid Films*. – 1970. – Vol. 5, Iss. 5–6. – P. 339–353.
4. Thurstans, R. E. The electroformed metal-insulator-metal structure: a comprehensive model / R. E. Thurstans, D. P. Oxley // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2002. – № 35. – P. 802–809.
5. Dieringer, J. A. Surface enhanced Raman spectroscopy: new materials, concepts, characterization tools, and applications / J. A. Dieringer [et al.] // *Faraday Discuss.* – 2006. – Vol. 132. – P. 9–26.
6. Stuart, H. R. Island size effects in nanoparticle enhanced photodetectors / H. R. Stuart, D. G. Hall // *Applied Physics Letters*. – 1998. – Vol. 73, № 26. – P. 3815–3817.
7. Atwater, H. A. Plasmonics for improved photovoltaic devices / H. A. Atwater, A. Polman // *Nature Materials*. – 2010. – Vol. 9. – P. 205–213.
8. Каплунов, И. А. Оптические свойства и области применения германия в фотонике / И. А. Каплунов, В. Е. Роголин // *Фотоника*. – 2019. – Том 13, № 1. – С. 88–106.
9. Залесский, В. Б. Автоматизированный базовый лазерный испытательный комплекс для тестирования перспективных видов полупроводниковых фотоприемников / В. Б. Залесский [и др.] // *Приборостроение-2020: материалы 13-й Международной научно-технической конференции, 18–20 ноября 2020 года, Минск, Республика Беларусь* / редкол.: О. К. Гусев (председатель) [и др.]. – Минск: БНТУ, 2020. – С. 391–393.

Н. И. Мухуров, И. В. Гасенкова, И. М. Андрухович
Государственное научно-производственное объединение
«Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника»,
г. Минск, Республика Беларусь

ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ И ИХ СВОЙСТВА

Известно, что условия формирования анодного оксида алюминия оказывают существенное влияние на характеристики оксида, в том числе морфологические: диаметр пор, межпоровое расстояние, пористость, упорядочение в расположении пор и др. Периодические изменения напряжения и/или тока во время анодирования способствуют формированию чередующихся слоев оксида с различной пористостью и возникновению в таких структурах фотонных запрещенных зон (ФЗЗ). Фотонно-кристаллические (ФК) структуры анодного оксида алюминия были получены в электролитах на основе серной, селеновой, щавелевой кислот и в различных режимах анодирования с прямоугольными и синусоидальными профилями [1, 2]. Была показана возможность и изучены свойства состоящего из 165 периодов фотонного кристалла, полученного в сложном электролите [3]. Однако условия для получения заданных спектрального положения, наилучших интенсивности и ширины ФЗЗ, количества периодов практически не описаны. Период структуры и показатель преломления определяют спектральное положение и ширину ФЗЗ и изменяются при варьировании состава и температуры электролита, напряжения и/или тока анодирования, электрического заряда, прошедшего во время формирования одного периода фотонно-кристаллических структур. Влияние указанных параметров рассмотрено в настоящей работе для полученных в сернокислых электролитах фотонных структур.

Методика. Фотонно-кристаллические структуры анодного оксида алюминия сформированы методом анодирования алюминия чистотой 99,99 % в двухэлектродной ячейке с использованием автоматического регулирования процесса. Как и в работе [4], алюминий предварительно полировали в смеси ортофосфорной кислоты и оксида хрома.

В качестве электролита использовали 1,1М H₂SO₄ в водном растворе и 1,0 М серную кислоту в растворе воды с добавлением этиленгликоля различной концентрации (50:50 об.% и 75:25 об.%). Плотность тока варьировали в пределах одного периода от 0,4 до 2,27 мА/см² и 0,4–1,8 мА/см² в электролите на основе серной кислоты и с добавкой этиленгликоля, соответственно. Минимальное число периодов анодирования составляло 52, максимальное 230 при исследовании влияния количества периодов на спектральное положение фотонных зон в электролите 1,1М H₂SO₄. Затраченный на формирование одного периода структуры (площадь 1 см²) электрический заряд был равен 0,44 Кл и изменялся до 0,59 и 0,66 Кл при определении влияния величины периода на свойства фотонных зон. Свойства структуры в зависимости от температуры электролита определяли при изменении температур от 7 до 17 °С с шагом 5 °С в электролите состава 1М H₂SO₄ в растворе воды и этиленгликоля (75:25 об.%).

Спектрофотометры MC 122 Proscan special instrument при угле падения излучения относительно вертикали к поверхности образцов 10° и РВ 2 201 при углах падения излучения на поверхность 25°–55° были использованы для измерения спектров пропускания и зеркального отражения в диапазоне длин волн от 190 до 1100 нм с шагом длины волны 1 нм.

Результаты и обсуждение. На рисунке 1 представлены спектры зеркального отражения ФК структур на алюминии, сформированных в H₂SO₄ при различном количестве периодов. Видно, что в определенной области длин волн коэффициент отражения имеет высокое значение, порядка 80–84 % при 52–67 периодах, практически не изменяясь с увеличением числа периодов до 230. Кроме этого, на спектрах в длинноволновой области присутствуют области малого отражения с осцилляциями Фабри–Перо, интенсивность которых убывает по мере увеличения количества периодов. В коротковолновой области осцилляции не разрешены. Спектральное положение ФЗЗ смещается в сторону более коротких длин волн при увеличении количества периодов структуры: 478 нм при 52 (рисунок 1(а)), 476 нм при 67, 375 нм при 230 периодах (рисунок 1 (б)). Такое поведение ФЗЗ обусловлено изменением пористости верхних слоев АОА вследствие их химического травления при формировании, что приводит к изменению эффективного показателя преломления в соответствии с формулой:

$$n_{эф}^2 = n_{Al_2O_3}^2 (1 - P) + P,$$

где $n_{Al_2O_3}$ – показатель преломления стенок ячеек анодного оксида;

P – пористость анодного оксида.

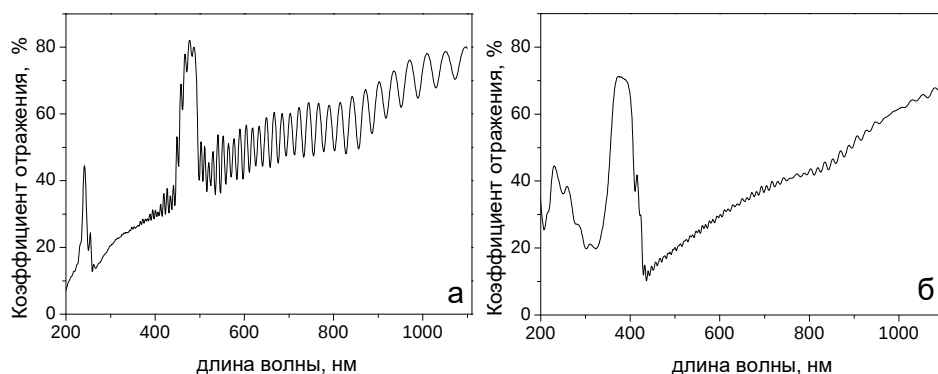


Рисунок 1 – Спектры зеркального отражения при угле 10° образцов ФК, сформированных в 1,1М растворе H₂SO₄ при количестве периодов: (а) 52; (б) 230

В верхних слоях фотонного кристалла показатель преломления имеет меньшее значение по сравнению с нижними слоями. Это согласуется с данными, приведенными в [2].

Поскольку наблюдается расширение пор в процессе анодирования, то можно ожидать изменение пористости фотонного кристалла при его отделении жидкостным травлением от алюминия. Это также приведет к изменению положения ФЗЗ.

На рисунках 2, 3 представлены спектры зеркального отражения при угле 10° и пропускания структур, полученных в электролите с 50 % этиленгликоля и отделенных от алюминия в водном растворе HCl и CuCl₂ при температуре $22 \pm 1^\circ\text{C}$ в течение 15–20 минут.

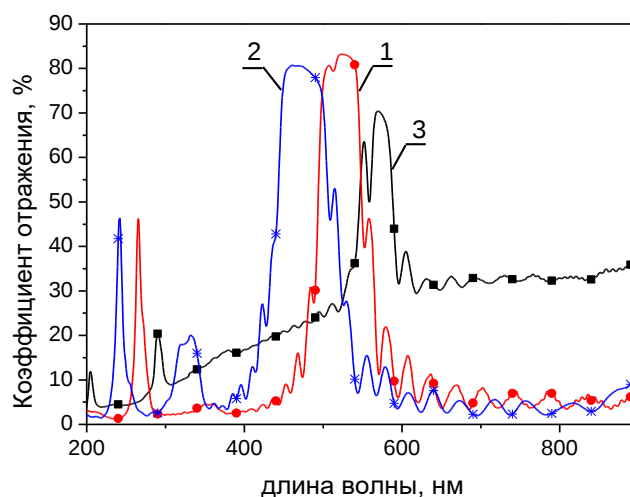


Рисунок 2 – Спектры отражения образцов ФК отделенного от подложки (1), отделенного от подложки и травленного (2), на алюминии (3)

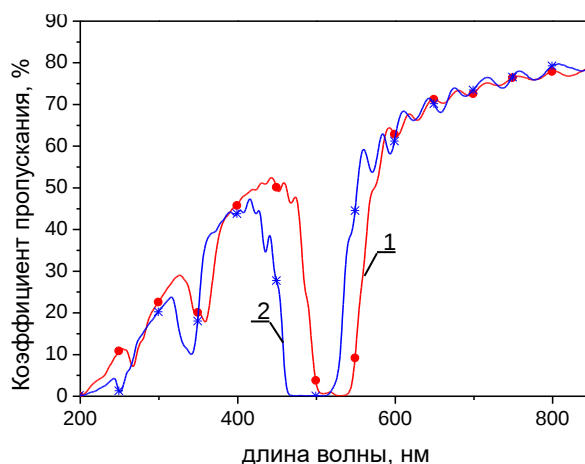


Рисунок 3 – Спектры и пропускания образцов ФК отделенного от подложки (1), отделенного от подложки и дополнительно травленного (2)

Виден сдвиг положения ФЗЗ в область более коротких длин волн при формировании отделенных от алюминия структур. Отделение в течение 15–20 мин в растворе приводит к сдвигу с 572 до 519 нм, и дополнительное травление в течение 15 мин до 463 нм (рисунок 2). Положение ФЗЗ в спектрах пропускания (рисунок 3) совпадает с его положением в спектрах отражения. Коэффициент отражения достигает 83 %, а коэффициент пропускания понижается с 58 % до 0,1 %.

На рисунке 4 приведены спектры зеркального отражения структур, полученных в водных растворах серной кислоты и 25 % этиленгликоля, с разной величиной периода ФК,

которую изменяли путем заданного количества, пропущенного через электролит заряда. С увеличением периода положение зоны смещается в сторону длинных волн, что согласуется с законом Брэгга–Снелла:

$$m\lambda = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta},$$

где m – порядок отражения;

λ – длина волны, соответствующая максимуму коэффициента отражения, нм;

d – период структуры, нм;

θ – угол отражения, при котором снят спектр.

При увеличении температуры электролита наблюдается снижение напряжения анодирования с 19,4 В при 7 °С до 15,4 В при 12 °С и 10,9 В при 17 °С. Такое изменение приводит к уменьшению межпорового расстояния анодного оксида алюминия, поскольку оно пропорционально напряжению с коэффициентом порядка 2,5, что увеличивает пористость оксида. Повышение температуры также приводит к росту пористости вследствие увеличения диаметра пор из-за активизации процесса травления стенок анодного оксида. Следовательно, увеличение пористости приводит к уменьшению эффективного показателя преломления и изменению положению ФЗЗ. Вид спектров зеркального отражения образцов ФК, полученных при различной температуре (рисунок 5), подтверждают смещение положения ФЗЗ в коротковолновую область.

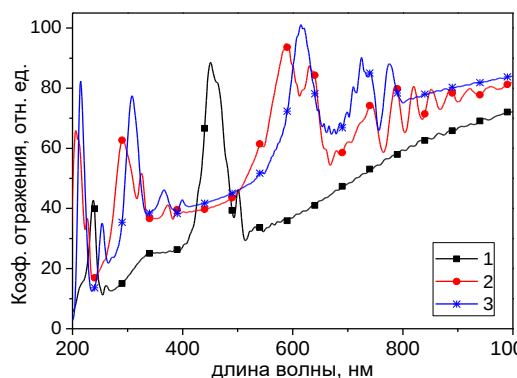


Рисунок 4 – Спектры отражения ФК при угле падения 45° с Q 0,44 Кл/см² (1), 0,59 Кл/см² (2), 0,66 Кл/см² (3)

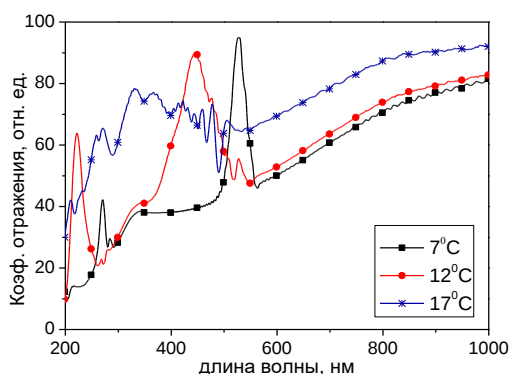


Рисунок 5 – Спектры отражения при угле 45° образцов ФК, полученных при различной температуре

Закключение. Таким образом, условия формирования оказывают существенное влияние на спектральное положение и ширину фотонной запрещенной зоны. Она смещается в коротковолновую сторону при увеличении температуры формирования и при

увеличении количества периодов структуры, а рост величины периода приводит к сдвигу в длинноволновую область, что согласуется с моделью эффективной среды для описания ФК структур. При формировании фотонно-кристаллических структур с заданным спектральным положением необходимо учитывать химическое растворение стенок пор в процессе роста и компенсировать неизбежное уменьшение показателя преломления для постоянства оптического пути. Это достигается уменьшением количества заряда, прошедшего во время формирования периода. Для получения отделенных от алюминия ФК структур лучше использовать инертные по отношению к оксиду алюминия растворы. Иначе придется учесть сдвиг положения зоны, для этого эмпирическим путем определить скорости растворения АОА при разных температурах, изменение пористости и, соответственно, показателя преломления.

Литература

1. Santos, A. Nanoporous Anodic Alumina Photonic Crystals: Fundamentals, Developments and Perspectives / A. Santos // J. Mater. Chem. C. – 2017. – Vol. 5, №23. – P. 5581–5599.
2. Kushnir, S. E. Thickness-dependent iridescence of one-dimensional photonic crystals based on anodic alumina / S. E. Kushnir, K. S. Napolskii // Materials & Design – 2018. – Vol. 144. – P. 140–150.
3. Гасенкова, И. В. Анодирование алюминия в вязком электролите для формирования одномерных фотонных кристаллов / И. В. Гасенкова, Н. И. Мухуров, И. М. Андрухович // Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-тэхнічных навук. – 2023. – Т. 68, № 1. – С. 7–17.
4. Гасенкова, И. В. Угловые зависимости спектров зеркального отражения и цвета анодного оксида алюминия со свойствами фотонного кристалла / И. В. Гасенкова, Н. И. Мухуров, И. М. Андрухович // Нано- и микросистемная техника. – 2024. – Т. 26, № 1. – С.18–24.

**Ю. В. Никитюк¹, Г. А. Баевич¹, А. В. Максименко¹, В. В. Ким²,
Ш. Р. Камалов², И. Ю. Аушев³**

¹Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь,

²Институт ионно-плазменных и лазерных технологий имени У. А. Арифова
Академии Наук Республики Узбекистан,
г. Ташкент, Республика Узбекистан,

³Университет гражданской защиты,
г. Минск, Республика Беларусь

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И НЕЙРОСЕТЕВОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ СТАЛИ 30ХГСН2А

Для формирования заданных свойств поверхности изделий при сохранении свойств основного материала в настоящее время используются различные технологии: ионная обработка, газопламенная обработка, электронно-лучевая обработка и т. д. При этом лазерные технологии являются наиболее перспективными при обработке деталей машиностроительного назначения. К ключевым особенностям данных технологий относятся создание покрытий из различных материалов, гибкость, производительность, возможность обрабатывать изделия практически любых размеров и геометрии. Технологии лазерной обработки образуют группы, основанные на нагреве, плавлении и ударном нагружении материала

в зависимости от плотности излучения лазерного излучения и времени его воздействия. Среди технологий лазерной обработки широкое распространение получили легирование, закалка и наплавка. Лазерное легирование является высокоэффективным методом улучшения поверхностных свойств металлов и отличается от других методов обработки тем, что позволяет изменять состав и структуру поверхностного слоя изделия с помощью высокоэнергетического воздействия лазера, что обеспечивает высокую точность обработки и улучшение эксплуатационных характеристик материала [1, 2].

Распределение температур в обрабатываемом материале при лазерном воздействии является ключевой характеристикой, определение которой позволяет оптимизировать параметры обработки. При моделировании процессов лазерной обработки для расчета температурных полей в настоящее время широко применяется программа конечно-элементного анализа ANSYS. Также эффективным инструментом, успешно используемым для исследования лазерной обработки, являются искусственные нейронные сети. В ряде случаев при моделировании процессов лазерной обработки используется сочетание метода конечных элементов и искусственных нейронных сетей [3–8].

В данной работе создана математическая модель процесса лазерного легирования поверхностей сталей, учитывающая температурные зависимости теплофизических свойств материалов, конвективный теплообмен и излучение с обрабатываемой поверхности. Определение температурного поля осуществлялось с применением программы конечно-элементного анализа ANSYS Workbench.

Расчетная модель представляет собой пластину из стали 30ХГСН2А размерами 3х3х1 мм, на поверхность которой нанесен слой обмазки толщиной 100 мкм, содержащий легирующие элементы и выгорающий при достижении температуры испарения связующего материала. При этом обеспечивается образование равномерно оплавленного слоя толщиной $h_{\text{лег}}$. Расчетная модель состоит из 12 768 элементов и 51 624 узлов (рисунок 1).

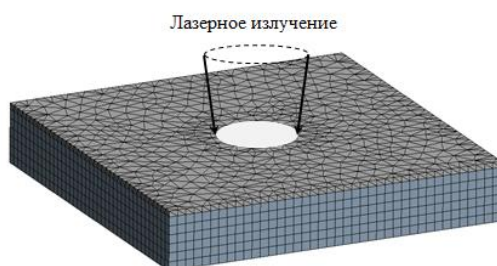


Рисунок 1 – Конечно-элементная модель

На поверхность обмазки осуществляется воздействие излучением импульсного YAG:Nd⁺³-лазера, работающего в режиме свободной генерации. Форма импульса представлена на рисунке 2.

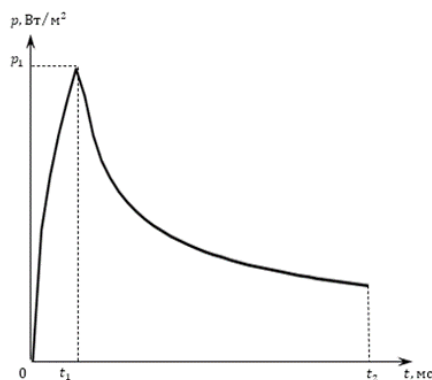


Рисунок 2 – Форма импульса лазерного излучения

Распределение плотности мощности импульса во времени задавалось в виде:

$$p(t) = \begin{cases} \frac{2T_m\lambda}{t_1\sqrt{\alpha\pi}}\sqrt{t}, & 0 < t \leq t_1 \\ \frac{2T_m\lambda}{t_1\sqrt{\alpha\pi}}(\sqrt{t} - \sqrt{t-t_1}), & t_1 < t \leq t_2 \end{cases},$$

где: λ – удельная теплопроводность легирующего материала;

α – температуропроводность легирующего материала;

T_m – температура плавления легирующего материала;

t_1 – время окончания первого фронта импульса;

t_2 – время окончания второго фронта импульса.

Импульс имеет крутой первый фронт, достигающий максимального значения, соответствующего плотности мощности, необходимой для плавления легирующего компонента на поверхности основы, убывающий второй фронт, обеспечивающий плавление всего слоя легирующего компонента и металла основы на заданную глубину с минимальным испарением, а также перемешивание фаз в зоне ванны расплава и кристаллизацию жидкой фазы.

Количество поглощенной материалом энергии определялось свойствами поверхности основного материала и толщиной обмазки.

Расчеты были выполнены для 60 вариантов входных параметров, 55 из которых были использованы для обучения искусственных нейронных сетей, а 5 для тестирования (таблица 1).

Для формирования искусственных нейронных сетей был использован оптимизатор Adam, функция потерь MSE и функция активации ReLU. Обучение нейронной сети осуществлялось на протяжении 300 эпох. В результате было обучено 16 искусственных нейронных сетей с количеством нейронов в двух скрытых слоях от 5 до 20 с шагом 5.

Таблица 1 – Тестовый набор данных

N	P_0 , Вт/м ²	t_1 , мс	t_2 , мс	T_1 , °C	T_2 , °C
1	1,8E+09	1	4	3 155,6	2 798,4
2	9E+08	0,5	6	1 106,6	1 067,4
3	6E+08	1	8	1 065,0	1 017,0
4	9E+08	1	8	1 587,4	1 515,3
5	1,2E+09	0,5	4	1 468,0	1 351,1

Для оценки полученных моделей использовались следующие критерии: средняя абсолютная ошибка (англ. MAE), средняя квадратичная ошибка (англ. RMSE), средняя абсолютная процентная ошибка (англ. MAPE) и коэффициент детерминации R^2 .

На рисунке 3 показаны тепловые карты, иллюстрирующие распределение валидационных ошибок MAPE при определении максимальных значений температуры T_1 .

Вертикальная и горизонтальная оси показывают соответственно количество нейронов в первом и втором скрытых слоях искусственной нейронной сети, а интенсивность цветового кодирования показывает величину ошибки: увеличение ошибки происходит при переходе от светлого тона к темному.

Наилучшие результаты при определении значений максимальных температур в зоне обработки показала нейронная сеть с архитектурой [3-5-15-2]. В таблице 2 представлены результаты оценки, соответствующей нейросетевой модели.

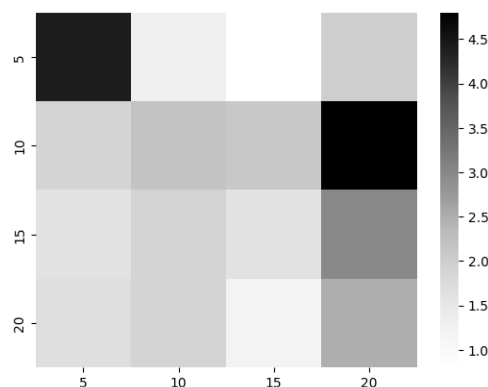


Рисунок 3 – Тепловая карта распределения MAPE при определении T_1

Таблица 2 – Результаты оценки нейросетевой модели

Критерий	T_1	T_2
RMSE	15,4 К	16,6 К
MAE	13,8 К	14,9 К
MAPE	0,8 %	1,0 %
R2	0,9996	0,9993

Результаты оценки полученной модели позволяют сделать вывод о необходимом соответствии с результатами конечно-элементных расчетов. Из данных, приведенных в таблице 2, видно, что нейросетевые модели обладают высокой эффективностью при прогнозировании выходных параметров процесса лазерного легирования стали 30ХГСН2А.

Литература

1. Григорьянц, А. Г. Основы лазерной обработки материалов / А. Г. Григорьянц. – М.: Машиностроение, 1989. – 304 с.
2. Технология формирования износостойких покрытий на железной основе методами лазерной обработки / О. Г. Девойно [и др.]. – Минск: БНТУ, 2020. – 280 с.
3. Применение метода конечных элементов и искусственных нейронных сетей для определения параметров лазерной обработки стали 12Х18Н9Т / Ю. В. Никитюк [и др.] // Вестник ГГТУ имени П. О. Сухого: научно-практический журнал. – 2022. – № 1. – С. 48–55.
4. Оптимизация параметров обработки стали 12Х18Н9Т круглыми лазерными пучками / Ю. В. Никитюк [и др.] // Вестник ГГТУ имени П. О. Сухого. – 2022. – № 2(89). – С. 17–24.
5. Optimization of 12X18H9T-Steel Processing by Ring Laser Beams / G. A. Bayevich [et al.] // Science & Technique. – 2023. – № 22(3). – 186–192. (In Russ.). <https://doi.org/10.21122/2227-1031-2023-22-3-186-192>.
6. Parameters optimization of pulsed laser cladding of steel 30KHGSN2A using a genetic algorithm / Yu. V. Nikitiuk, G. A. Bayevich, A. V. Maximenko, I. Yu. Aushev // Vestnik Gomel'skogo gosudarstvennogo tekhnicheskogo universiteta imeni P. O. Sukhogo. – 2024. – № 1(96). – P. 63–71.
7. Yurkevich, S. N. Laser surfacing of components of 30KhGSA steel without reducing the physical-mechanical properties of the base material / S. N. Yurkevich, V. N. Myshkovets, A. V. Maksimenko // Welding International. – 2004. – Vol.18, № 10. – P. 829–830.
8. Юркевич, С. Н. Восстановление деталей из стали 30ХГСН2А наплавкой методом лазерной сварки / С. Н. Юркевич, В. Н. Мышковец, А. В. Максименко // Справочник. Инженерный журнал. – 2004. – № 5. – С.11–12.

Ю. В. Никитюк¹, Л. Н. Марченко¹, А. Ф. Васильев¹, Ю. В. Бруттан²

¹Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь,

²Псковский государственный университет,
г. Псков, Российская Федерация

РАЗРАБОТКА НЕЙРОСЕТЕВЫХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ УПРАВЛЯЕМОГО ЛАЗЕРНОГО РАСКАЛЫВАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КВАРЦА

Введение. Актуальность разработки технологии управляемого лазерного раскалывания кристаллического кварца обусловлена растущими требованиями к точности и качеству обработки хрупких неметаллических материалов в таких областях, как микроэлектроника, оптоэлектроника и производство высокоточных оптических приборов. Традиционные механические и лазерные методы обработки, несмотря на их широкое применение, имеют существенные ограничения, связанные с образованием микротрещин, неконтролируемым разрушением материала и низкой скоростью обработки. Поэтому возникает необходимость поиска новых подходов, которые позволят повысить эффективность и качество резки кристаллического кварца.

Технология управляемого лазерного раскалывания предлагает принципиально новый подход к обработке хрупких материалов, который основан на создании локальных термоупругих напряжений в материале за счет комбинированного воздействия лазерного излучения и охлаждающей среды. Лазерное излучение вызывает нагрев материала, а последующее охлаждение приводит к возникновению напряжений, которые инициируют контролируемое образование разделительной трещины. Преимуществами данной технологии являются высокая точность резки, минимальное повреждение материала, а также возможность обработки сложных форм и контуров [1].

Для исследования и оптимизации процессов лазерного раскалывания хрупких неметаллических материалов широко применяются методы конечно-элементного моделирования, которые позволяют детально анализировать распределение температурных полей, напряжений и деформаций в материале в процессе обработки [2–6]. Однако данные модели требуют значительных вычислительных ресурсов и времени, что ограничивает их применение для оперативного анализа и оптимизации технологических параметров. В связи с этим возрастает интерес к использованию метамоделирования, которое позволяет существенно сократить вычислительные затраты за счет создания упрощенных, но достаточно точных моделей на основе данных, полученных с помощью конечно-элементного моделирования [7].

В последние годы активно развиваются методы машинного обучения и нейросетевого моделирования, которые успешно применяются для анализа и прогнозирования различных процессов, в том числе и лазерной обработки материалов. Нейросетевые модели демонстрируют высокую эффективность при обработке больших объемов данных, что делает их перспективным инструментом для оптимизации технологических параметров и повышения качества обработки [8–14].

В рамках данной работы проведено конечно-элементное моделирование процесса управляемого лазерного термораскалывания кристаллического кварца. Далее полученные данные использовались для разработки нейросетевых моделей, которые позволяют прогнозировать параметры обработки. Такой подход открывает новые возможности для повышения точности и эффективности резки хрупких материалов, что особенно важно для современных высокотехнологичных производств.

1. Моделирование. Моделирование температурных полей и термоупругих напряжений, возникающих в процессе управляемого лазерного раскалывания кристаллического кварца, проводилось в квазистатической постановке с использованием несвязанной задачи термоупругости. В качестве исходных данных для расчетов были взяты физические свойства кристаллического кварца, описанные в [4]. Исследования выполнялись на квадратных пластинах с размерами 20×20 мм, при этом толщина образцов варьировалась в диапазоне от 0,5 до 2 мм. Моделирование осуществлялось для условий воздействия лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм.

В процессе моделирования применялись стандартные начальные ориентации кристаллических образцов квадратной формы. Для каждого из трех срезов направление движения лазерного пучка было согласовано с кристаллографическими осями, расположенными в соответствующей плоскости обработки. Следует отметить, что в соответствии с [15] для обозначения срезов использовались две буквы, указывающие на кристаллографические оси, вдоль которых ориентирован кристаллический элемент. Первая буква обозначает ось, направленную вдоль толщины образца, а вторая – ось, совпадающую с его длиной.

Расчет термоупругих полей, формируемых в монокристаллической кварцевой пластине в результате последовательного лазерного нагрева и воздействия хладагента, осуществлялся для трех различных вариантов: I – анализ среза zy при перемещении лазерного пучка в направлении оси X ; II – анализ среза xz при перемещении лазерного пучка в направлении оси X ; III – анализ среза xy при перемещении лазерного пучка в направлении оси Z .

На рисунке 1 представлены схемы расположения зон воздействия лазерного излучения и хладагента в плоскости обработки для трех вариантов обработки, исследуемых в данной работе. Позицией 1 отмечен лазерный пучок, позицией 2 – хладагент, позицией 3 – лазерно-индуцированная трещина, позицией 4 – кварцевая пластина. Горизонтальной стрелкой на рисунке указано направление движения обрабатываемого образца относительно лазерного пучка и хладагента.

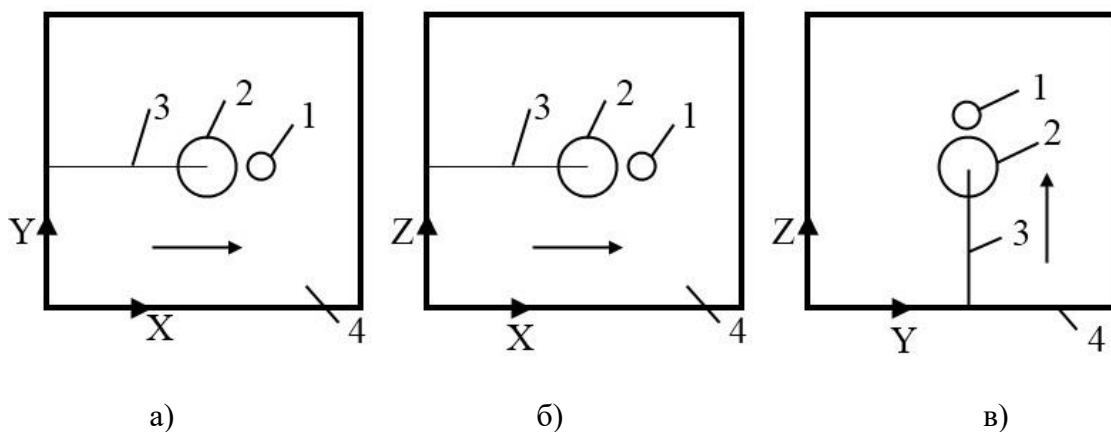


Рисунок 1 – Схемы расположения зон воздействия лазерного излучения и хладагента в плоскости обработки: а) I вариант обработки; б) II вариант обработки; в) III вариант обработки

Для проведения численного эксперимента в модуле DesignXplorer программы ANSYS был сформирован центральный композиционный план. В качестве факторов были использованы: P1 – скорость обработки V , P2 и P3 – соответственно большая полуось A и малая полуось B эллиптического лазерного пучка, P4 – мощность P CO_2 -лазера, P5 – толщина кварцевой пластины H . В соответствии с планом численного эксперимента расчеты выполнялись для 27 комбинаций факторов с определением значений максимальных температур T_1 , T_2 , T_3 соответственно для трех вариантов обработки квадратной

кварцевой пластины, описанных выше, и трех соответствующих значений максимальных напряжений растяжения S1, S2, S3, действующих перпендикулярно фронту лазерно-индуцированных трещин.

Моделирование процесса обработки на основе искусственных нейронных сетей проводилось с использованием библиотеки TensorFlow. Для исследования была выбрана нейронная сеть – многослойный перцептрон. В качестве функции активации применялась ReLu, функции потерь показатель MSE. Оптимизация модели осуществлялась на основе оптимизатора Adam. Обучение нейронных сетей проводилось в течение 300 эпох. Исходные данные включали 27 вариантов центрального композиционного плана, которые были дополнены 100 вариантами конечно-элементных расчетов, 10 из которых были использованы для тестирования нейросетевых моделей (таблица 1).

Для оценки качества построенных моделей применялись следующие метрики: средняя абсолютная ошибка (MAE), средняя квадратичная ошибка (RMSE), средняя абсолютная процентная ошибка (англ. MAPE) и коэффициент детерминации R^2 . Результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Тестовый набор данных

N	P1 (V, /с)	P2 (А,м)	P3 (В,м)	P4 (Р, Вт)	P5 (Н,м)	T1, °К	T2, °К	T3, °К	S1, МПа	S2, МПа	S3, МПа
1	0,013	0,001	0,001	39	0,0008	1 146	1 210	1 251	41	44	49
2	0,015	0,003	0,002	44	0,0007	823	795	838	79	81	59
3	0,02	0,002	0,002	45	0,0017	619	623	625	57	132	60
4	0,02	0,003	0,001	54	0,0015	795	799	807	76	153	75
5	0,022	0,002	0,002	42	0,0006	749	758	778	66	69	48
6	0,016	0,003	0,001	31	0,0018	594	594	598	41	111	47
7	0,008	0,002	0,001	58	0,0011	1 351	1 327	1 390	77	160	75
8	0,012	0,002	0,002	51	0,0016	764	766	775	73	153	76
9	0,008	0,002	0,001	31	0,0017	774	772	782	41	113	48
10	0,006	0,003	0,001	43	0,0006	1 481	1 317	1 466	112	83	122

На рисунках 2–3 представлены тепловые карты, иллюстрирующие распределение средней абсолютной процентной ошибки (MAPE) для определения выходных параметров.

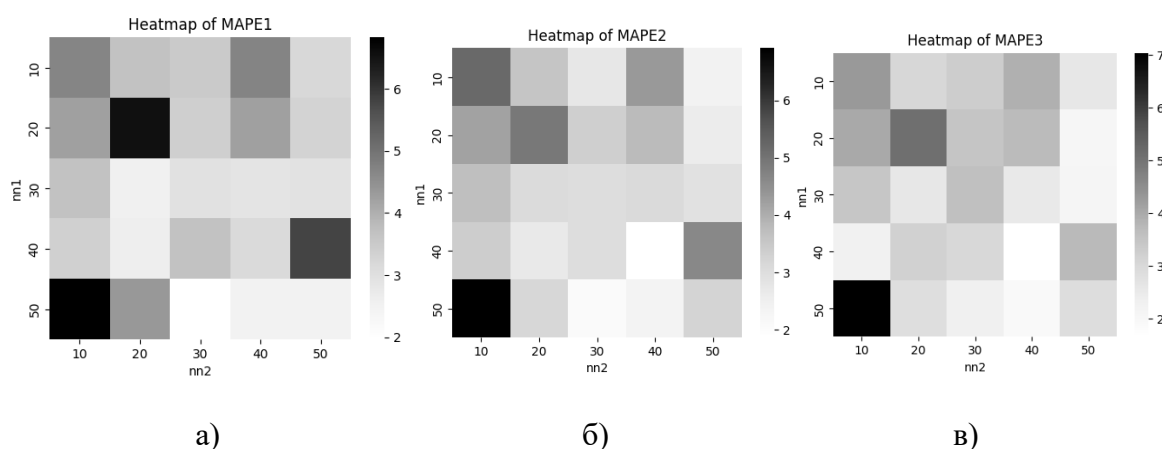


Рисунок 2 – Тепловые карты распределения MAPE при определении максимальных температур: а) T1, б) T2, в) T3

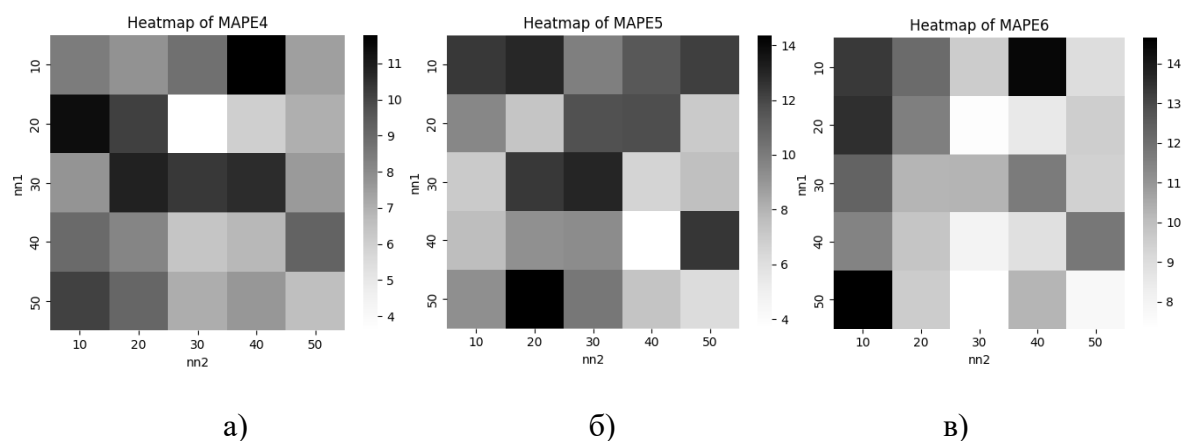


Рисунок 3 – Тепловые карты распределения MAPE при определении максимальных напряжений: а) S1, б) S2, в) S3

Наилучшие результаты при определении значений максимальных температур имеем: для T1 – нейронная сеть с архитектурой [5-50-30-6], для T2 и T3 – нейронные сети с архитектурой [5-40-40-6]. При определении значений максимальных напряжений растяжения S1, S2, S3 по метрикам отобраны сети с архитектурами [5-20-30-6], [5-40-40-6], [5-50-30-6] соответственно (таблица 2).

Таблица 2 – Результаты оценки нейросетевых моделей

Критерий	T1	T2	T3	S1	S2	S3
Архитектура сети	[5-50-30-6]	[5-40-40-6]	[5-40-40-6]	[5-20-30-6]	[5-40-40-6]	[5-50-30-6]
RMSE	30 К	37 К	31 К	3,8 МПа	4,6 МПа	7,0 МПа
MAE	23 К	21 К	19 К	2,7 МПа	5,4 МПа	5,1 МПа
MAPE	2,0 %	1,9 %	1,7 %	3,6 %	3,7 %	7,3 %
R ²	0,9846	0,9799	0,9890	0,9680	0,9849	0,8959

Закключение. Результаты проведенного исследования подтверждают высокую эффективность нейросетевых моделей в определении ключевых параметров управляемого лазерного раскалывания кристаллического кварца. Построенные модели способны с высокой точностью прогнозировать распределение температурных полей и термоупругих напряжений, что является важным шагом для оптимизации процесса лазерной резки. В перспективе предполагается использовать генетические алгоритмы для автоматизированного подбора оптимальных параметров обработки, таких как мощность лазера, скорость перемещения пучка, интенсивность охлаждения и другие, что существенно повысит качество и скорость резки кварцевых пластин. Кроме того, важным направлением представляется исследование процесса лазерной резки кварцевых кристаллических пластин с использованием нечетких и нейро-нечетких моделей, которые особенно полезны в условиях неопределенности или при наличии неполных данных, что часто встречается в реальных производственных условиях. Сравнение предсказательной способности таких моделей с традиционными нейросетевыми моделями позволит выявить наиболее подходящие подходы для конкретных задач.

Дальнейшие исследования в этом направлении могут также включать разработку гибридных моделей, сочетающих преимущества нейросетей, нечеткой логики и генетических алгоритмов. Это позволит не только повысить точность прогнозирования, но и создать более гибкие и адаптивные системы управления процессом лазерной резки.

Внедрение таких решений в промышленность может привести к значительному повышению эффективности обработки кристаллического кварца, снижению производственных затрат и улучшению качества конечной продукции [16].

Литература

1. Kondratenko, V. S. Precision Cutting of Glass and Other Brittle Materials by Laser-Controlled Thermo-Splitting (Review) / V. S. Kondratenko, S. A. Kudzh // Glass and Ceramics. – 2017. – № 74. – P. 75–81. – <https://doi.org/10.1007/s10717-017-9932-1>.
2. Serdyukov, A. N. Features of controlled laser thermal cleavage of crystalline silicon / A. N. Serdyukov, S. V. Shalupaev, Yu. V. Nikityuk // Crystallography Reports. – 2010. – Vol. 55, № 6. – P. 933–937. – <https://doi.org/10.1134/S1063774510060064>.
3. Shalupaev, S. V. The analysis of laser thermosplitting of fragile materials by using of special geometry beams / S. V. Shalupaev, Yu. V. Nikitjuk, A. A. Sereda, M. Aleksiejuk // Archives of Metallurgy and Materials. – 2011. – Vol. 56, № 4. – P. 1149–1155. – <https://doi.org/10.2478/v10172-011-0128-3>.
4. Features of controlled laser thermal cleavage of crystal quartz / A. N. Serdyukov [et al.] // Crystallogr. – 2012. – Rep. 57. – P.792–797. – <https://doi.org/10.1134/S1063774512060120>.
5. Никитюк, Ю. В. Физические закономерности лазерного термораскалывания силикатных стекол и алюмооксидной керамики : специальность 01.04.21 «Лазерная физика» : автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Ю. В. Никитюк. – Минск, 2009. – 24 с.
6. Jiang, P. Surrogate model-based engineering design and optimization / P. Jiang, Q. Zhou, X. Shao // Springer Singapore: Springer. – 2020. – 240 p. – https://doi.org/10.1007/978-981-15-0731-1_8.
7. Nikitjuk, Yu. V. Determination of the parameters of two-beam laser splitting of silicate glasses using regression and neural network models / Yu. V. Nikitjuk, A. N. Serdyukov, I. Y. Aushev // Журнал Белорусского государственного университета. Физика. – 2022. – № 1. – P. 35–43. – <https://doi.org/10.33581/2520-2243-2022-1-35-43>.
8. Nikitjuk, Y. Characterization of Laser Welding of Steel 30XГCH2A by Combining Artificial Neural Networks and Finite Element Method / Y. Nikitjuk, G. Bayevich, V. Myshkovets // Lecture Notes in Networks and Systems. – 2022. – Vol. 422. – P. 273–279. – https://doi.org/10.1007/978-981-19-0379-3_28.
9. Оптимизация обработки стали 12X18H9T кольцевыми лазерными пучками / Г. А. Баевич [и др.] // Наука и техника. – 2023. – 22(3). – С. 186–192. – <https://doi.org/10.21122/2227-1031-2023-22-3-186-192>.
10. Определение параметров лазерной обработки алмазов с применением метода конечных элементов и искусственных нейронных сетей / В. А. Емельянов [и др.] // Доклады БГУИР. – 2023. – 21(4). – P.40–45. – <https://doi.org/10.35596/1729-7648-2023-21-4-40-45>.
11. Nikityuk, Y. Optimization of Quartz Sol-gel Glass Cutting Parameters by Elliptical Laser Beams Using Neural Network Simulation and Genetic Algorithm / Y. Nikityuk, V. Prokhorenko, A. Semchenko, D. Kovalenko // Recent Advances in Technology Research and Education. Inter-Academia 2023. Lecture Notes in Networks and Systems. – Springer, Cham. – 2024. – Vol 939. – https://doi.org/10.1007/978-3-031-54450-7_34.
12. Nikitjuk, Yu. V. Determination of the Parameters of Controlled Laser Thermal Cleavage of Crystalline Silicon Using Regression and Neural Network Models / Yu. V. Nikitjuk, A. N. Serdyukov // Crystallography Reports. – 2023. – Vol. 68, № 7. – P. 1199–1204. – <https://doi.org/10.1134/S1063774523600679>.

13. Multi-Criteria Optimization of Quartz Glass Laser Cleaving Parameters via Neural Network Simulation and Genetic Algorithm / Y. Nikitjuk [et al.] // 7th International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT). Astrakhan, Russian Federation. – 2023. – P. 1–3. – <https://doi.org/10.1109/ICCT58878.2023.10347113>.

14. Software Package for Modeling and Optimizing Parameters of Laser Processing of Brittle non-Metallic Materials Using Laser Splitting Methods / Y. Nikitjuk [et al.] // 8th International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT), Vladikavkaz, Russian Federation. – 2024. – P. 1–3. doi:10.1109/ICCT62929.2024.10874981

15. Глюкман, Л. И. Пьезоэлектрические кварцевые резонаторы / Л. И. Глюкман. – М.: Радио и связь. – 1981. – 232 с.

16. Определение параметров управляемого лазерного раскалывания силикатных стекол с использованием регрессионных, нейросетевых и нечетких моделей / Ю. В. Никитюк [и др.] // Проблемы физики, математики и техники. – 2024. – № 2 (59). – С. 32–38.

К. А. Саховский¹, Д. Г. Пилипцов², А. С. Руденков²

¹Белорусский государственный университет транспорта,
г. Гомель, Республика Беларусь,

²Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДЛОЖКИ НА ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Cu/a-C ПОКРЫТИЙ

Одним из перспективных направлений современного материаловедения является разработка новых наноматериалов на основе углерода, оптимизация методов синтеза и механизмов управления их структурно-фазовым составом. Изменяя условия и режимы осаждения возможно получить покрытия с различным фазовым составом, включая алмазные (моно- и поли-кристаллические) и аморфные с различным типом кластерной структуры (графитовой и алмазной). В [1–3] были установлены особенности формирования структуры алмазоподобных покрытий, осажденных из импульсных потоков углеродной плазмы на медные подслои, формируемые методом КИБ (конденсация в условиях ионной бомбардировки). Показано, что для таких медных подслоев характерна высокая шероховатость, определяемая с капельной фазой потока генерируемого методом КИБ, что определяет высокую поверхностную неоднородность механических свойств, и в процессе трения приводит к разрушению покрытия при невысоких значениях нагрузки и малом времени испытания.

Ионно-плазменные методы, к которым относятся методы магнетронного распыления, позволяют получать тонкопленочные материалы с контролируемым структурно-фазовым составом, характеризующимся отсутствием капельной фазы и формированием однородного слоя. А также высокая энергия ионов, образующих плазменный поток, обеспечивает высокую прочность адгезионного соединения к различным подложкам. Как правило, методами магнетронного распыления возможно получать покрытия на основе металлов и их соединений [4].

Многослойные медь-углеродные покрытия формировали в вакуумной камере, в результате проведения следующих операций:

1. Очистку и нагрев подложек с помощью ионного источника типа «АИДА»,
2. Нанесение медного подслоя методом магнетронного распыления катода диаметром 80 мм и толщиной 6 мм, изготовленного из меди (М0). Парциальное давление Ar в рабочей камере составляло $4 \cdot 10^{-2}$ Па.
3. Нанесение углеродного слоя из сепарированного потока импульсной углеродной плазмы при частоте разрядных импульсов 3 Гц и напряжении разряда 350 В.

В качестве подложек использовали полированные пластины монокристалла кремния (100) толщиной 0,5 мм. Перед нанесением покрытий подложки промывали с использованием органических растворителей (ацетон, спирт) в ультразвуковой ванне при температуре 50 °С, с последующей промывкой в дистиллированной воде и сушке на воздухе. После размещения подложек в вакуумной камере и ее откачки до остаточного давления $3 \cdot 10^{-3}$ Па.

Выбор в качестве подслоя меди определён следующими причинами: учитывая химическую инертность меди по отношению к углероду, введение медных слоев в структуру алмазоподобных покрытий обусловит изменение их свойств, проявление структурных и фазовых эффектов. Согласно [1] медь, не вступая в химическое взаимодействие с углеродом, влияет на изменение отношения графит/алмазной фаз, размер и степень упорядоченности графитовых кластеров в покрытиях [4, 5], также способствует интенсификации диффузионных процессов между слоями [6–8]. Также для меди характерно ее выделение в виде самостоятельной фазы, которая в процессе трения может выступать как твердая смазка.

Триботехнические испытания проводили по схеме «сфера-плоскость» при возвратно поступательном перемещении индентора при нормальной нагрузке равной 0,4 Н и скорости скольжения – 2,7 мм/с, температуре окружающей среды 23 °С и относительной влажности 70 %. Схема трения «сфера-плоскость» позволяет наиболее точно рассчитать площадь пятна контакта и величину контактного давления, а также исключить неизбежное влияние наклона индентора и пластины на геометрию контакта. В качестве контртел использовали шарики диаметром 5 мм, изготовленные из стали марки ШХ15.

После проведения триботехнических испытаний с использованием оптического микроскопа измеряли диаметр пятна контакта. По измерению диаметра пятна контакта рассчитывали коэффициент изнашивания контртела j ($\text{м}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$) по формуле:

$$j = \frac{\pi \left(R - \sqrt{R^2 - r^2} \right) (3r^2 + h^2)}{6FL}, \quad (1)$$

где L (м) – путь трения;

F (Н) – нагрузка;

R (м) – радиус шара;

r (м) – радиус шарового сегмента изношенного материала в направлении оси x ;

h (м) – радиус шарового сегмента изношенного материала в направлении оси y .

Результаты трибомеханических испытаний приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Результаты триботехнических испытаний

Покрытие	Термообработка, °С	Количество циклов трения, N	Коэффициент трения μ	Коэфф. объемного износа j , $\text{м}^3/\text{Н} \cdot \text{м}$	Фото пятна износа
1	2	3	4	5	6
Cu/a-C	150°, воздух	$N \sim 100$	0,351	$3,5 \cdot 10^{-13}$	
Cu/a-C	350°, воздух	$N \sim 300$	0,365	$2,05 \cdot 10^{-13}$	

Окончание таблицы 1

1	2	3	4	5	6
Cu/a-C	350°, вакуум	N>800	0,255	$4,32 \cdot 10^{-13}$	
Cu/a-C	без отжига	N>900	0,125	$8,64 \cdot 10^{-13}$	

Как видно из данных, приведенных в таблице 1 термообработка на воздухе приводит к снижению коэффициента объёмного износа контртела, что указывает на графитизацию углеродного покрытия. Известно, что для аморфных углеродных покрытий твёрдость определяется количеством sp^3 гибридинизированных атомов углерода, а износостойкость содержанием атомов углерода в состоянии с sp^2 гибридинизацией углеродных связей. Следовательно, с ростом температуры термообработки, в покрытии увеличивается количество графита, который приводит к снижению износа контртела, но в процессе трения графит выносится из зоны трения или за счет термоокислительной деструкции выгорает, что определяет увеличение коэффициента трения, который стремится к значениям характерным для пары трения «медный подслои-углеродное покрытие».

Анализ результатов, приведенных в таблице 1 показал, что кинетика трения, износ контртела, а также износостойкость покрытия определяются параметрами поверхностей морфологии и твердостью углеродного слоя, которые зависят от режимов и условий термообработки, процессов перестройки углеродной матрицы активированной температурой, а также термоокислительной деструкцией углеродного слоя при отжиге на воздухе.

Работа выполнена при финансовой помощи Министерства образования Республики Беларусь (№ гос. рег. 20212075).

Литература

1. Композиционные углеродные покрытия, осажденные из импульсной катодной плазмы / Д. Г. Пилипцов [и др.]. – 2020. – М.: Радиотехника. – 283 с.
2. Synthesis of diamond-like carbon film on copper and titanium interlayer by vacuum cathode arc evaporation / Bing Zhou [et al.] // Applied Mechanics and Materials. – 2012. – Vol. 189. – P. 167–171.
3. Bonding structure and mechanical properties of carbon nitride bilayer films with Ti and TiN interlayer / Bing Zhou [et al.] // Surface and Interface Analysis. – 2014. – Vol. 345–346. – P. 460–475.
4. Берлин, Е. В. Получение тонких пленок реактивным магнетронным распылением / Е. В. Берлин, Л. А. Сейдман. – 2014. – М.: Техносфера. – 256 с.
5. Nanoindentation testing on copper/diamond-like carbon bi-layer films / N. Dwivedi [et al.] // Current Applied Physics. – 2011. – Vol. 12. – P. 247–253.
6. Crystallite size dependence of the coefficient of thermal expansion of metals / Y. Kuru [et al.] // Applied Physics Letters. – 2007. – Vol. 90. – P. 243113 (1–3).
7. Structure and optical properties of Cu-DLC composite films deposited by cathode arc with double-excitation source / B. Zhou [et al.] // Diamond and Related Materials. – 2016. – Vol. 69. – P. 191–197.
8. Investigation of properties of Cu containing DLC films produced by PECVD process / N. Dwivedi [et al.] // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 2012. – Vol. 73. – P. 308–316.

А. А. Серeda, С. И. Соколов, Ю. В. Никитюк,
А. Н. Сердюков, Е. Б. Шершнеv, С. В. Шалупаев
Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ФОТОУПРУГОСТИ С ЦЕЛЬЮ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ СИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ

Введение. Разделение хрупких неметаллических материалов методом управляемого лазерного термораскалывания представляет собой процесс, при котором осуществляется последовательный локальный нагрев материала лазерным излучением и охлаждение зоны нагрева хладагентом. При этом в области воздействия хладагента происходит образование трещины, которая следует за лазерным лучом [1–4].

Однако в силу ряда причин (неоднородность подачи хладагента, снижение плотности мощности лазерного излучения, наличие дефектов в обрабатываемом материале) инициализация и развитие трещины может происходить нестабильно, со срывом в процессе обработки. В случае прекращения развития трещины, процесс необходимо прервать либо внести коррекции в параметры обработки.

В данной работе предложено использовать метод фотоупругости с целью автоматизации контроля развития разделяющей трещины в процессе лазерного раскалывания силикатных стекол.

Основная часть. В соответствии с теорией прочности разрушение материала происходит при нагрузках, которые вызывают появление в материале напряжений, превышающих предельное напряжение. Критериями наступления предельного состояния и разрушения материала в соответствии с [5] могут быть выбраны следующие:

- критерий наибольших нормальных напряжений;
- критерий наибольших линейных деформаций;
- критерий наибольших касательных напряжений;
- критерий удельной потенциальной энергии формoизменения.

Для визуализации напряжений можно использовать поляризационно-оптический метод (метод фотоупругости). В его основе лежит явление двойного лучепреломления, когда прозрачные изотропные материалы становятся при деформации оптически анизотропными. При этом плоско поляризованные волны при прохождении через деформированный элемент прозрачной модели получают сдвиг фаз или оптическую разность хода, величина которой зависит от напряженно деформированного состояния элемента. Результат интерференции обыкновенного и необыкновенного лучей зависит от величины напряжения, возникающих в конструкции в освещаемой области [6–9].

Экспериментальные исследования были выполнены на макете установки [10–11] на базе лазерного технологического комплекса, в составе которого входят источники излучения с длиной волны 10,6 мкм (СО₂-лазер) которая соответствует эффективному поглощению в тонких поверхностных слоях силикатных стекол, и источник излучения с длиной волны 1,06 мкм, энергия которого частично поглощается в объеме стекла (рисунок 1).

Для визуализации распределения термоупругих напряжений в разработанном макете используется источник рассеянного белого света, расположенный с противоположной стороны обрабатываемой поверхности пластины. На выходе источника расположен поляризатор. Поляризованный свет проходит через пластину. Со стороны воздействия лазерного луча установлена видеокамера, перед которой расположен анализатор, повернутый вокруг оси относительно поляризатора. На рисунках 2 и 3 показаны фото интерференционных картин, полученных при различных режимах обработки.

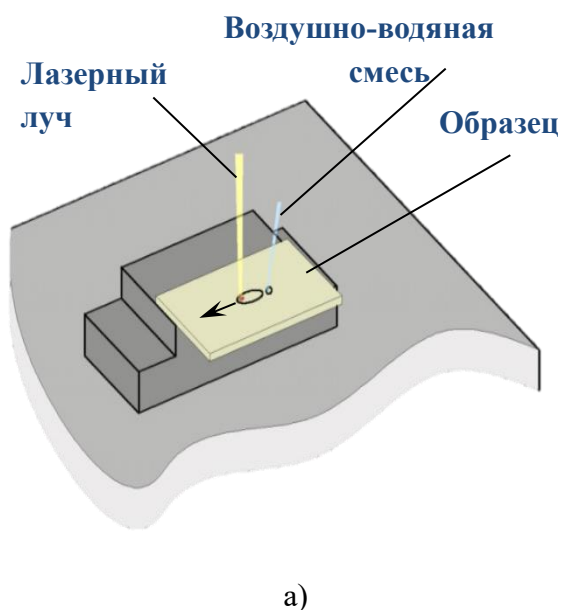


Рисунок 1 – Схема расположения лазерного пучка и хладагента (а) и общий вид лазерного технологического комплекса (б)

Красной стрелкой обозначено направление перемещения лазерных пучков и хладагента. Цифрой 1 обозначена область воздействия лазерного луча и хладагента, цифрой 2 – несквозная разделяющая трещина, цифрой 3 – сквозная разделяющая трещина.

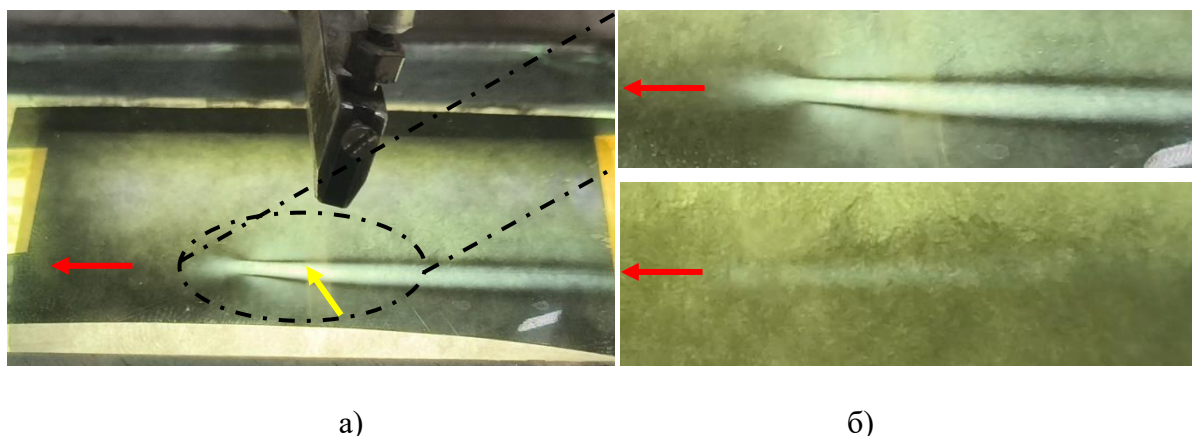


Рисунок 2 – Фото области обработки, полученные с использованием поляризационно-оптического метода: (а) – общий вид, (б) – при воздействии CO_2 -лазера (фото сверху) и YAG-лазера (фото снизу), без образования разделяющей трещины

Из представленных на рисунках 2 и 3 интерференционных картин следует, что область воздействия лазерного излучения и хладагента выражена зоной с повышенной интенсивностью проходящего поляризованного света. Позади зоны воздействия лазерного излучения и хладагента вдоль линии обработки наблюдается характерный шлейф, тогда как по бокам и в области инициализации и развития трещины наблюдается минимум интенсивности на интерференционной картине.

На рисунках 4 и 5 представлены результаты численного моделирования распределения напряжений в обрабатываемом образце в заданный момент времени при наличии (рисунок 4) и отсутствии (рисунок 5) несквозной разделяющей трещины в процессе одностороннего лазерного раскалывания с использованием CO_2 -лазера.

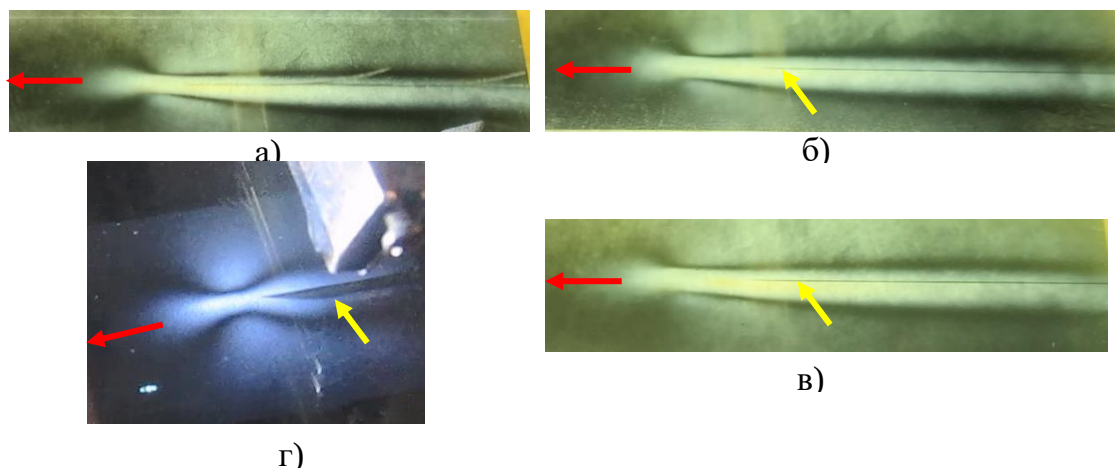


Рисунок 3 – Фото области обработки, полученные с использованием поляризационно-оптического метода: (а) при скрайбировании с образованием стеклянной стружки при воздействии CO_2 -лазера; (б) при наличии несквозной разделяющей трещины при воздействии CO_2 -лазера; (в) при наличии несквозной разделяющей трещины при одновременном воздействии CO_2 - и YAG-лазера; (г) при наличии сквозной разделяющей трещины при воздействии CO_2 -лазера

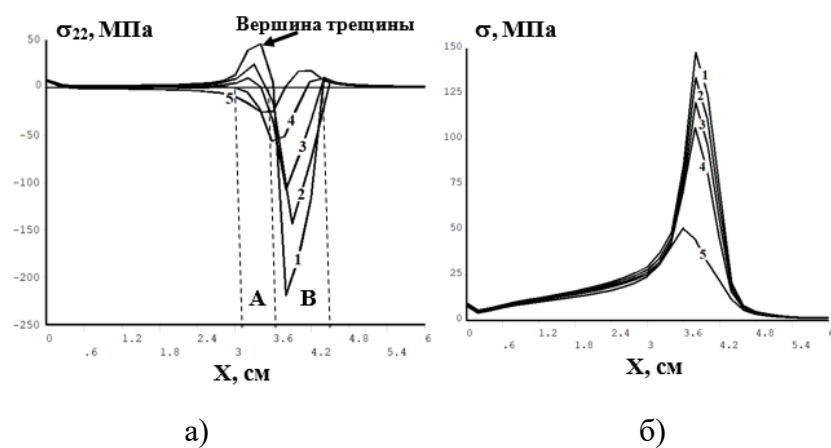


Рисунок 4 – Расчетный график зависимости термоупругих напряжений (МПа) вдоль линии обработки в процессе лазерной обработки при отсутствии разделяющей трещины

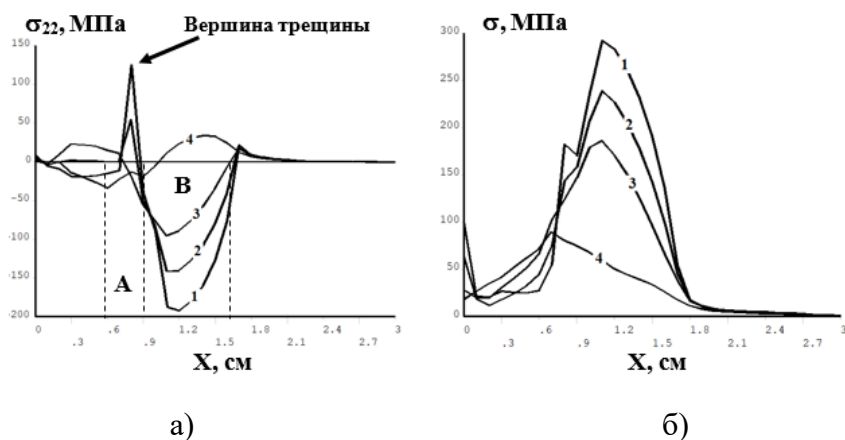


Рисунок 5 – Расчетный график зависимости термоупругих напряжений (МПа) вдоль линии обработки при наличии разделяющей трещины в материале

Штриховыми линиями обозначены область А воздействия хладагента и область В воздействия луча СО₂-лазера. Цифрой 1 обозначен расчетный график зависимости термоупругих напряжений на поверхности материала, цифрой 2 – на глубине 0,1 мм, цифрой 3 – на глубине 0,2 мм, цифрой 4 – на глубине 0,3 мм, цифрой 5 – на глубине 0,6 мм. При этом на рисунках 2(а) и 3(а) представлены расчетные значения напряжений σ_{22} перпендикулярных плоскости разделения, а на рисунках 2 (б) и 3 (б) эквивалентные напряжения по Мизесу.

Анализ рисунков 4 и 5 показал, что зарождение разделяющей трещины происходит на поверхности материала в области подачи хладагента, где возникает зона сильных растягивающих напряжений вследствие резкого охлаждения материала. Зона растягивающих напряжений, обусловленная действием хладагента, распространяется вглубь материала и ограничена снизу зонами сжимающих напряжений, сформированных лазерными пучками. Эти зоны ограничивают развитие зародившейся трещины вглубь материала. При наличии трещины в ее вершине наблюдается резкое увеличение величины растягивающих напряжений, так как вершина трещины является концентратором напряжений. Тогда как величины напряжений на поверхности материала позади вершины трещины в окрестностях самой трещины существенно ниже и стремятся к нулю.

Сравнение интерференционных картин с расчетным распределением полей термоупругих напряжений позволяет сделать вывод о том, что интенсивность проходящего поляризованного света находится в прямой зависимости от величины напряжений. Наличие темной полосы вдоль границ трещины на рисунках 2 и 3 можно объяснить, как наличие свободной поверхности, перпендикулярной обрабатываемой поверхности материала, что в свою очередь изменяет траекторию проходящих лучей, так и величиной напряжений близких к нулю в области граней трещины.

Заключение. Наличие контрастной темной полосы на интерференционной картине в области воздействия хладагента свидетельствует о наличии разделяющей трещины, а однородная по интенсивности область позволяет утверждать об ее отсутствии. Такая контрастная картина позволит с использованием цифровой обработки изображения разработать компьютерную программу, которая в процессе управляемого лазерного раскалывания силикатных стекол динамически определять наличие разделяющей трещины по анализу полученного с видеокамеры изображения, и вносить коррективы в технологические параметры обработки, либо прерывать технологический процесс.

Литература

1. Kondratenko, V. S. Method of splitting non-metallic materials. Patent USA, № 5609284, 1997.
2. Nisar, S. Laser glass cutting techniques – A review / S. Nisar, L. Li, M. A. Sheikh // Journal of laser applications. – 2013. – Vol. 25. – №. 4. – P. 042010-1–042010-11. <https://doi.org/10.2351/1.4807895>.
3. Моделирование процесса двухлучевого лазерного термораскалывания силикатных стекол в рамках линейной механики разрушения / С. В. Шалупаев [и др.] // Проблемы физики, математики и техники – 2013. – № 2(15). – С. 29–34.
4. Parametric optimization of silicate-glass-based asymmetric two-beam laser splitting / Nikitjuk Y. [et al.] // Journal of Optical Technology. – 2023. – Vol. 90, Issue 6. – P. 296–301. <https://doi.org/10.1364/JOT.90.000296>.
5. Афанасенко, Е. В. Механика материалов: пособие / Е. В. Афанасенко, М. В. Нестеров. – Горки : БГСХА, 2012. – 342 с.
6. Watsar, S. D. Stress analysis of finite plate with special shaped cutout / S. D. Watsar, A. Bharule // International Journal of Scientific Engineering and Research. – 2015. – T. 3, №. 4. – С. 145–150.

7. Gawande, P. G. An investigation on cracked plate for stress intensity factor for selected configurations under different loading modes / P. G. Gawande, A. S. Bharule // International Journal of Scientific Engineering and Research. – 2014. – Vol. 3, № 5. – P. 154–161.

8. Photoelastic observation of stress distributions in laser cleaving of glass substrates / K. Yamada [et al.] // Precision Engineering. – 2017. – Vol. 47. – P. 333–343.

9. Examination of internal stress by photoelasticity in laser cleaving of glass / S. Iwatsuki [et al.] // Precision Engineering. – 2020. – Vol. 64. – P. 122–128.

10. Повышение эффективности лазерного управляемого термораскалывания силикатных стекол / Е. Б. Шершнев [и др.] // Научный семинар по оптике и теоретической физике, посвященный 70-летию со дня рождения А.Н. Сердюкова, редкол.: А. В. Рогачев [и др.], 2014. – С. 251–253.

11. Повышение эффективности лазерного управляемого термораскалывания силикатных стекол с использованием метода фотоупругости / А. А. Середа [и др.] // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2024. – № 2(97). – С. 34–40.

В. С. Смородин, Ю. В. Никитюк, В. А. Прохоренко

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

АДАПТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ ЛАЗЕРНОГО РАСКАЛЫВАНИЯ СИЛИКАТНОГО СТЕКЛА ЭЛЛИПТИЧЕСКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ

Рассматриваются вопросы построения оптимального управления параметрами технологической операции [1] в процессе лазерного термораскалывания при резке неметаллических изделий.

Лазерное раскалывание является эффективным способом специальной обработки хрупких неметаллических материалов. При реализации данной технологии является важным формирование заданного режима нагрева и охлаждения обрабатываемого изделия, особенно по верхней границе максимально допустимой температуры, что оказывает прямое влияние не только на качество обработки, но и на принципиальную возможность формирования лазерноиндуцированной трещины [2]. При этом различные внешние факторы могут оказывать влияние на значения температур обрабатываемого изделия при осуществлении резки.

На рисунке 1 показана схема процесса лазерного раскалывания стеклянной пластины эллиптическим лазерным пучком с применением хладагента (вид сверху).

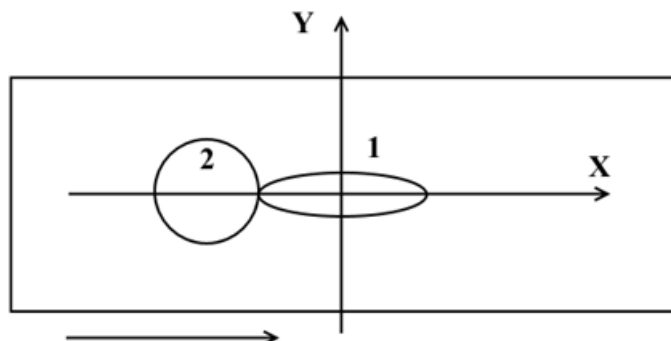


Рисунок 1 – Схема процесса лазерной резки, вид сверху: 1 – зона воздействия лазерного излучения, 2 – зона воздействия хладагента;
движение лазерного пучка и пятна хладагента происходит слева направо

К факторам и откликам рассматриваемой задачи относятся: скорость движения лазерного пучка и хладагента относительно обрабатываемой поверхности (V); мощность излучения СО₂-лазера (P); полуоси эллиптического пучка (A, B); максимальные напряжения растяжения (σ_{yy}); максимальная температура в зоне обработки ($T_{\max}$).

Для аппроксимации откликов процесса лазерной резки может быть успешно применено нейросетевое моделирование, как показано в [3]. С целью дальнейшего построения имитационной модели системы управления процессом лазерной резки осуществлено обучение нейросетевых аппроксиматоров для откликов: максимальное напряжение (σ_{yy}) и максимальная температура ($T_{\max}$).

Входные сигналы аппроксиматоров включают в себя:

- скорость движения лазерного пучка и хладагента (V);
- мощность лазерного излучения (P);
- максимальное напряжение растяжения в текущий момент времени (σ_{yy}^t);
- максимальное напряжение растяжения в предыдущий момент времени (σ_{yy}^{t-1});
- максимальная температура в текущий момент времени ($T_{\max}^t$);
- максимальная температура в предыдущий момент времени ($T_{\max}^{t-1}$).

Исходные данные для обучения нейросетевых аппроксиматоров получены с использованием разработанных авторами средств конечноэлементного моделирования процесса лазерной резки [4]. Для обеих нейросетей выбраны архитектуры [6-30-30-1] с двумя скрытыми слоями. Нейросети и алгоритмы их обучения имплементированы с использованием библиотеки keras.

В состав переменных управления $\{U\}$ программно-технологического комплекса оптимизации параметров резки неметаллических изделий входят скорость движения лазерного пучка и хладагента (U_V), мощность лазерного излучения (U_P), полуоси эллиптического пучка (U_A, U_B). При этом доступными для корректировки в режиме реального времени являются $\{U_P, U_V\}$ – мощность лазерного излучения и скорость движения лазерного пучка.

Требуемая стабилизация параметров лазерной резки может быть осуществлена с применением системы адаптации управления, осуществляющей корректирующие воздействия [5, 6].

В рамках данного подхода к адаптивному управлению осуществляется построение нейрорегулятора на основе использования методов обучения с подкреплением совместно с имитационной моделью рассматриваемой технической системы [7].

Схема технологической операции лазерной резки включает в себя микротехнологические операции, представленные на рисунке 2. Операции $MTCO_{1-3}$ отвечают за начало резки, осуществление резки и остановку резки; операции $MTCO_{21-24}$ – за установку параметров резки V, P, A, B .

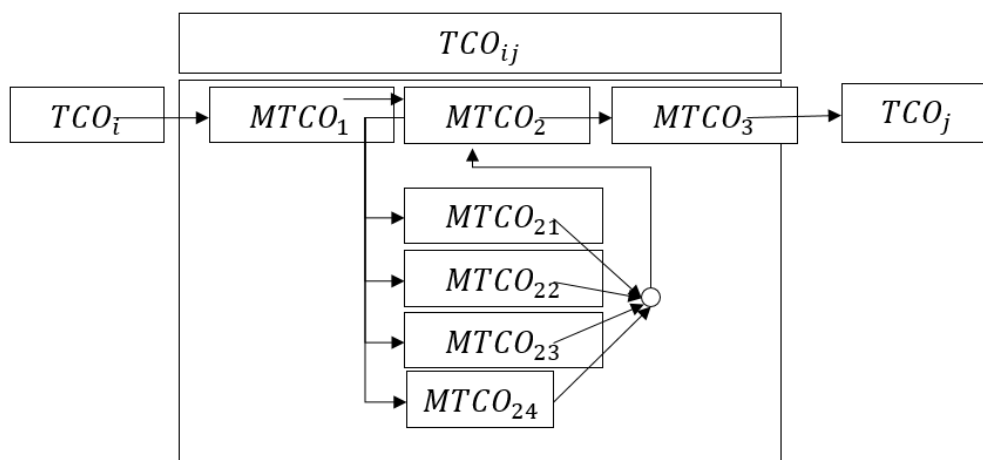


Рисунок 2 – Фрагмент схемы выполнения микротехнологических операций при лазерной резке неметаллических изделий

Имитационная модель системы управления технологическим процессом резки включает в себя:

- генератор случайных возмущений $GENSGN_\varepsilon$ и генераторы откликов $GENSGN_\sigma$ и $GENSGN_T$, основанные на работе нейросетевых аппроксиматоров σ_{yy} и $T_{\max}$, принимающих значения текущего набора факторов задачи, определенных переменными управления, и значения аппроксимированных откликов на текущем и предыдущем шагах времени;
- исполнители EX_{1-4} , отвечающие за выполнение микротехнологических операций [1] по установке значений переменных управления $\{U_P, U_V\}$ (изменение с заданным шагом в сторону увеличения либо уменьшения).

Нейрорегулятор для осуществления корректирующих воздействий имеет 5 выходов – бездействие, либо изменения одной из доступных переменных управления в сторону увеличения, либо в сторону уменьшения с заданным шагом. Максимальный выход определяет выбранную операцию. С целью построения нейрорегулятора использован метод policy gradient [7]. В качестве среды для обучения агента использована описанная имитационная модель. Агенту доступны для наблюдения факторы и отклики на текущем и предыдущем шагах симуляции: $T_{\max}^t, T_{\max}^{t-1}, \sigma_{yy}^t, \sigma_{yy}^{t-1}, V, P, P_{t-1}$. В качестве нейрорегулятора использован многослойный персептрон архитектуры [7-50-30-10-5].

Агенту доступно 4 действия для активации микротехнологических операций, ответственных за изменения переменных $\{U_P, U_V\}$.

Обучение нейрорегулятора происходило на протяжении 500 эпизодов отыгрыша взаимодействия со средой со случайными значениями переменных управления $\{U\}$.

$$R = \alpha_1 R_T + \alpha_2 R_V + \alpha_3 R_\sigma. \quad (1)$$

Функция вознаграждения (1) агента в процессе обучения с подкреплением включала в себя компоненты, ответственные за максимизацию скорости резки и напряжения при условии невыхода максимальной температуры за допустимые рамки.

В результате процесса обучения с подкреплением построен нейрорегулятор, обеспечивающий корректирующие воздействия на переменные управления $\{U\}$ с требованием недопущения выхода параметров технологического процесса лазерной резки (максимальной температуры $T_{\max}$) за рамки допустимого интервала. На рисунке 3 приведен график изменения метрик агента под управлением нейрорегулятора в процессе обучения с подкреплением.

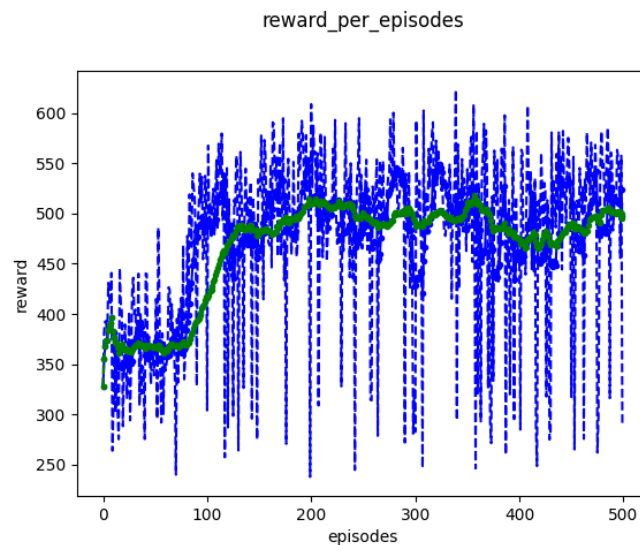


Рисунок 3 – Изменение функции вознаграждения агента в процессе обучения с подкреплением (сплошной линией показано усредненное значение)

Заключение. Предложен новый подход к построению системы оптимизации параметров технологических операций процесса лазерной резки хрупких неметаллических материалов. Обратные связи по управлению формируются на основании алгоритмов построения нейрорегуляторов с применением интеллектуальной системы нового поколения для поиска оптимальной стратегии адаптации управления оборудованием согласно заданным критериям.

Литература

1. Смородин, В. С. Методы и средства имитационного моделирования технологических процессов производства: монография / В. С. Смородин, И. В. Максимей; М-во образования РБ, Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины. – Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины, 2007. – 369 с.
2. Никитюк, Ю. В. Физические закономерности лазерного термораскалывания силикатных стекол и алюмооксидной керамики: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.21 / Ю. В. Никитюк. – Гомель, 2009. – 165 с.
3. Применение искусственных нейронных сетей и метода конечных элементов для определения параметров обработки кварцевых золь-гель стекол эллиптическими лазерными / Ю. В. Никитюк, А. Н. Сердюков, В. А. Прохоренко, И. Ю. Аушев // Проблемы физики, математики и техники. Сер.: Физика. – 2021. – № 3(48). – С. 30–36.
4. Разработка программных средств моделирования и оптимизации параметров лазерной резки хрупких неметаллических материалов / Ю.В. Никитюк [и др.] // Проблемы физики, математики и техники. Сер.: Физика. – 2024. – № 3(60). – С. 18–22.
5. Смородин, В. С. Стабилизация параметров технологического цикла при построении обратных связей по управлению / В. С. Смородин, В. А. Прохоренко // Проблемы физики, математики и техники. Сер.: Информатика. – 2023. – № 2(55). – С. 83–88.
6. Прохоренко, В. А. Система адаптивного управления технологическим циклом автоматизированного производства / В. А. Прохоренко // Известия Гомельского государственного университета имени Ф.Скорины. Сер.: Естественные науки. – 2023. – № 3(138). – С. 69–73.
7. Smorodin, V. Stabilization of Parameters of Technological Operations in the Presence of External Control Actions / V. Smorodin, V. Prokhorenko // Open semantic technologies for intelligent systems. – 2024. – Iss. 8. – P. 263–268.

Yu. V. Nikitjuk¹, V. A. Prokhorenko¹, D. G. Pilipsov¹, B. Zhou²

¹Francisk Skorina Gomel State University,
Gomel, Republic of Belarus,

²Taiyuan University of Technology, Taiyuan, People's Republic of China

DETERMINATION OF PARAMETERS OF LASER CUTTING OF DIAMONDS USING NEURAL-FUZZY NETWORKS

The properties of diamonds ensure stable operation of devices created on their basis under critical conditions and opens up new ways in the development of new technology. Laser cutting of diamond crystals is characterized by a number of advantages, which primarily include the ability to obtain narrow cuts combined with high productivity of the dimensional processing and wide the possibility of process automation. The distribution of temperature fields in diamond crystals under laser irradiation is the main characteristic, based upon which the determination of the parameters necessary for high-quality processing of this material becomes possible. Laser processing of diamonds can be modeled using the ANSYS finite element analysis software complex [1–6].

Currently, artificial neural networks provide the ability to effectively model complex relationships between the inputs and outputs of a system, and using the theory of fuzzy sets, it is also possible to reflect an arbitrary "input - output" relationship without using complex mathematical apparatus. At the same time, fuzzy modeling, like artificial neural networks, is effective when the processes under consideration are difficult to analyze using traditional methods. Both artificial neural networks and fuzzy systems are successfully used to study laser material processing processes [7].

It should be noted that neural network models can be overly demanding of data, specifically the volume and quality of data used for training, and one of the main disadvantages of fuzzy models is that the process of defining fuzzy rules depends on the expert knowledge or experience of the researcher. These circumstances can lead to incorrect estimates and inaccurate results when modeling laser processing processes. These disadvantages of artificial neural networks and fuzzy models can be eliminated by integrating artificial neural networks into a fuzzy inference system. This approach provides the ability to train hybrid systems without involving experts.

Thus, hybrid networks allow combining the advantages of both approaches, while their joint application allows overcoming the main limitations of each of them [8–9]. The ANFIS system is an example of an effective implementation of the neuro-fuzzy approach. In this paper the modeling of laser cutting of diamonds was performed using the ANFIS neuro-fuzzy networks.

To construct neuro-fuzzy models, the results of a numerical experiment implemented in the APDL programming language were used. Finite element calculations in the ANSYS program of temperature fields formed during laser processing of diamonds were carried out in the APDL language using a model consisting of 45418 Solid 87 elements. For the calculations, the properties of diamonds given in the work [10] were used. The calculations were performed for a sample in the form of a rectangular parallelepiped with geometric dimensions of $2 \times 3 \times 1.5$ mm.

In the DesignXplorer module of the ANSYS software complex, a face-centered version of the central compositional plan of the numerical experiment was formed for three factors (P_1 – P_3): P_1 – processing speed V (m/s), P_2 – laser beam radius R (m), P_3 – laser radiation power density P_0 (W/m^2). In accordance with the experimental plan, calculations were performed for 15 combinations of input parameters. In this case, the temperature values T on the diamond surface in the center of the round laser beam were determined as the output parameter.

The training of the neuro-fuzzy system ANFIS was carried out for 50 epochs on a dataset obtained as a result of a numerical experiment. Diagrams showing the dependence of the maximum temperature on the processing parameters obtained using the hybrid intelligent system ANFIS are presented in Figures 1–3.

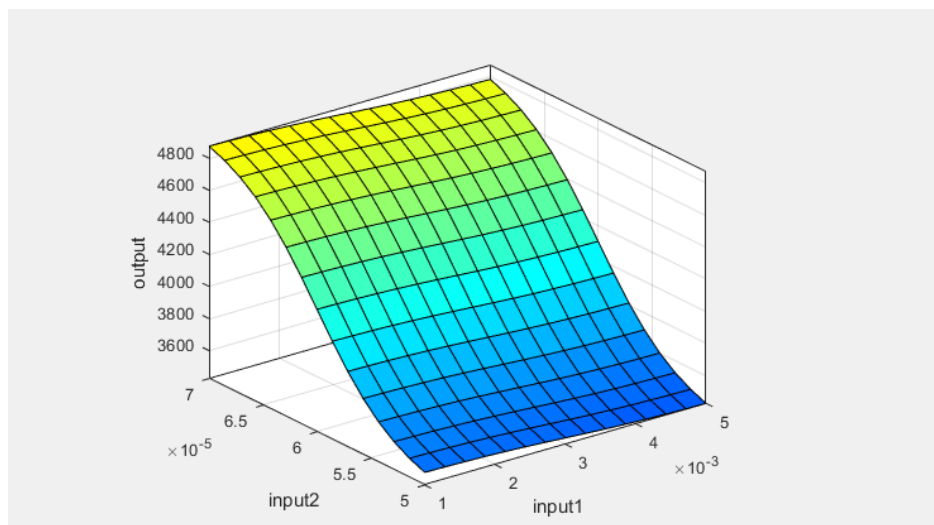


Figure 1 – Dependence of temperature T (K) on processing parameters
input2 = R (m) и input1 = V (m/s)

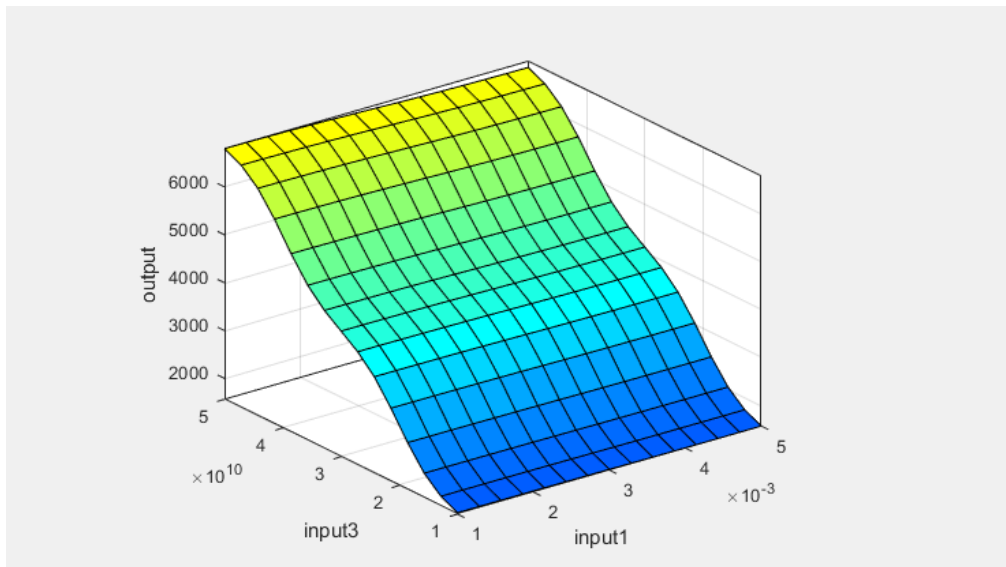


Figure 2 – Temperature dependence T (K) on processing parameters
input3 = P_0 (W/m^2) and input1 = V (m/s)

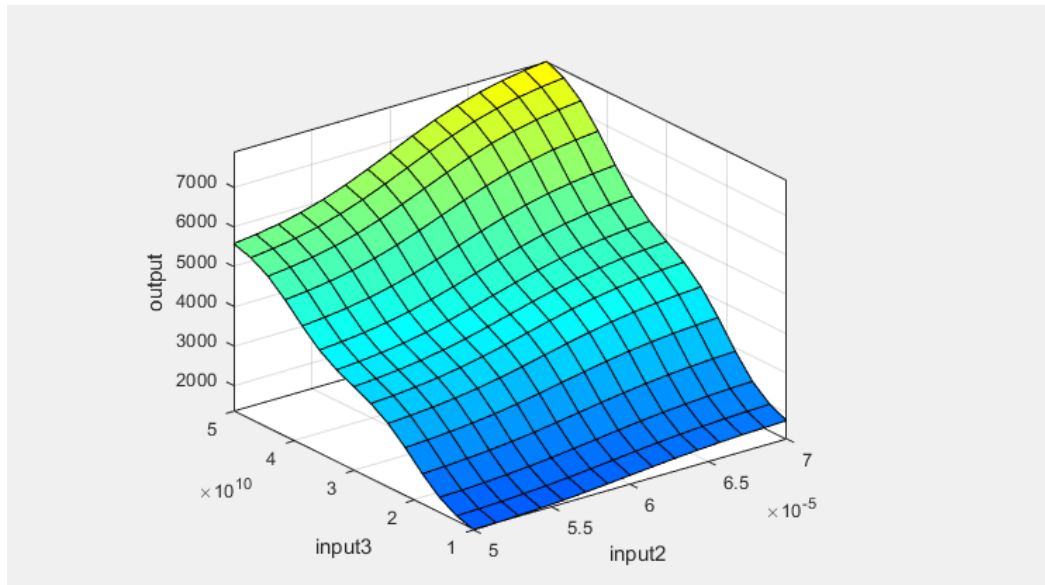


Figure 3 – Temperature dependence T (K) on processing parameters
input3 = P_0 (W/m^2) and input2 = R (m)

The test dataset was formed by solving the corresponding problems using the finite element method in the ANSYS software. The following criteria were used to evaluate the obtained neuro-fuzzy models: the determination coefficient R^2 , the mean absolute error (MAE), the root mean square error (RMSE), and the mean absolute percentage error (MAPE).

The following netric values of the neuro-fuzzy model used to determine maximum temperatures were obtained: RMSE = 91.0 K, MAE = 86.7 K, MAPE = 2.0%, $R^2 = 0.9961$. The presented data allows to conclude that the neuro-fuzzy modeling results correspond to the finite element calculations.

The results of modeling of laser processing of diamonds using artificial neural networks, presented in the work [6], turned out to be somewhat better than the results of modeling using neuro-fuzzy networks. At the same time, an order of magnitude larger training set was required to form neural network models.

Literature

1. Mityagin, A. Yu. Technology and equipment for processing diamond materials with modern technology / A. Yu. Mityagin, A. A. Altukhov, A. B. Mityagina // Technology and design in electronic equipment. – 2009. – № 1. – P. 53–58 (in Russian).
2. Dependence of the efficiency of diamond laser processing on crystallographic directions / S. V. Shalupaev [et al.] // SPY. – 2001 – Vol. 4358. – P. 329–333.
3. Shershnev, E. B. Modeling of laser processing of diamond crystals / E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. E. Shershnev // Bulletin of the Gomel Civil Servant University named after F. Skorina. – 2011. – № 6(69). – P. 164–168 (in Russian).
4. Features of the formation of thermoelastic fields during laser processing of diamond crystals / E. B. Shershnev [et al.] // Problems of Physics, Mathematics and Technology. – 2015. – № 1(22). – P. 38–40 (in Russian).
5. Optimization of laser processing of diamonds / V. A. Emelyanov [et al.] // Problems of Physics, Mathematics and Technology. – 2022. – № 4(53). – P. 30–36.
6. Evaluation of parameters of laser processing of diamonds using the finite element method and artificial neural networks / V. A. Emelyanov [et al.] // Reports of BSUIR. – 2023. – № 21(4). – P. 40–45.
7. Parandush, P. Review of Laser Machining Modeling and Simulation / P. Parandush, A. Hossein // International Journal of Machine Tools and Production. – 2014. – Vol. 85. – P. 135–145.
8. Rutkovskaya, D. Neural Networks, Genetic Algorithms, and Fuzzy Systems / D. Rutkovskaya, M. Pilinsky, L. Rutkovsky. – Moscow: Goryachaya Liniya-Telecom, 2013. – 384 pp (in Russian).
9. Shtovba, S. D. Design of Odd MATLAB System Tools / S. D. Shtovba. – Moscow: Goryachaya Liniya-Telecom, 2007. – 284 pp (in Russian).
10. Physical Properties of Diamond / N. V. Novikov [et al.]. – Kyiv: Navukova Dumka, 1987. – 201 pp (in Russian).

Секция 4 «Автоматизация научных исследований»
(моделирование вычислительного процесса, распределенные системы,
нейросети и машинное обучение)

Председатели:

Демиденко Олег Михайлович, д-р техн. наук, профессор
Воруев Андрей Валерьевич, канд. техн. наук, доцент

Н. А. Аксенова, Д. С. Сыч

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

**ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЛЬТРАЦИИ ПО ГАУССУ
ДЛЯ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ
КОНТУРНОГО ТИПА**

Введение. Предварительная обработка изображений является важным этапом перед сложным процессом трехмерного конструирования твердотельных объектов в Blender. В большинстве случаев для улучшения визуального качества изображений требуется шумоподавление, которое позволяет усилить общую четкость и сгладить дефекты.

В данной статье рассматривается фильтрация по Гауссу для изображений контурного типа, таких как, например, проекции, чертежи, эскизы, архитектурные планы застройщика. Данное изображение импортируется в среду моделирования Blender, где осуществляется предварительная обработка с помощью дополнительного программного модуля. Blender предоставляет возможность расширять свой функционал с помощью программных дополнений (аддонов). Данная технология позволяет использовать элементы компьютерного зрения и ускорить процесс 3D-моделирования объектов на основе ключевых особенностей входных изображений. В статьях [1–3] описывается способ построения трехмерных структур на основе особых точек углов. В данной статье исследуется фильтрация входных изображений для моделирования твердотельных объектов по их контурам.

Целью данного исследования является разработка и тестирование аддона фильтрации по Гауссу. Фильтрация шума – это концепция применения маски к изображению для получения окончательно отфильтрованного изображения. Шум можно удалить путем сглаживания усреднением либо с помощью сглаживания по Гауссу.

Математическое описание фильтра Гаусса. Среднее арифметическое определяется как число, равное сумме всех чисел множества, деленное на их количество. Простое среднее арифметическое вычисляется по формуле (1):

$$I = \frac{I_1 + I_2 + \dots + I_n}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n I_i}{n}. \quad (1)$$

Взвешенное среднее арифметическое предполагает собой, что при сложении всех чисел множества им будут придаваться некоторые веса путем умножения числа множества на соответствующий вес:

$$I = \frac{I_1 w_1 + I_2 w_2 + \dots + I_n w_n}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n I_i w_i}{n}, \quad (2)$$

где w_n – вес n -го члена множества.

При применении фильтра Гаусса к изображению для определения шума используется взвешенное среднее арифметическое.

Ниже приведены формулы для одномерного (см. формулу (3)) и двумерного (см. формулу (4)) изображения, где $g(x)$ – маска гауссового фильтра для определенного пикселя.

$$g(x) = e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad (3)$$

$$g(x, y) = e^{-\frac{(x^2 + y^2)}{2\sigma^2}} \quad (4)$$

Фильтр Гаусса основан на математической концепции распределения Гаусса и применяется для сглаживания изображений путем уменьшения различий между значениями пикселей. Он работает путем замены каждого пикселя изображения средним значением его соседних пикселей, взвешенным по расстоянию. Этот метод позволяет сгладить фрагменты изображения, устраняя тем самым небольшие дефекты и шумы [4].

Экспериментальная часть. Для экспериментально исследования был создан набор данных из 112 изображений. Для репрезентативности в выборку были добавлены синтетические изображения: зашумленные, размытые, содержащие высвеченные области.

Методика сравнительного анализа проводилась по скорости обработки. Использовались маски фильтра 3x3 и 5x5 и дисперсии 0,5; 2; 5; 10. Программный модуль предварительной обработки реализован на языке Python с использованием библиотеки OpenCV.

На рисунке 1 представлен пример зашумленного входного изображения, а на рисунке 2 – его вид после предварительной обработки.

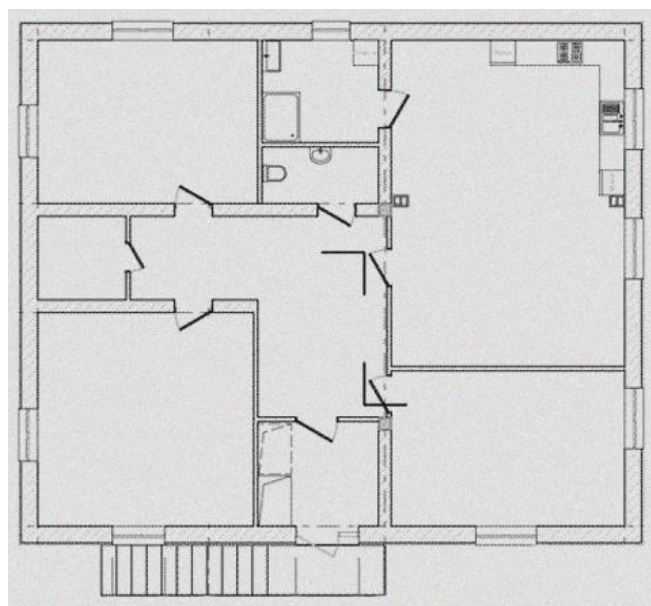
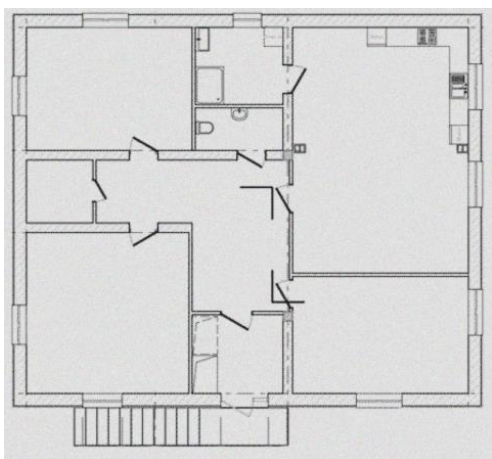


Рисунок 1 – Пример входного зашумленного изображения

Проведенное исследование показало, что фильтр Гаусса достаточно быстро работает на изображениях большого разрешения. Однако, его применение на сильно зашумленных изображениях приводит к потере детализации и тонких контуров. На рисунке 3 приведен фрагмент изображения, на котором не были определены тонкие контуры при использовании детектора границ Кэнни [5]. В таких случаях, применение фильтра Гаусса является не эффективным и требуется применение других методов фильтрации.



а)



б)



в)

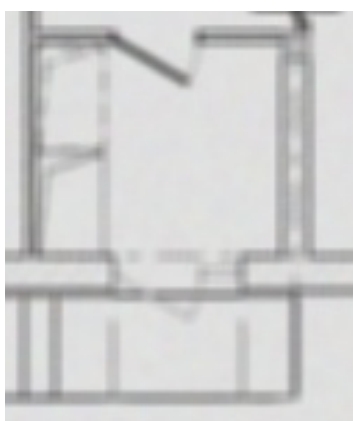


г)

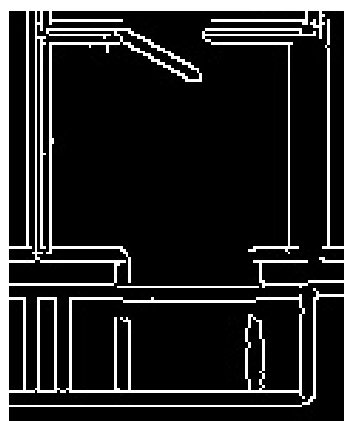
Рисунок 2 – Изображение после фильтрации Гаусса: (а) дисперсия $\sigma = 0,5$; (б) дисперсия $\sigma = 2$; (в) дисперсия $\sigma = 5$; (г) дисперсия $\sigma = 10$



а)



б)



в)

Рисунок 3 – Пример потери детализации после фильтрации Гаусса (а) фрагмент исходного изображения, (б) фрагмент после фильтрации Гаусса $\sigma = 10$, (в) фрагмент после определения границ детектором Кэнни

Закключение. В ходе исследования фильтрации по Гауссу для предварительной обработки изображений контурного типа было установлено, что данный метод эффективно минимизирует шум и сглаживает изображения, сохраняя при этом основные контурные характеристики объектов. Применение гауссового фильтра позволяет устранить мелкие артефакты, однако приводит к потере детализации тонких контуров для сильно зашумленных изображений.

Результаты исследований показывают, что при правильном выборе параметров фильтрации можно достичь значительных улучшений в качестве изображений, что в свою очередь способствует более точному анализу и интерпретации данных. Также были рассмотрены различные настройки фильтра и их влияние на итоговые характеристики обработанных изображений, что подтверждает необходимость индивидуального подхода в выборе параметров в зависимости от специфики задач.

Литература

1. Demidenko, O. M. Development of a Machine Vision System for Image Recognition of Design Estimates / O. M. Demidenko, N. A. Aksionova // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. – 2022. – Vol. 25, № 2. – P. 159–167. DOI: <https://doi.org/10.33581/1561-4085-2022-25-2-159-167>.
2. Aksionova, N. A. Method of construction of three-dimensional structures based on key corner points / N. A. Aksionova, D. S. Sych, A. V. Varuyeu // *Izvestia of F. Skorina Gomel State University*. – 2021. – № 6(141). – P. 69–75.
3. Demidenko, O. M. 3D-modeling of Augmented Reality objects using Shi-Tomasi corner detection algorithms. / O. M. Demidenko, N. A. Aksionova, A. V. Varuyeu // *J. Phys. CS*. 2091. – 2021. – P. 012058. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2091/1/012058>.
4. Аксенова, Н. А Сравнительный анализ алгоритмов фильтрации для изображений архитектурных планов / Н. А. Аксенова // *Проблемы физики, математики и техники*. – 2024. – №3 (60). – С. 86–91.
5. Modification of the Canny Edge Detector for Recognition of Image Markers of Architectural Plans / N. A. Aksionova, O. M. Demidenko, A. V. Varuyeu, D. S. Sych // *7th International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT)*. Astrakhan, Russian Federation – 2023. – DOI: <https://doi.org/10.1109/ICCT58878.2023.10347056>.

А. А. Воевода

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

РАСПРЕДЕЛЕННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ СБОРА ДАННЫХ О КОМПЬЮТЕРАХ ЛОКАЛЬНОЙ СЕТИ

Введение. Сбор данных о компьютерах является полезным и необходимым действием при администрировании локальной сети. Это позволяет иметь полное и актуальное представление о состоянии сетевых устройств, а так же возможность быстро реагировать на внештатные ситуации.

Для реализации сбора данных необходимо несколько компонентов, каждый из которых будет выполнять свою функцию: сбор данных о компьютере, хранение и систематизация данных, представление данных конечному пользователю. В результате будут получена распределенная система для сбора данных о компьютерах локальной сети.

1. Архитектура распределенной системы. Распределенная система должна включать в себя следующие компоненты: сервер, база данных, агент мониторинга и клиент. Распределив между ними задачи, которые должны быть выполнены для реализации сбора данных о компьютерах локальной сети, мы получим рабочую распределенную систему.

Агент мониторинга – программа, которая будет запущена на каждом необходимом компьютере локальной сети, собирающая данные о конкретном устройстве. Собранные данные в дальнейшем будут переданы серверу.

Сервер – компьютер, на котором запущена серверная программа. В ее функции входит: сбор данных от агентов мониторинга, внесение полученных данных в базу, предоставление данных клиенту.

Клиент – программа, которая имеет доступ к серверу и отражает данные о компьютерах локальной сети в удобном виде.

Схема взаимодействия компонентов распределенной системы представлен на рисунке 1.



Рисунок 1 – Архитектура распределенной системы

2. Сбор данных. Рассмотрим реализацию сбора данных на примере компьютера с операционной системой Windows, при необходимости, сбор данных может быть реализован и для компьютеров с другими операционными системами. Для реализации сбора необходимых данных используем следующие инструменты: язык программирования Python и Windows Management Instrumentation (WMI). WMI – это одна из базовых технологий для централизованного управления и слежения за работой различных частей компьютерной инфраструктуры под управлением платформы Windows. Windows Management Instrumentation (WMI) представляет собой мощную технологию управления устройствами и приложениями в операционной системе Windows. Она обеспечивает стандартизированный и удобный способ взаимодействия с компонентами ОС, аппаратными устройствами и программным обеспечением, что делает ее важным инструментом как для системных администраторов, так и для разработчиков. WMI предоставляет широкие возможности для получения информации о системе, управления ресурсами, контроля процессов, мониторинга событий и многого другого. С ее помощью можно получить доступ к разнообразной информации об ОС, такой как данные о процессоре, памяти, дисковом пространстве, сетевых настройках и многое другое. Это делает WMI важным инструментом для мониторинга и управления компьютерной средой.

Программа, написанная на языке программирования Python, будет запускаться на компьютере с операционной системой Windows. Информация о компьютере будет собираться с помощью WMI. Получить данные от нашей программы в формате JSON (рисунок 2) мы сможем с помощью HTTP-запроса.

Для хранения собранных данных необходимо разработать модель базы данных. Так как основной информацией о компьютере является информация о его комплектующих и операционной системе, основной упор будет сделан на хранение этих данных. Пример логической модели базы данных приведен на рисунке 3.

```

"Physical disks": [
  {
    "Model": "SAMSUNG MZ7LN128HAHQ-000L2",
    "Serial number": "S3S4NX6KB01287",
    "Interface type": "IDE",
    "Capacity, GB": 119.24,
    "Logical disks": [
      {
        "Disk letter": "C",
        "Disk size": {
          "Total, GB": 118.61,
          "Used, GB": 66.81,
          "Free, GB": 51.8
        }
      }
    ]
  }
]

```

Рисунок 2 – Данные об электронных накопителях компьютера

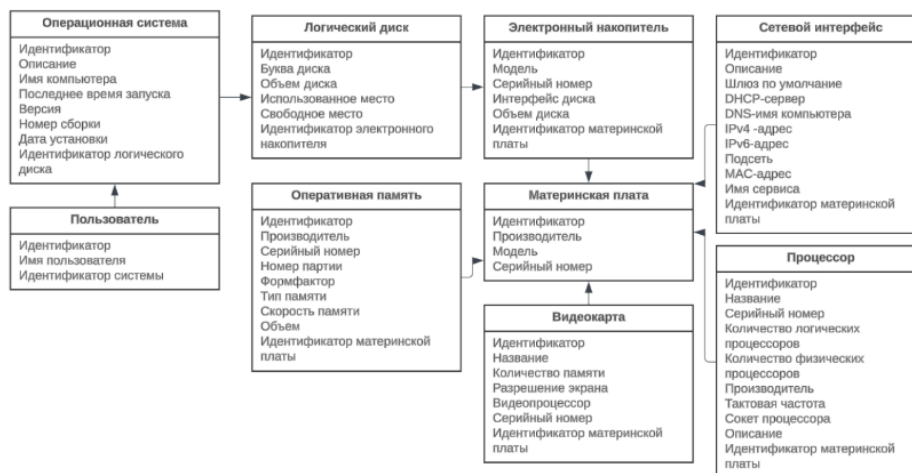


Рисунок 3 – Логическая модель базы данных

3. Использование системы. Данная распределенная система может быть использована как в учебных целях, так и на практике. Система позволяет иметь актуальную информацию о компьютерах локальной сети, может быть легко развернута в рамках локальной сети и не требует много ресурсов для своего функционирования.

Функционал данной системы может быть расширен и приспособлен для конкретных задач. Собранные данные могут быть записаны в файл, выведены в виде текста, либо представлены в приложении с графическим интерфейсом (рисунок 4).

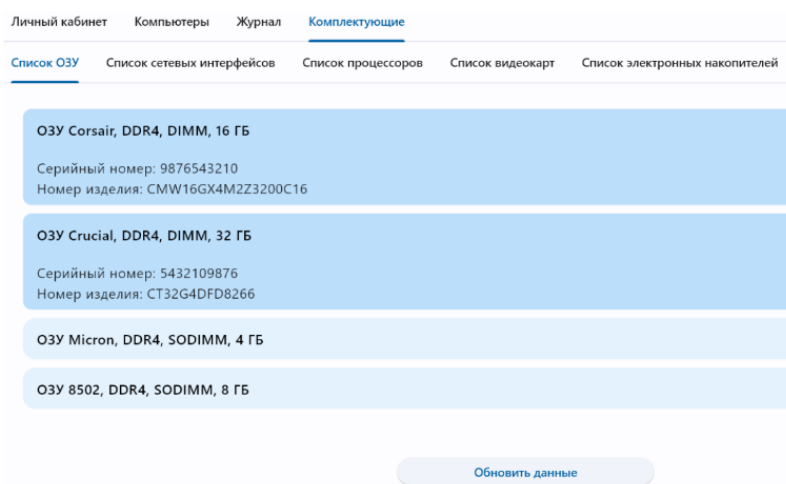


Рисунок 4 – Пример клиентского приложения с графическим интерфейсом

Вывод. Таким образом, распределенная система для сбора данных о компьютерах локальной сети является оптимальным и эффективным решением для автоматизации администрирования. Данная система может быть масштабирована и оптимизирована в зависимости от поставленных задач.

А. В. Воруев, К. С. Голубич

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ «ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА – ПОЛЬЗОВАТЕЛЬ» С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕМЕНТОВ СИСТЕМ МАШИННОГО ЗРЕНИЯ

Введение. С развитием информационных технологий, а с ними систем взаимодействия человека с вычислительными системами, вопрос об оценке, оптимизации и распознавания обратной связи между операционной системой и пользователем становится не только актуальным, но и решающим для дальнейшего прогресса. Стандартные формы ввода, такие как клавиатура и мышь, изжили себя в условиях, когда каждый аспект взаимодействия пользователя с машиной может быть максимально адаптирован с учетом глубинных когнитивных реакций. В частности, интеграция сенсоров, способных фиксировать и анализировать мимические реакции, движения глаз и другие элементы поведения, представляют собой путь к созданию более современных, интуитивных и динамично адаптируемых интерфейсов.

Регистрация фокуса внимания пользователя. Операционные системы современности, в том числе их элементы взаимодействия с пользователем через распознавание образов, демонстрируют значительные успехи в области мимического интерфейса. Аутентификация пользователей посредством распознавания лиц, ставшая массовым стандартом в начале XXI века, является только верхушкой айсберга того, что мы можем достичь в области взаимодействия через когнитивные реакции. Однако, несмотря на очевидные технологические прорывы, реализация таких решений в повседневной практике по-прежнему остаётся ограниченной, что свидетельствует о многослойных проблемах, связанных с интеграцией этих технологий в настоящие вычислительные среды.

В этой связи важнейшим вопросом становится интеграция и синергия различных методов когнитивной оценки, таких как «Eye Tracking» и мимический анализ, с динамикой работы программного обеспечения, эти методы включают в себя окулографию, математический анализ, геометрию, алгоритмы машинного обучения, а также использования глубоких нейронных сетей. Эффективность систем управления взглядом, несмотря на свою потенциальную ценность, сталкивается с проблемой недостаточной корреляции между направлением взгляда и реальным взаимодействием пользователя с системой (рисунок 1). Особенно это очевидно в условиях, когда внимание пользователя отвлечено внешними или внутренними факторами, что приводит к снижению точности взаимодействия и снижению адаптивности интерфейсов.

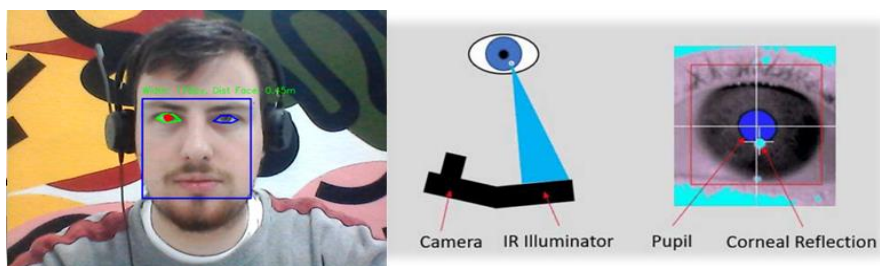


Рисунок 1 – Регистрация направления взгляда оператора

Практические примеры реализации технологии:

Microsoft HoloLens – устройство с дополненной реальностью, использующее Windows, которое позволяет взаимодействовать с цифровыми объектами в реальном мире. В некоторых версиях HoloLens используется eye tracking для оптимизации интерфейса и повышения точности взаимодействия.

Oculus Quest и HTC Vive – устройства виртуальной реальности, в которых используется eye tracking для более точного отслеживания движений взгляда и повышения уровня взаимодействия с виртуальными объектами. В некоторых случаях это позволяет активировать элементы интерфейса или переходить между экранами, просто взглянув на нужную область.

Технология *Tobii Eye Tracking* – используется в различных устройствах и приложениях для отслеживания движений глаз пользователя и улучшения взаимодействия с интерфейсами. Она интегрирована в игры, обучающие программы и операционные системы, а также помогает людям с ограниченными возможностями взаимодействовать с компьютерами.

В рамках данной парадигмы можно выделить основные категории ситуаций, в которых взаимодействие пользователя с вычислительной можно определить (рисунок 2):

- активное вовлечение пользователя в работу системы;
- отвлечение пользователя вторичными источниками информации;
- отсутствие взаимодействия с системой, погружение в мысли или внешние переживания;
- искажение восприятия и когнитивной нагрузки;
- отсутствие пользователя или присутствие нескольких пользователей.



Рисунок 2 – Категории взаимодействия «операционная система – пользователь»

Активное вовлечение пользователя в работу системы – это классический сценарий, когда пользователь полностью фокусируется на взаимодействии с интерфейсом. В этом случае распознавание когнитивных реакций, таких как изменения выражения лица и движения глаз, может быть использовано для адаптации интерфейса в реальном времени. Системы могут модифицировать отображение информации, улучшать навигацию или предлагать дополнительные опции, опираясь на эмоциональное состояние или когнитивную нагрузку пользователя.

Отвлечение пользователя вторичными источниками информации – эта категория включает в себя два типа факторов:

1. Явные признаки отвлечения такие как, телефонный звонок или беседа с собеседником. В таких случаях система может распознавать, что пользователь отвлечён и автоматически приостанавливать действия, требующие концентрации внимания, или адаптировать интерфейс для более лёгкого восприятия.

2. Неявные признаки отвлечения такие как, использование наушников или перемещение взгляда на вторичные объекты. В этом случае системы должны иметь возможность учитывать, что пользователь может не быть полностью вовлечён в процесс, и корректировать свою реакцию. Например, повышать уровень уведомлений или временно отключать определённые функции.

Отсутствие взаимодействия с системой, погружение в мысли или внешние переживания – это ситуация, когда пользователь может быть эмоционально или психоэмоционально настроен на внешние стимулы такие как, переживания, усталость, стресс или погружён в собственные размышления. Расфокусировка взгляда, изменение мимики являются индикаторами, которые могут быть использованы для корректировки интерфейса, например, для уменьшения когнитивной нагрузки или предложений по паузам в работе.

Отсутствие пользователя или присутствие нескольких пользователей – это ситуация, при которой систему необходимо определить главного пользователя, если система работает в однопользовательском режиме или уметь определять, распознавать взаимодействие с системой нескольких пользователей. Так же возможна ситуация, при которой пользователь не может больше взаимодействовать с системой и вынужден прервать взаимодействие, в данном случае системе необходимо распознать подобное поведение и принять необходимые меры по остановке работы с пользователем и, как вариант решения, перейти в спящий режим.

В рамках исследований на кафедре АСОИ Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины разработан прототип системы контроля знаний студентов, позволяющая составлять критическую оценку о качестве онлайн-тестирования в автоматическом режиме.

Программное средство разработано с применением трехзвенной архитектуры, включающей в себя клиентскую часть, серверную часть и базу данных. Клиентская часть информационной системы разработана с применением языка разметки HTML, каскадных таблиц стилей CSS для создания эргономичного пользовательского интерфейса. Серверная часть разработана с применением Python с технологиями Flask, MySQL для базы данных, YOLO v4 для подключения технологий распознавания, OpenCV и TensorFlow.

Система успешно регистрирует наличие пользователя на рабочем месте и фокус его внимания (рисунок 3).



а)



б)



в)



г)

Рисунок 3 – Примеры активного (а) и пассивного (б) – (г) взаимодействия системы

Заключение. Для создания по-настоящему эффективных и персонализированных систем обратной связи «операционная система – пользователь» необходимо учитывать не только технические достижения в области распознавания когнитивных реакций, но и тщательно прорабатывать алгоритмы, способные анализировать и интерпретировать изменения в поведении пользователя в самых разнообразных ситуациях. Эти системы должны учитывать, как явные, так и скрытые признаки отвлечения или изменяющегося состояния пользователя, обеспечивая максимальную адаптивность интерфейса. Это требует привлечение не только технических специалистов, а также специалистов по работе с людьми, психоаналитиков, а также иного рода специалистов, что так же является фактором, действующими на эффективность работы систем. Это откроет новые горизонты в области взаимодействия человека с машинами и откроет возможности для создания технически продвинутых, интуитивных, комфортных и эффективных систем, способных не только воспринимать, но и предсказывать реакции пользователя в реальном времени, минимизируя когнитивную нагрузку и повышая удовлетворенность от взаимодействия с системой.

Литература

1. Иванова, Е. Е. Образование в удаленном доступе: взгляд преподавателя / Е. Е. Иванова // Вестник университета. – 2020. – № 8. – С. 188–193.

А. Г. Уймин

Российский государственный университет нефти и газа
(национальный исследовательский университет) имени И. М. Губкина,
г. Москва, Российская Федерация

ЭМУЛЯЦИЯ И АВТОМАТИЗАЦИЯ СЕТЕВЫХ ИНФРАСТРУКТУР ДЛЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ: СОВРЕМЕННЫЕ ПОДХОДЫ И РЕШЕНИЯ

Введение. Разработка сетевой инфраструктуры для научных исследований сегодня становится всё более актуальной задачей ввиду стремительного роста объёмов данных и усложнения научных экспериментов. Увеличение масштабов исследований, требующих анализа больших данных, симуляций сложных систем и тестирования сетевых протоколов, обуславливает необходимость создания гибких и мощных инфраструктур, способных адаптироваться к быстро меняющимся условиям и обеспечивать высокую производительность.

Современные серверные системы предоставляют исследователям инструменты, которые значительно облегчают моделирование и оптимизацию сетевых процессов. Однако без обоснованного использования количественных показателей сложно оценить их реальную эффективность. Актуальность вопроса заключается в том, что исследовательская инфраструктура должна не только соответствовать текущим требованиям, но и быть способной масштабироваться по мере роста объёмов данных и увеличения сложности задач.

Типичные конфигурации серверов, используемых в научных и коммерческих целях, оснащаются 32-ядерными процессорами и до 512 ГБ оперативной памяти, что обеспечивает необходимую производительность для выполнения высоконагруженных задач. Пропускная способность сетей варьируется от 10 до 40 Гбит/с, что позволяет обрабатывать огромные объёмы информации в режиме реального времени, что особенно важно для современных научных проектов. Эти показатели подчёркивают необходимость надёжной, масштабируемой и производительной серверной инфраструктуры для успешного выполнения исследовательских задач.

Обзор литературы. Вопросы эмуляции и автоматизации сетевых инфраструктур для научных исследований являются актуальной темой, которая активно развивается благодаря расширению возможностей облачных и контейнерных технологий. Современные

подходы к автоматизации сетевых экспериментов можно разделить на несколько ключевых направлений: эмуляция, симуляция и гибридные методы. Каждое из этих направлений предлагает уникальные преимущества в зависимости от потребностей исследований.

Эмуляция сетевых инфраструктур активно используется благодаря своей способности воспроизводить реальные сетевые взаимодействия в контролируемой среде. Например, решение, предложенное Balis и соавторами (2019), использует комбинацию Terraform и HyperFlow для автоматизации научных процессов, повышая их воспроизводимость и упрощая настройку сложных сетевых конфигураций [1]. Это позволяет ускорить процесс экспериментов и снижает ошибки, связанные с человеческим фактором. В то же время Vouk и соавторы (2007) предлагают подход на базе фреймворка Kepler для управления научными рабочими процессами, который также снижает затраты на управление данными и автоматизирует повторяющиеся задачи [2].

Важную роль в эмуляции играют симуляционные платформы, такие как Netbed, предложенная White и соавторами (2002), которая объединяет симуляцию, эмуляцию и реальные сети, обеспечивая высокую гибкость и точность экспериментов [3]. Handigol и соавторы (2012) подчёркивают значимость контейнерной эмуляции, которая, по их мнению, значительно повышает повторяемость экспериментов, одновременно снижая ресурсоёмкость [4].

Современные подходы, такие как Kubernetes, предложенные Orzechowski и соавторами (2018), позволяют гибко управлять научными рабочими процессами, предлагая возможность гибридных вычислений и динамического масштабирования [5]. Такое решение особенно полезно при необходимости управления большими объёмами данных в распределённых системах. Объединение этих методов позволяет оптимизировать работу с сетевыми инфраструктурами, делая их более гибкими и адаптируемыми.

Основная часть. Одним из ключевых подходов является виртуализация, обеспечивающая возможность создания виртуальных машин (VM), которые воспроизводят разнообразные сетевые топологии без необходимости использования физического оборудования. Виртуализация позволяет значительно сократить капитальные и операционные затраты на оборудование, обеспечивая при этом гибкость в настройке сетевых структур. Например, сеть из 50 виртуальных машин может симулировать взаимодействие с общей пропускной способностью до 1 Тбит/с. Однако следует учитывать, что виртуализация предъявляет высокие требования к вычислительным ресурсам, включая значительные объёмы оперативной памяти (от 4 до 8 ГБ на каждую VM) и виртуальные процессорные ядра, что может ограничивать масштаб моделируемых сетей, особенно в условиях ресурсоограниченных сред.

Контейнеризация, представляющая собой лёгкую альтернативу виртуализации, позволяет снизить требования к вычислительным ресурсам благодаря более эффективной изоляции процессов. В отличие от виртуальных машин, контейнеры не требуют полной эмуляции аппаратной части, что значительно снижает накладные расходы на вычислительные ресурсы. Например, сеть из 50 контейнеров может функционировать при потреблении всего 10–20 ГБ оперативной памяти, что делает контейнеризацию оптимальным решением для задач, связанных с массовым развертыванием сетевых сервисов. Однако контейнеризация не всегда обеспечивает тот уровень изоляции и безопасности, который требуется для критически важных инфраструктур, где более уместным решением остаётся полная виртуализация.

Для высокоточных эмуляций сетевых устройств и протоколов используются такие платформы, как GNS3 и Mininet. Эти эмуляционные среды позволяют детально моделировать и тестировать сетевые конфигурации, анализировать работу сетевых протоколов и оценивать производительность в условиях, близких к реальным. Например, Mininet может эмулировать топологию с 100 узлами при использовании 16 ГБ оперативной памяти, что делает его предпочтительным инструментом для отладки новых сетевых решений

в рамках научных исследований. Однако, несмотря на высокую точность, масштабируемость таких платформ остаётся ограниченной: для эмуляции сети из 500 узлов может потребоваться до 64 ГБ оперативной памяти и существенные процессорные мощности, что становится серьёзным ограничением для крупных проектов.

Автоматизация сетевых процессов с использованием таких инструментов, как Ansible, Terraform и Puppet, значительно ускоряет развёртывание и управление сетевой инфраструктурой, минимизируя количество ручных операций. В среднем, использование средств автоматизации может сократить время конфигурирования инфраструктуры с нескольких часов до 15–30 минут, а также снизить вероятность возникновения ошибок на этапе настройки на 70 %. Эти показатели критичны для обеспечения стабильности и воспроизводимости экспериментов, особенно в условиях постоянного изменения конфигураций сети.

Программно-определяемые сети (SDN) предоставляют гибкость управления сетевыми топологиями, централизуя контроль над трафиком. Контроллеры SDN, такие как OpenDaylight, позволяют динамически изменять маршрутизацию или конфигурацию сети, адаптируя её к изменяющимся условиям. SDN способен обрабатывать крупные сетевые потоки на скорости до 100 Гбит/с, что делает эту технологию важной для задач с высокими требованиями к производительности. Однако потенциальная уязвимость централизованного контроллера требует особого внимания к безопасности.

Использование облачных платформ (AWS, Azure, Google Cloud) предоставляет возможность динамически масштабировать инфраструктуру и моделировать распределённые сети, включающие тысячи виртуальных машин. Облачные ресурсы обеспечивают быстрый развёртывание крупномасштабных сетей и высокую пропускную способность (до 40 Гбит/с на машину), что упрощает глобальные сетевые исследования. Тем не менее, облачные платформы требуют тщательного бюджетного планирования из-за высокой стоимости аренды ресурсов.

Выводы и перспективы. Эмуляция и автоматизация сетевых инфраструктур играют ключевую роль в современных научных исследованиях, предоставляя исследователям мощные инструменты для создания гибких и адаптируемых сетевых сред.

В свете текущих тенденций можно предположить, что интеграция этих технологий позволит создать более гибкие, масштабируемые и экономически эффективные решения для научных проектов, ориентированных на обработку больших данных и моделирование сложных сетевых сценариев. Эти изменения, в свою очередь, обеспечат исследователям более глубокий контроль над инфраструктурой и улучшат производительность их проектов.

Литература

1. Cloud Infrastructure Automation for Scientific Workflows / B. Balis [et al.] // Proceedings of the International Conference on Cloud Computing. – 2019. – С. 287–297. DOI: 10.1007/978-3-030-43229-4_25.
2. Automation of Network-Based Scientific Workflows / M. Vouk [et al.] // In: Scientific Workflows: Principles, Protocols and Structures. Berlin: Springer. – 2007. – С. 35–61. DOI: 10.1007/978-0-387-73659-4_3.
3. An Integrated Experimental Environment for Distributed Systems and Networks / B. White [et al.] // Proceedings of the International Symposium on Networked Systems. – 2002. – С. 255–270. DOI: 10.1145/844128.844152.
4. Reproducible Network Experiments Using Container-Based Emulation / N. Handigol [et al.] // Proceedings of the ACM Symposium on Networked Systems Design and Implementation. – 2012. – С. 253–264. DOI: 10.1145/2413176.2413206.
5. Transparent Deployment of Scientific Workflows across Clouds – Kubernetes Approach / M. Orzechowski [et al.] // IEEE/ACM International Conference on Utility and Cloud Computing Companion (UCC Companion). – 2018. – С. 9–10. DOI: 10.1109/UCC-Companion. 2018.00020.

А. Е. Запольский, А. В. Сахарук, Ю. В. Крышнев
Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
г. Гомель, Республика Беларусь

ОРГАНИЗАЦИЯ ТЕЛЕМЕТРИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОРОТКОВОЛНОВОЙ РАДИОСВЯЗИ ДЛЯ ПУНКТА УПРАВЛЕНИЯ СТАНЦИИ КАТОДНОЙ ЗАЩИТЫ ПОДЗЕМНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ

В современном мире для передачи данных по дистанционному каналу используется сотовая радиосвязь различных поколений. Среди них технологии GSM (2G), UMTS с настройкой HSPA (3G), LTE Advanced (4G), а также 5G/IMT-2020. При этом в Республике Беларусь сейчас наиболее активно развивают технологии связи 4-го поколения.

Несмотря на все преимущества, связанные с сотовой связью, у неё есть и ряд недостатков, главный из которых – зависимость от инфраструктуры. При недостаточно развитой инфраструктуре наблюдаются: проблемы с организацией качественного соединения или её полное отсутствие; перегрузка сети в пиковые часы из-за массового использования абонентами связи.

Однако сотовая связь при своей массовой распространенности является не единственным способом организации дистанционного канала передачи информации на большие расстояния.

Одним из способов передачи информации также является цифровая коротковолновая радиосвязь. Для его организации используются различные стандарты и протоколы. Среди стандартов выделяют: DRM – цифровое радио с поддержкой различных форматов высокой чёткости (MP-3, AAC); ARDC – любительский стандарт для передачи звуковой и текстовой информации; MIL-STD-188-110A – военный протокол для передачи данных и аудиоинформации; NADS – коммерческая сеть КВ-связи для передачи данных большого объема на высокой скорости; D-Star – разработан ICOM для передачи мультимедийных данных. Среди протоколов можно выделить FT8 – любительский протокол для передачи данных; JT65 – передача данных большого объема; WSPR – передача координат и уровня сигнала; PSK31 – передача текстовых сообщений через фазовую манипуляцию с 31 фазой; Olivia – передача текстовых сообщений, аналогично PSK31, но с применением модифицированного кода; RTTY – передача текстовых сообщений с использованием частотной манипуляции, DominoEX – передача текстовых сообщений с помощью фазовой манипуляции с изменяемым числом фаз; Throb – передача текстовых сообщений с использованием фазовой манипуляции и синхронизацией по частоте [1].

Качество и дальность радиосвязи зависят от технических условий организации радиосвязи и от природных факторов. К техническим условиям относятся частотный диапазон, мощность передатчика, эффективность антенн и высота их размещения. К природным условиям относится географическое расположение (высота над уровнем моря, топография местности и свойства подстилающей поверхности (например, тип почвы)), временные характеристики – время года и суток; природные явления – свойства атмосферы и ионосферы, наличие геомагнитных возмущений и другие природные явления.

Для распространения электромагнитных волн (ЭМВ) передающей антенны имеются 2 пути – поверхностные волны, движущиеся вдоль земной поверхности; пространственные волны, которые распространяются под углом к горизонту. Эти два типа волн подвержены различным физическим процессам, влияющим на их распространение.

Для пространственных волн, за счет характера их распространения, характерны мертвые зоны, которые зависят от частоты, времени года и еще ряда природных факторов.

Под мёртвой зоной понимается область на поверхности Земли, где радиоволны не могут распространяться. Зона образуется вокруг точки на земной поверхности, находящейся между устройствами приёма и передачи сигнала, но при этом вне пределов их

прямой видимости. Способы решения проблемы – использование ретрансляторов или спутников связи, антенн с высоким коэффициентом усиления. Поэтому для уменьшения экономических затрат и исходя из конкретных условий поставленной задачи необходимо выбирать коротковолновой диапазон так, чтобы устройства приёма и передачи, находящиеся на определенном расстоянии друг от друга, не попадали в мертвую зону. [1].

Например, удобным для организации высокоудаленной связи будет 40-метровый диапазон. Однако внутри Республики Беларусь лучше использовать диапазоны 80 и 160 метров.

Принцип действия радиосвязи и распространение волн показан на рисунке 1.



Рисунок 1 – Принцип действия радиосвязи и распространение волн

Коротковолновую связь можно использовать для организации телеметрии различных систем управления технологическими процессами. Например, для организации обмена данными между диспетчерским пультом и катодным защитным устройством (КЗУ) и контрольно-измерительными пунктами (КИП) систем активной антикоррозийной защиты подземных трубопроводов.

При этом, такой способ передачи информации имеет ряд преимуществ: дальность передачи выше; меньшие затраты на инфраструктуру, что делает её удобной для организации связи с отдаленными районами; более высокая надёжность: можно организовать работу даже при катастрофах различного характера; стоимость организации связи ниже в сравнении с сотовой связью; конфиденциальность выше.

Стоит отметить, что белорусское предприятие Белстройремналадка уже выпускает КИП с телеметрией через сеть стандарта LTE – модель КИП5-4М LTE, позволяющая организовать связь посредством сотовой связи 2–4 поколений, в том числе через протокол «интернета вещей» NB-IoT [2].

Но, как отмечалось ранее, у сотовой связи есть проблемы, которых нет у коротковолновой радиосвязи. Поэтому модернизация КИП с применением такого способа передачи информации является актуальной задачей.

Преимущество сотовой связи перед связью на коротких волнах – скорость передачи информации, которая у КВ-связи ниже. Однако для организации телеметрии СКА, включая аварийную, это не является критичным.

Применение цифровой радиосвязи на коротких волнах позволит создать дополнительный надежный канал обмена данными между составными узлами станций катодной защиты подземных трубопроводов.

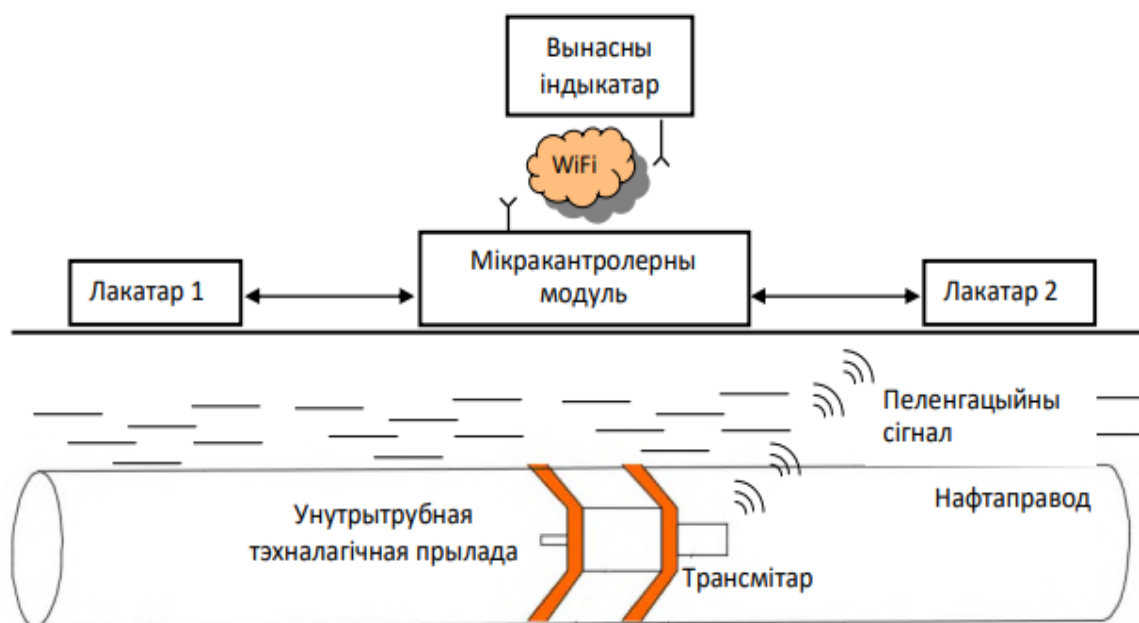
Литература

1. Заморока, А. Н. Основы любительской радиосвязи. Справочное пособие для начинающих коротковолновиков. – 5-е изд., перераб. и доп. – Хабаровск. – 2012. – 249 с.
2. Катодная защита – Производство оборудования для ЭХЗ – Белстройремналадка [Электронный ресурс]. – Режим доступа: URL: <https://belnaladka.com/>. – Дата доступа: 05.09.2024.

Ю. В. Крышнёў, В. В. Шчуплоў, С. М. Кухарэнка, Л. А. Захаранка,
А. Я. Запольскі, Ів. Іг. Сутарма, С. А. Пусеў
Гомельскі дзяржаўны тэхнічны ўніверсітэт імя П. О. Сухого,
г. Гомель, Рэспубліка Беларусь

ПОШУКАВАЯ СІСТЭМА ДЛЯ ТЭХНАЛАГІЧНЫХ АБ'ЕКТАЎ НАФАПРАВОНАГА ТРАНСПОРТУ

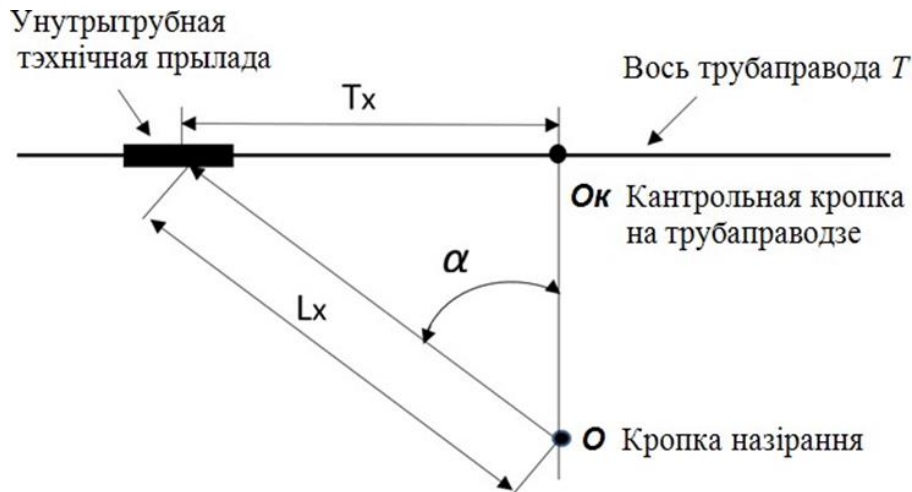
Прынцып дзеяння пошукавай сістэмы для ўнутрытрубных тэхналагічных прылад (УТП) нафтаправода прыведзены на малюнку 1. Пошукавая сістэма складаецца з двух падсістэм: 1) унутрытрубнай прылады (УП), якая мясцуюцца непасрэдна на УТП і з дапамогай трансмітара выпраменьвае пеленгацыйны сігнал; 2) наземнай прылады (НП). Асаблівасцю наземнай прылады (НП) з'яўляецца наяўнасць двух ідэнтычных прыёмных модуляў (лакатораў), кожны з якіх канструктыўна рэалізаваны ў асобным корпусе. Лакатары бесперапынна прымаюць пеленгацыйны сігнал нізкай частаты (пераменны магнітны струмень) ад трансмітара ўнутрытрубнай прылады. Пасля маштабавання і фільтрацыі, сігналы паступаюць у мікракантролерны модуль НП. Апрацаваныя мікракантролерным модулем НП сігналы адлюстроўваюцца на мясцовым індикатары і перадаюцца па бесправодным канале сувязі (WiFi) на вынасны індикатар, рэалізаваны на базе планшэта альбо Android/iOS-прылады.



Малюнак 1 – Прынцып дзеяння пошукавай сістэмы
для ўнутрытрубных тэхналагічных прылад нафтаправода

Лакатары жорстка звязаныя паміж сабой гарызантальнай апорнай штангай, унутры якой размяшчаюцца правадныя злучэнні (праваднікі для сілкавання і вымяральных ліній). Штанга з лакатарамі (магнітнымі антэнамі) пазіцыянуецца на паверхні глебы па-над верхняй утваральнай нафтаправода, уздоўж лініі меркаванага знаходжання ўнутрытрубнага аб'екта. Шляхам аналізу і апрацоўкі пеленгацыйных сігналаў, якія перадаюцца лакатарамі на прыёмнік-індыкатар, аператарам вызначаецца дакладнае месцазнаходжанне ўнутрытрубнай тэхналагічнай прылады.

Геаметрыя задачы пошуку ўнутрытрубных прылад нафтаправоднага транспарту паказана на малюнку 2.



Малюнак 2 – Геаметрыя задачы пошуку ўнутрытрубнай тэхнічнай прылады:
 L_x – адлегласць да УТП ад кропкі назірання O (месца размяшчэння магнітных антэн);
 α – вугал напрамку на УТП з пункту назірання O ;
 T_x – адлегласць да УТП па восі трубаправода T ад кантрольнай кропкі O_k

Наяўнасць двух прыёмных магнітных антэн (магнітапрыёмнікаў) дазваляе вырашыць задачу вызначэння месцазнаходжання УТП у трубаправодзе, выкарыстоўваючы моначымпальны метады пеленгацыі ў адной плоскасці [1, 2].

Пры гэтым вядомыя тры метады пеленгацыі: фазавы, амплітудны і сумарна-рознасны.

Фазавы метады ў выпадку вызначэння месцазнаходжання УТП не можа быць ажыццёўлены практычна, таму што на працоўных частотах (дыяпазон 10...30 Гц) дзве магнітныя антэны, разнесеныя ў прастору на адлегласць L , значна меншую, чым даўжыня хвалі λ , практычна маюць аднолькавыя фазавыя дыяграмы.

Пры амплітуднай пеленгацыі ў моначымпальных сістэмах для вызначэння вуглавой каардынаты напрамку на крыніцу сігнала фарміруюцца дзве перакрываючыя дыяграмы накіраванасці (ДН) антэн, разнесеныя на вугал $\pm\alpha_0$ адносна раўнасігнальнага напрамку (РСН). Амплітудны метады патрабуе роўнасці і стабільнасці каэфіцыентаў узмацнення каналаў, у адваротным выпадку зрушваецца нуль пеленгацыйнай характарыстыкі. Для памяншэння залежнасці пеленгацыйнай характарыстыкі ад узроўню сігнала выкарыстоўваюцца лагарыфмічныя ўзмацняльнікі [3].

Сумарна-рознасны амплітудны метады з'яўляецца найбольш даступным, таму што дазваляе выключыць уплыў амплітуды і фазы сігнала на стабільнасць пеленгацыйнай характарыстыкі і забяспечыць найбольшую дакладнасць вызначэння напрамку на крыніцу сігнала.

Прынцып фарміравання сумарна-рознасных каналаў тлумачыць малюнак 3.

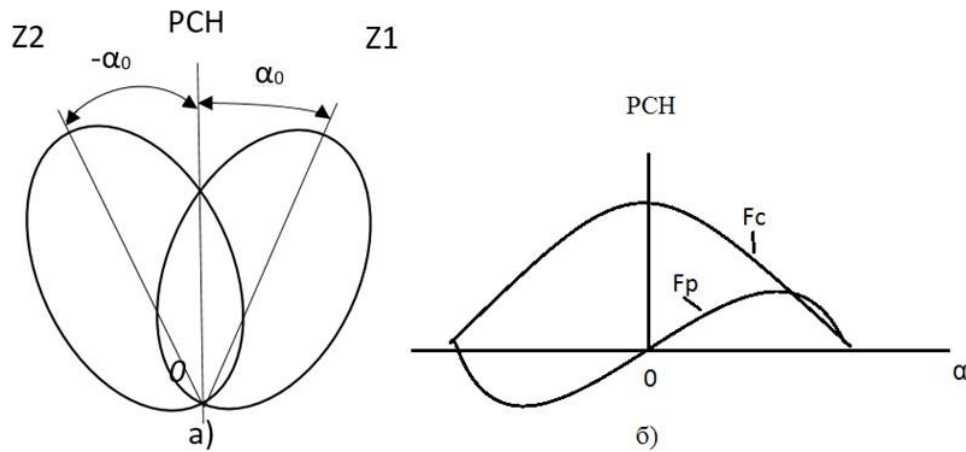
Прыёмныя антэны $A1$ і $A2$ з дыяграмамі накіраванасці ДН-1 і ДН-2 з максімумамі ў напрамку восей $Z1$ і $Z2$ адпаведна сіметрычна павярнутыя па вугле адносна раўнасігнальнага напрамку (РСН) на вугал $\pm\alpha_0$ (малюнак 3 (а)). Пры гэтым вугал паміж восямі $Z1$ і $Z2$ дыяграм накіраванасці ДН-1 і ДН-2 антэн роўны $2\alpha_0$.

Сігналы на выхадзе антэн вызначаюцца наступным чынам:

$$\begin{aligned} U_1(\alpha) &\sim kF(\alpha_0 + \alpha)\cos\omega t, \\ U_2(\alpha) &\sim kF(\alpha_0 - \alpha)\cos\omega t, \end{aligned} \quad (1)$$

дзе k – каэфіцыент прапарцыянальнасці, які ўключае амплітуду сігнала U_m і каэфіцыент перадачы антэны;

$F(\alpha_0 - \alpha)$, $F(\alpha_0 + \alpha)$ – дыяграмы накіраванасці антэн $A1$ і $A2$.



Малюнок 3 – Принцип фармування сумарної і рознесної ДН

Сумарний канал фармується суміщенням сигналів $U_1(\alpha)$ і $U_2(\alpha)$ з виходу антэн, а рознесний канал – рознесцю гэтых жа сигналів. Гэта эквівалентна фармуванню сумарнай $F_c(\alpha)$ і рознесної $F_p(\alpha)$ дияграм накіраванасцяў (малюнак 3(б)).

Пеленгацыйная характарыстыка пры сумарна-рознесным метадзе вызначаецца суадноснасцю:

$$U_{\text{вых}}(\alpha) = \frac{U_p(\alpha)}{U_c(\alpha)} \sim \frac{k_p F_p(\alpha)}{k_c F_c(\alpha)}, \quad (2)$$

і не залежыць ад узроўню сігналу, які прымаецца [4].

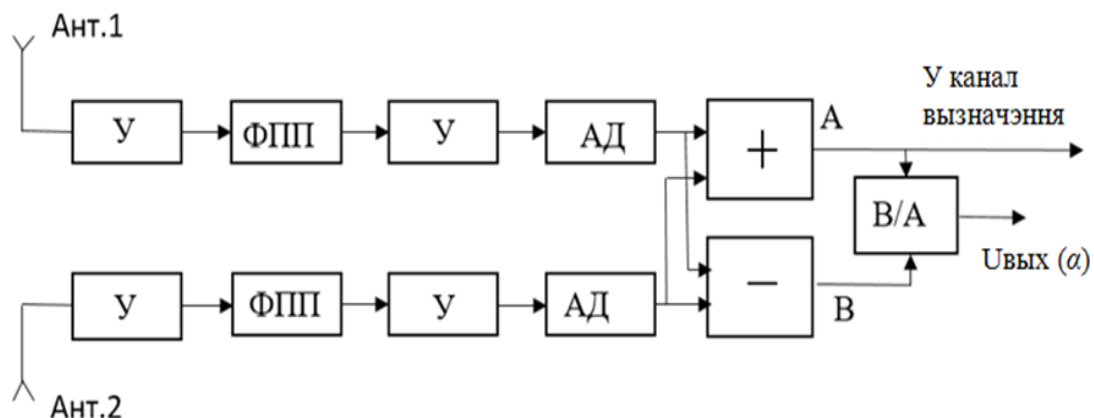
Атрымаць залежнасць $U_{\text{вых}}(\alpha)$, прапарцыйную суадноснасці сигналів $U_p(\alpha)$ к $U_c(\alpha)$, можна чатырма спосабамі.

1) прамая рэалізацыя матэматычнай аперацыі дзялення сигналів з выкарыстаннем спецыялізаваных мікрасхем;

2) выкарыстанне аўтаматычнага рэгулявання ўзмацнення (АРУ) па сумарным і рознесным каналах;

3) выкарыстанне фазавага дэтэктара і дзяленне выхаднога сігнала фазавага дэтэктара на квадрат сігнала сумарнага канала пасля амплітуднага дэтэктавання.

4) фармуванне сумарнага і рознеснага сигналів пасля ўзмацнення і амплітуднага дэтэктавання сигналів ад антэн з наступнай нарміроўкай рознеснага сігнала па сумарным сігнале (малюнак 4).



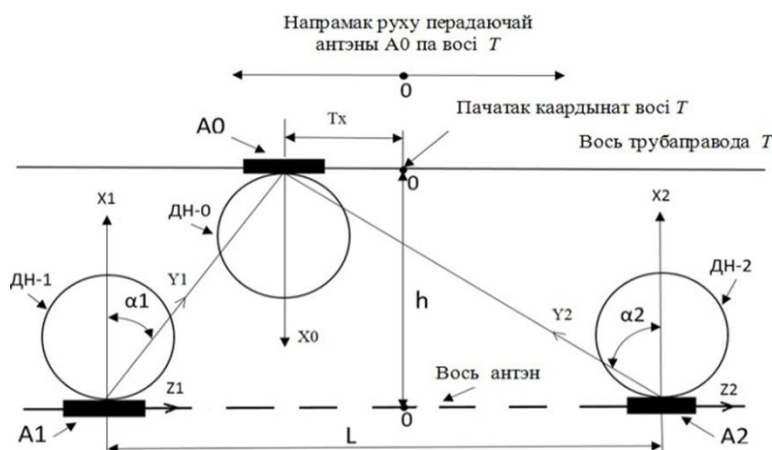
Малюнак 4 – Фармуванне пеленгу на відэачастаце: У – узмацняльнік; ФПП – фільтр палосна-прапускальны; АД – амплітудны дэтэктар; В/А – дзельнік

Пры ідэнтычных прыёмных каналах ($k_1 = k_2 = k$), на выхадзе схемы дзялення атрымліваецца сігнал, прапарцыянальны вуглу α , які не залежыць ад узроўню сігналу і фазавых зрухаў у каналах:

$$U_{\text{вых}}(\alpha) = \frac{U_p(\alpha)}{U_c(\alpha)} = \frac{2kU_m F(\alpha_0)\mu\alpha}{2kU_m F(\alpha_0)} = \mu\alpha. \quad (3)$$

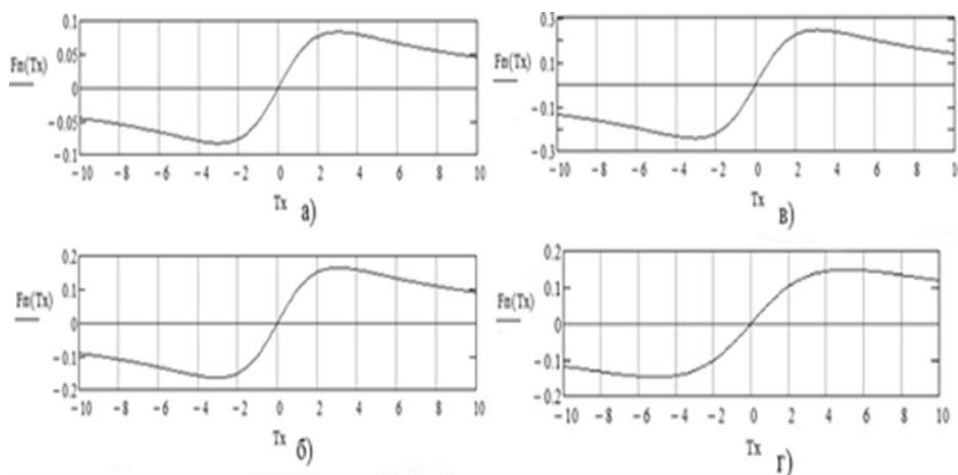
дзе μ – стромкасць працоўнага ўчастку рознаснай дыяграмы накіраванасці ў вобласці пеленгавання.

З дапамогай матэматычнага мадэлявання і эксперыментальнага даследавання, устаноўлена, што на практыцы неабходна арыентаваць антэны такім чынам, каб яны і меркаваная вось трубаправода ляжалі ў адной плоскасці (малюнак 5).



Малюнак 5 – Схема мадэлявання сумарна-рознаснага метаду пеленгацыі пры сувосевым размяшчэнні антэн ($\alpha_0 = 0$)

У гэтым выпадку пеленгацыйная характарыстыка будзе мець дастатковую стромкасць, незалежна ад вугла павароту антэннай сістэмы вакол сваёй восі. Аптымальнай адлегласцю паміж антэнамі (магнітапрыёмнікамі) пры сувосевым пазіцыянаванні антэн з'яўляецца L парадку 1 м, пры гэтым антэнная сістэма павінна быць максімальна набліжана да восі трубаправода (малюнак 6).



Малюнак 6 – Пеленгацыйная характарыстыка як функцыя T_x :

а) $L = 0,5$ м, $h = 3$ м; б) $L = 1,0$ м, $h = 3$ м; в) $L = 1,5$ м, $h = 3$ м; г) $L = 1,5$ м, $h = 5$ м

Літаратура

1. Радиолокационные устройства / В. В. Васин [и др.]. – М.: Советское радио, 1970. – 680 с.
2. Родс, Д. Р. Введение в моноимпульсную радиолокацию / Д. Р. Родс. – М.: Советское радио, 1960. – 159 с.
3. Бакулев, П. А. Радиолокационные системы. Учебник для вузов / П. А. Бакулев. – М.: Радиотехника, 2004. – 320 с.
4. Сістэма дыстанцыйнага маніторынгу месцазнаходжання ўнутрытрубнага герметызатара для нафтаправоднага транспарту / Ю. В. Крышнёў [и др.] // Сборник материалов Белорусско-Китайского молодежного инновационного форума «Новые горизонты 2015», Минск, БНТУ, 26–27 ноября 2015 г. – 2015. – С. 211–212.

Ю. В. Крышнёў, А. Я. Запольскі, М. А. Рогаў, П. Д. Раманцоў, М. І. Гапоненка
Гомельскі дзяржаўны тэхнічны ўніверсітэт імя П. О. Сухого,
г. Гомель, Рэспубліка Беларусь

АСАБЛІВАСЦІ ПРАЕКТАВАННЯ ЭЛЕКТРАХІМІЧНАЙ АБАРОНЫ ПАДЗЕМНЫХ МАГІСТРАЛЬНЫХ НАФТАПРАВОДАЎ

Трубаправодны транспарт мае асаблівае значэнне для эканомікі Рэспублікі Беларусь, з'яўляючыся асновай для транспарціроўкі розных цяжкіх прадуктаў у розных агрэгатных фазах (нафта, нафтапрадукты, прыродны газ, гарачая вада). Пры яго працяглай эксплуатацыі адбываецца старэнне і парушэнне ўласцівасцей, як непасрэдна металаканструкцыі, так і ахоўнага ізаляцыйнага пакрыцця. Усё гэта прыводзіць да рэзкага ўзрастання верагоднасці аварыйнай сітуацыі, што, у сваю чаргу, можа прывесці, як да буйных эканамічных страт, так і да экалагічных праблем.

У сувязі з гэтым абарона ад карозіі трубаправодаў мае асабліва актуальнае значэнне, па прычыне таго, што матэрыяльныя страты ад яе аказваюцца вельмі значнымі.

Відамі каразійнага ўздзеяння на вонкавую паверхню падземных сталёвых збудаванняў з'яўляюцца [1]:

- атмасферная карозія;
- карозія ў глебава-грунтавых водах і грунтах;
- біякарозія;
- карозія, выкліканая блукаючымі токамі (пераменнымі і пастаяннымі).

Для прадухілення такіх сітуацый праводзяць комплекс мерапрыемстваў, якія ўключаюць у сябе каразійны маніторынг і прымяненне сродкаў пасіўнай (ахоўныя пакрыцці) і актыўнай (катодная палярывацыя) антыкаразійнай абароны [1]. Пры гэтым для магістральных трубаправодаў класіфікацыя і патрабаванні да ахоўных пакрыццяў вызначаны ў [2].

Асяроддзе месцавання трубы ўяўляе сабой зямны грунт з рознай ступенню агрэсіўнага ўплыву, які паступова разбурае знешнюю паверхню трубы. У сувязі з гэтым вялікая ўвага надаецца як ўласцівасцям матэрыялаў канструкцыі, так і актыўным метадам абароны.

Для фарміравання ахоўнага патэнцыялу ў якасці тыповага рашэння выкарыстоўваюцца станцыі катоднай абароны (СКА). Сутнасць іх функцыянавання заключаецца ў фарміраванні адмоўнага патэнцыялу пастаяннага току аптымальнага, для дадзеных умоў, узроўню. Базавымі ў дадзеным дачыненні з'яўляюцца патрабаванні стандартаў [1, 2] па абароне падземных металічных збудаванняў ад карозіі. Пры гэтым магістральныя трубаправоды падлягаюць абавязковай электрахімічнай абароне незалежна ад умоў пракладкі. Ахоўныя патэнцыялы металазбудавання адносна насычанага медна-сульфатнага электрода параўнання складаюць ад 0,85 да 1,2 В [1].

Электрахімічная абарона павінна забяспечваць бесперапынную па часе катодную палярывацыю падземных металазбудаванняў на працягу ўсяго тэрміну іх эксплуатацыі [1].

Велічыня ахоўнай зоны адной усталёўкі катоднай абароны ў пачатку эксплуатацыі павінна складаць не менш за 20 км для нармальнай ізаляцыі і не менш за 30 км для ўзмоцненай ізаляцыі [2].

Для кантролю стану комплекснай абароны на збудаваннях павінны быць абсталяваны кантрольна-вымяральныя пункты (КВП), на якіх паказваецца прывязка кропак злучэння кантрольнага провада да збудавання. КВП усталёўваюць над збудаваннем не далей за 3 м ад кропкі падлучэння кантрольнага провада да збудавання [2].

У выпадку размяшчэння збудавання на ўчастку, дзе эксплуатацыя кантрольна-вымяральных пунктаў абцяжарана, апошнія могуць быць усталяваны ў бліжэйшых зручных для эксплуатацыі месцах, але не далей за 50 м ад кропкі падлучэння кантрольнага провада да металазбудавання. Гэтыя КВП павінны мець асабістую маркіроўку. На магістральных трубаправодах КВП падключаюць:

- на кожным кіламетры;
- на адлегласці трох дыяметраў трубаправода ад кропак дрэнажу ўсталёўкі электрахімічнай абароны і ад электрычных перамычак;
- у кранавых пляцовак;
- у водных і транспартных пераходаў;
- у перасечэння трубаправодаў з іншымі металічнымі збудаваннямі;
- у культурнай зоне і зоне, якая асвойваецца.

Пры шматніткавай сістэме магістральных трубаправодаў, кантрольна-вымяральныя пункты падключаюць да кожнай ніткі і выводзяць на адзін агульны КВП. Пры будаўніцтве новых нітак, провады КВП падключаюць у злучаных з пабудаванымі ніткамі месцах.

Нарматывы [1, 2] рэкамендуюць пры вымярэнні палярызацыйных патэнцыялаў выкарыстоўваць метады мадэльнага электрода з перапыняльнікам току, у той час як нарматыўныя дакументы шэрагу тэхналагічна развітых краін патрабуюць, перш за ўсё, выкарыстоўваць розныя мадыфікацыі метаду адключэння.

Варта адзначыць, што нарматыўныя патрабаванні маюць шэраг недахопаў, такіх як:

- 1) адсутнасць патрабаванняў па раўнамерным размеркаванні ахоўнага патэнцыялу па паверхні вялікай працягласці;
- 2) адсутнасць патрабаванняў аўтаматычнай падладкі пад пастаянную змену кліматычных умоваў;
- 3) адсутнасць патрабаванняў па ўліку пераходных працэсаў нарастання і спаду палярызацыі;
- 4) адсутнасць мерапрыемстваў па выключэнні паскоранага каразійнага разбурэння іншых металічных канструкцый на ўчастках, адгалінаваннях ад асноўнага абараняемага трубаправода;
- 5) адсутнасць патрабаванняў па забеспячэнні энергаэфектыўнасці сродкаў катодной палярызацыі і кантрольна-вымяральных прылад.

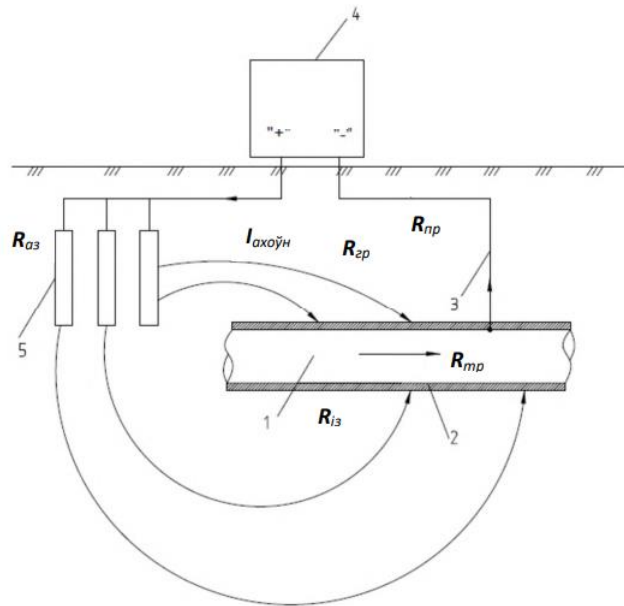
Перспектыўнае вырашэнне дадзеных праблем магчыма шляхам павялічэння колькасці станцый катоднай абароны і анодных заземленняў, а таксама шляхам удасканалення рэжымаў работы станцый.

Разгледзім фізіка-хімічныя ўмовы фарміравання ахоўнага току ў падземных магістральных трубаправодах.

Забеспячэнне велічыні ахоўнага патэнцыялу ўчастка трубаправода найпрост залежыць ад велічыні нацякаючага ахоўнага току $I_{ахоўн}$. Уплыў на размеркаванне патэнцыялу ўздоўж абароненага ўчастка аказваюць зменлівыя, як у часе, так і па працягласці, параметры абароненага аб'екта, абсталяванне супрацькаразійнай абароны і навакольнага асяроддзя. У сваю чаргу, на велічыню ахоўнага тока аказваюць уплыў супраціўленні ланцуга яго працякання [3, 4], такія як:

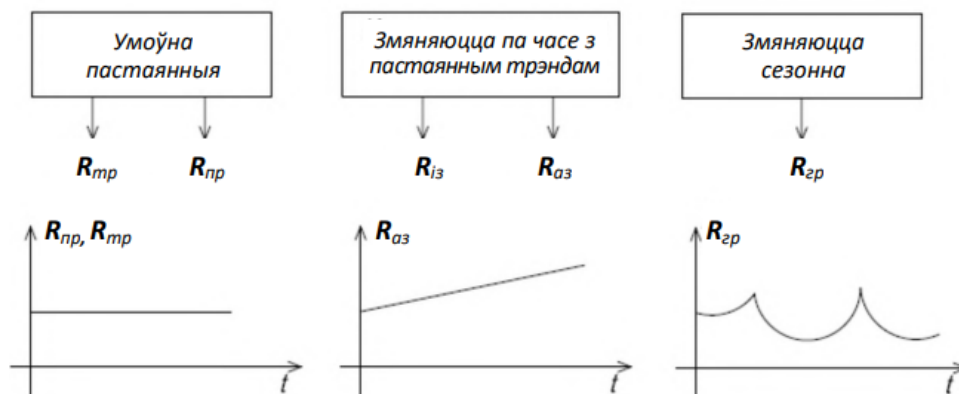
- удзельнае супраціўленне адзінкі паверхні ізаляцыйнага пакрыцця $R_{із}$, Ом·м²;
- супраціўленне анодных заземленняў $R_{аз}$, Ом;

- удзельнае супраціўленне грунта $R_{\text{гр}}$, Ом·м;
 - пагоннае прадольнае супраціўленне металу трубаправода $R_{\text{тр}}$, Ом/м;
 - супраціўленне спалучальных правадоў $R_{\text{пр}}$, Ом.
- Схема працякання ахоўнага тока прадстаўлена на малюнку 1.



Малюнак 1 – Схема праходжання ахоўнага току: 1 – трубаправод, які абараняецца; 2 – ізаляцыйнае пакрыццё; 3 – злучальныя праводы; 4 – станцыя катоднай абароны; 5 – анодныя заземленні

Складанасць падтрымання ахоўнай рознасці патэнцыялаў складаецца ў дынамічнай змене супраціўленняў на ўчастку, які абараняецца. Правёўшы класіфікацыю супраціўленняў, якія ўплываюць, быў праведзены іх падзел на 3 групы ў залежнасці ад зменлівасці іх велічыні ў часе. Былі вылучаны ўмоўна пастаянныя супраціўленні (да іх аднесены супраціўленне металу трубаправода і злучальных правадоў); супраціўленні, якія змяняюцца ў часе з пастаяннай тэндэнцыяй (супраціўленні ізаляцыі і анодных заземленняў) і якія змяняюцца сезонна (удзельнае супраціўленне грунта). Графічнае адлюстраванне класіфікацыі супраціўленняў, якія ўплываюць на ахоўны патэнцыял, прадстаўлена на малюнку 2.



Малюнак 2 – Графічнае адлюстраванне класіфікацыі супраціўленняў, якія ўплываюць на ахоўны патэнцыял: $R_{\text{тр}}$ – пагоннае прадольнае супраціўленне трубаправода; $R_{\text{пр}}$ – супраціўленне спалучальных правадоў; $R_{\text{із}}$ – удзельнае супраціўленне адзінкі паверхні ізаляцыйнага пакрыцця; $R_{\text{аз}}$ – супраціўленне анодных заземленняў; $R_{\text{гр}}$ – удзельнае электрычнае супраціўленне грунта; t – час

Удзельнае супраціўленне грунта ўвесь час змяняецца ў залежнасці ад кліматычных умоў. Супраціўленне анодных заямленняў з часам павялічваецца, праз з'яўленне ка-разійных адкладаў на іх паверхні. Супраціўленні металу трубаправода і спалучальных правадоў у часе практычна не змяняюцца.

Удзельнае супраціўленне адзінкі паверхні ізаляцыйнага пакрыцця даволі значна зніжаецца паводле экспанентнага закону ў працэсе эксплуатацыі нафтаправода [5]:

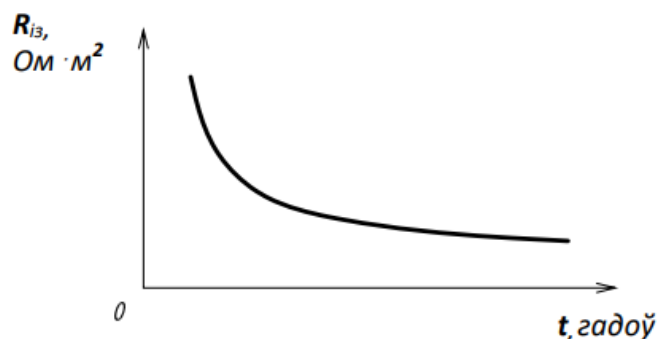
$$R_{iz}(t) = R_{iz0} \cdot e^{-\gamma \cdot t}, \text{ Ом} \cdot \text{м}^2 \quad (1)$$

дзе t – тэрмін эксплуатацыі трубаправода, год;

R_{iz0} – пачатковае значэнне ўдзельнага супраціўлення адзінкі паверхні ізаляцыйнага пакрыцця, Ом·м²;

γ – каэфіцыент, які характарызуе хуткасць змянення супраціўлення ізаляцыі ў часе, 1/год (для бітумных пакрыццяў $\gamma = 0,05$; для полімерных пакрыццяў $\gamma = 0,08$).

Графік змянення супраціўлення ізаляцыі ў часе паказаны на малюнку 3.



Малюнак 3 – Графік змянення супраціўлення ізаляцыі R_{iz} у часе

Ва ўмовах працяглай эксплуатацыі нафтаправодаў, якая суправаджаецца ўтварэннем лакальных участкаў няпоўнай абароны ў месцах, дзе ўтварыліся дэфекты ахоўных пакрыццяў, асноўнымі варыянтамі аднаўлення ахоўнага патэнцыялу з'яўляюцца наступныя:

- 1) усталёўка дадатковых станцый катоднай абароны (СКА);
- 2) усталёўка дадатковых або рамонт існуючых анодных заямленняў;
- 3) поўная пераізаляцыя ўчасткаў трубаправода;
- 4) пераход ад нармальнага да ўзмоцненага ахоўнага пакрыцця паверхні трубаправада згодна з [2];
- 5) змена рэжымаў работы СКА.

Пералічаныя мерапрыемствы 1–4 патрабуюць значных матэрыяльных укладанняў, таму пераважным і першачарговым з'яўляецца мерапрыемства 5 са знаходжаннем аптымальных рэжымаў работы СКА, якія даюць магчымасць наяўнымі сродкамі абароны падтрымліваць на належным узроўні ахоўны патэнцыял. Асноўнымі з іх могуць з'яўляцца ўжыванне імпульснага току электрахімічнай абароны, атрыманага ад прыродных крыніц энергіі і перагляд канцэпцый усталёўкі анодных заямляльнікаў з мэтай падвышэння інтэгральнай эфектыўнасці абароны падземнага трубаправода ў цэлым.

Літаратура

1. ГОСТ 9.602–2016. Единая система защиты от коррозии и старения. Сооружения подземные. Общие требования к защите от коррозии. Издание официальное. – Москва, Стандартинформ, 2016.

2. ГОСТ 25812-8. Трубопроводы стальные магистральные. Общие требования к защите от коррозии. Издание официальное. – Государственный комитет СССР по стандартам. – Москва, 1983.

3. Глазков, В. И. Определение переходного сопротивления подземных металлических трубопроводов / В. И. Глазков, В. Г. Котик, Н. П. Глазов // Коррозия и защита в нефтедобывающей промышленности. – 1967. – № 5. – С. 29–34.

4. Иванов, В. Т. Влияние неоднородных участков изоляции на распределение тока при электрохимической защите металлов от коррозии / В. Т. Иванов, Ф. Г. Гадилова // – М.: Электрохимия, 1981. – Вып. 2. – Том 17. – С. 321–325.

5. Александров, Ю. В. Разработка методологии эффективного предупреждения разрушения длительно эксплуатируемых газопроводных систем, подверженных стресс-коррозии, автореф. дис. доктора техн. наук / Ю. В. Александров. – Ухта: УГТУ, 2013. – 43 с.

А. Н. Купо, Н. В. Лукашевич

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ ОТДЕЛА ТЕХНИЧЕСКОЙ ПОДДЕРЖКИ ЦИТ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Эффективная система технической поддержки является значимым условием успешной работы любого учебного заведения. Она обеспечивает оперативное решение технических проблем, поддерживая непрерывность учебного процесса и повышая удовлетворенность пользователей. Чтобы достичь этих целей, необходим чёткий и систематизированный учёт всех обращений и действий в рамках технической поддержки. Учёт позволяет не только отслеживать текущее состояние запросов, но и анализировать данные для улучшения качества работы в будущем.

Использование электронных таблиц, таких как Google Таблицы, для учёта технической поддержки представляет собой эффективное и удобное решение, которое обладает множеством преимуществ.

Удобство и доступность: понятный и удобный интерфейс, благодаря облачным технологиям, данные всегда под рукой, что позволяет оперативно реагировать на изменения и обновления.

Электронные таблицы являются неотъемлемым инструментом для учёта в системе технической поддержки, обеспечивая эффективность работы, прозрачность процессов и высокий уровень сервиса для пользователей. Их гибкость и масштабируемость делают их идеальным решением для университетов любого размера.

Перед началом разработки любой информационной системы стоит задача определения и анализа требований. Это критический этап, который определяет функциональные возможности и ограничения будущей системы, её взаимодействие с пользователями и другими системами. Для онлайн системы учёта технической поддержки это особенно важно, так как система должна быть удобной, надёжной и масштабируемой [1, 2].

Сбор требований начинается с определения основных пользовательских ролей и их потребностей. В нашем случае это будут:

- пользователи, нуждающиеся в технической поддержке;
- специалисты технической поддержки, обрабатывающие запросы;
- администраторы системы, отвечающие за настройку и поддержку системы.

Для каждой роли определяются сценарии использования системы, которые в дальнейшем лягут в основу функциональных требований.

Функциональные требования к системе включают:

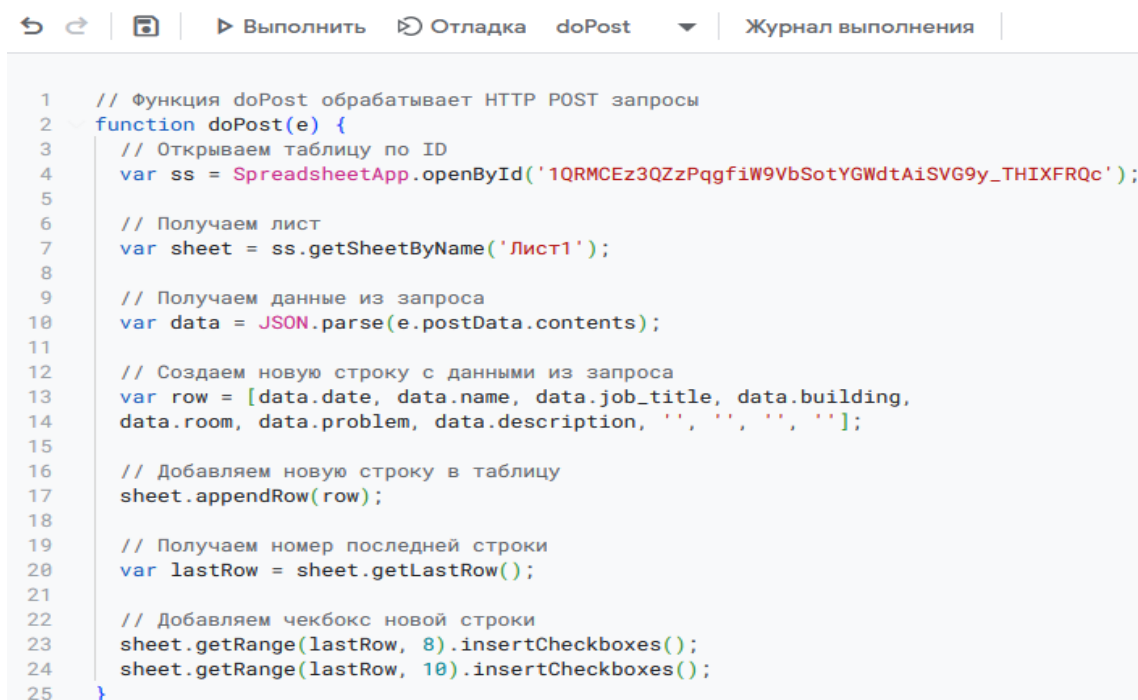
- формирование запросов – возможность для пользователей создавать запросы в системе через веб-форму или API;
- учёт запросов – сохранение всех запросов в таблице;
- управление статусами – возможность изменения статуса запроса (принято, выполнено и т. д.);
- уведомления – автоматическая отправка уведомлений специалистам при поступлении нового запроса;
- отчётность – генерация отчётов по запросам для анализа работы службы поддержки.

Нефункциональные требования включают:

- производительность – система должна обрабатывать большое количество запросов без существенных задержек;
- масштабируемость – система должна быть способна масштабироваться в зависимости от нагрузки;
- безопасность – обеспечение защиты данных и соответствие требованиям по информационной безопасности;
- доступность – система должна быть доступна 24/7 с минимальным временем простоя;
- анализ рисков.

На этапе анализа требований также проводится оценка потенциальных рисков, которые могут повлиять на проект. Это могут быть технические риски, связанные с интеграцией, производительностью или безопасностью, а также управленческие риски, касающиеся сроков и бюджета проекта.

Для проектирования были выбраны Яндекс формы [3]. Для начала в конструкторе нужно добавить основные поля: ФИО, должность, корпус, аудитория. Для ведения учета заявок на техническую поддержку были выбраны Google таблицы. Для того чтобы таблица принимала данные из отправленной формы был написан скрипт (рисунок 1), который создает новую строку в таблице с данными, отправленными из формы.



```
1 // Функция doPost обрабатывает HTTP POST запросы
2 function doPost(e) {
3   // Открываем таблицу по ID
4   var ss = SpreadsheetApp.openById('1QRMCEz3QZzPqgfiW9VbSotYGVdtAiSVG9y_THIXFRQc');
5
6   // Получаем лист
7   var sheet = ss.getSheetByName('Лист1');
8
9   // Получаем данные из запроса
10  var data = JSON.parse(e.postData.contents);
11
12  // Создаем новую строку с данными из запроса
13  var row = [data.date, data.name, data.job_title, data.building,
14            data.room, data.problem, data.description, '', '', '', ''];
15
16  // Добавляем новую строку в таблицу
17  sheet.appendRow(row);
18
19  // Получаем номер последней строки
20  var lastRow = sheet.getLastRow();
21
22  // Добавляем чекбокс новой строки
23  sheet.getRange(lastRow, 8).insertCheckboxes();
24  sheet.getRange(lastRow, 10).insertCheckboxes();
25 }
```

Рисунок 1 – Скрипт

При введении системы в работу вид формы для пользователя представлен на рисунке 2.

Тех поддержка ГГУ

* ФИО

* Должность

* Корпус

* Кабинет (аудитория)

* Сектор для обращения

Описание проблемы
В тексте описания проблемы не используйте символ двойных кавычек "

Электронная почта

Отправить

Рисунок 2 – Вид формы для пользователя

После заполнения формы пользователь при указании своей электронной почты получает уведомление, что его заявка принята. Соответственно и работник технической поддержки получает уведомление на свою электронную почту со ссылкой. При переходе по ссылке открывается Google таблица со всеми сведениями о заявке. В ней в удобной и понятной форме представлены данные заявок, их даты и флажки для отметки принятия и выполнения заявки сотрудником университета, которые при помощи скрипта автоматически выставляют сегодняшнюю дату.

Построенные Яндекс формы могут составлять статистику заявок по корпусам и общежитиям. Возможно построить список, включающий сектор в процентном соотношении по обращениям информационно-коммуникативных систем, мультимедиа, обслуживанию вычислительной техники, обслуживанию сетей, автоматизированным системам управления 1С, поддержке сайта университета (рисунок 3).

Сектор для обращения

47 ответов

Информационно-коммуникативные системы	25	53.2%
Мультимедиа	10	21.3%
Обслуживание вычислительной техники	4	8.5%
Обслуживание сетей	4	8.5%
Автоматизированные системы управления 1С	2	4.3%
Сайт	2	4.3%

Рисунок 3 – Сектор для обращения

Так же есть возможность просматривать отдельно каждую заявку в виде прокручиваемого списка и делать выборку по времени. Есть возможность представления заявок в виде таблицы и возможность скачать ее в виде файла XLSX.

В ходе выполнения работы была разработана и внедрена онлайн система учёта технической поддержки, которая предназначена для улучшения эффективности работы и качества обслуживания сотрудников университета. Система включает в себя веб-форму для подачи запросов и таблицу для учета и анализа этих запросов.

При разработке веб-формы создан интерфейс, который позволяет пользователям легко отправлять запросы, включая поля для имени, контактной информации и описания проблемы. В структуре таблицы определена структура Google Таблицы для хранения запросов, которая обеспечивает удобство доступа и управления данными.

При апробации системы проведено функциональное тестирование безопасности, что подтвердило соответствие системы требованиям и готовность к внедрению. Система учёта технической поддержки успешно реализована и готова к использованию. Она обеспечивает быстрый и эффективный способ обработки запросов пользователей, что значительно повышает уровень обслуживания.

Система позволяет контролировать администрацией работу сотрудников техподдержки, что также важно при рассмотрении начальником ЦИТ проделанной работы любым сотрудником за выделенный период (неделю, месяц, год). Программа позволяет вести статистику по всем неполадкам в различных сферах работы университета, корпусов, отделов, общежитий.

В дальнейшем, систему можно будет дополнить новыми функциями и интеграциями для улучшения её производительности и удобства использования.

Литература

1. Организация взаимодействия человека с техническими средствами АСУ: В 7 кн. / Под ред. В.Н. Четверикова. – М.: Высш. шк., 1990. – 480 с.
2. Антонюк, Б. Д. Информационные системы в управлении / Б. Д. Антонюк. – Москва: Радио и связь, 1986. – 41с.
3. Руководство по Яндекс.Формам – Режим доступа: <https://quokka.media/shpargalka/rukovodstvo-po-yandex-formy/>. – Дата доступа: 24.03.2024.

А. И. Кучеров, И. А. Кучерова, Е. В. Рафалова

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

РАЗРАБОТКА ПРИЛОЖЕНИЯ ПО СБОРУ ИНФОРМАЦИИ О РЕСУРСАХ УЗЛА СЕТЕВОЙ СРЕДЫ

Введение. Для проведения сложных научных расчетов используются вычислительные системы большой мощности. Это может быть как один компьютер, так и много компьютеров, объединенных в кластер. При этом для эффективного использования вычислительных систем в научных исследованиях, необходимо убедиться в их надежности и мощности.

Получение информации о ресурсах узла. Современные вычислительные системы на уровне любого предприятия представляют собой сложный комплекс из вычислительных систем, которые взаимодействуют между собой, с серверами приложений и сетевыми устройствами. Взаимодействие основано на подключении всех вычислительных систем и серверов к локальной сети или к распределенной корпоративной сети. Таким образом, образуется сложная система, которая требует правильной настройки и организации профилактических работ, которые должны проводиться осознанно, т. е. перед выполнением

регламентных работ обслуживающий персонал должен представлять, какие проблемы возникли в обслуживаемом оборудовании. Современные операционные системы компьютеров и серверов оснащены мощным диагностическим программным обеспечением. На основе имеющихся компонент можно собирать информацию о конфигурации вычислительной системы, её режимах работы, а также режимах работы периферийных устройств.

Разработанное приложение получает и выводит следующую информацию:

- о компьютере;
- производитель компьютера;
- центральный процессор;
- физическая память;
- кэш-память;
- чипсет;
- BIOS;
- о операционной системе;
- параметры загрузки;
- пользователи;
- монитор;
- видеоконтроллер;
- аудио;
- логические диски;
- оптические накопители;
- сетевые адаптеры;
- клавиатура;
- устройства ввода;
- устройства USB;
- ресурсы устройств.

Помимо информации о системе и различных компонентах должна быть возможность настройки подключения, а точнее выбор имени домена, учетной записи, пароля учетной записи, имени локального или удаленного компьютера.

Запрос информации о компоненте происходит по ключу, который связан с секцией компоненты (рисунок 1). Далее с помощью ключа запрашиваются данные у менеджера объектов CIM или же CIM OM (Common Information Model Object Manager).

Задача менеджера CIM объектов (CIMOM) заключается в обеспечении связи между приложениями, использующими сервис WMI, и провайдерами WMI. CIMOM обрабатывает запросы от управляющих приложений к WMI и передает информацию, полученную в результате запросов, обратно к этим приложениям.

Затем провайдеры WMI запрашивают данные об управляемых объектах, в данном случае с использованием провайдера Win32. На основании этих запросов провайдеры предоставляют CIMOM данные об объектах, обрабатывают запросы от управляющих программ и создают сообщения о наступлении событий.

Провайдеры WMI используют специфические API объектов для связи с ними, но используют стандартный интерфейс WMI API для связи с CIMOM. Данная архитектура помогает скрыть детали реализации управляемых объектов, позволяя CIMOM работать с ними единообразно, используя один и тот же WMI API. Провайдеры WMI работают как серверы COM или DCOM и представлены в виде динамических библиотек (DLL), которые обычно находятся в каталоге %SystemRoot%\System32\Wbem.

Следующим требованием является формирование отчета с необходимой пользователю информацией, а именно мастер создания отчетов и быстрый отчет (вся получаемая информация). Сохранение происходит для каждой компоненты отдельно. В качестве самого удобного и популярного формата для работы с текстом был выбран .txt.

Сама логика сохранения отчета основывается на получении всех данных о компоненте системы и сохранении ее в файл нужного расширения с помощью диалогового окна. Схема представлена на рисунке 2.

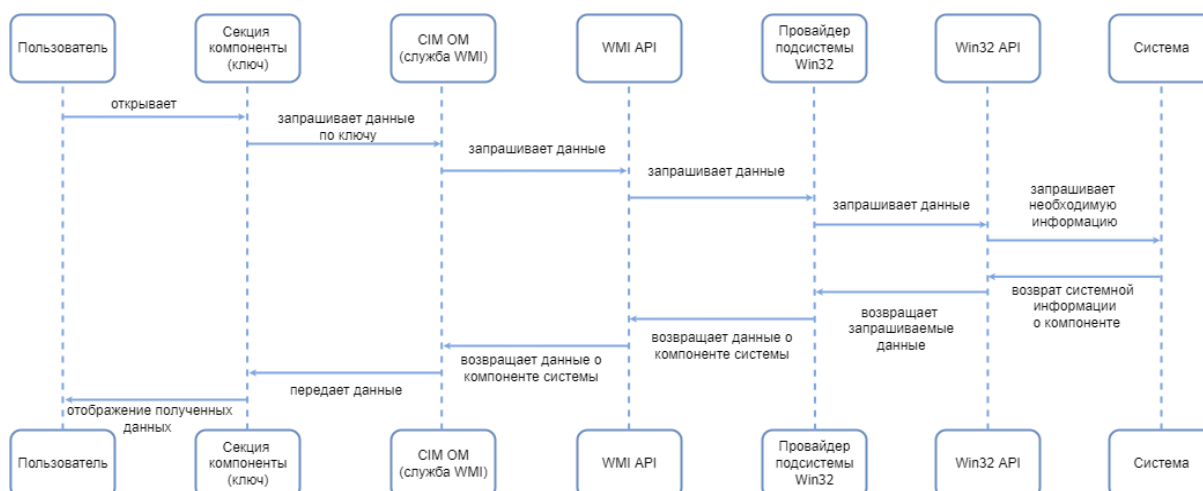


Рисунок 1 – Логика запроса информации о компоненте системы

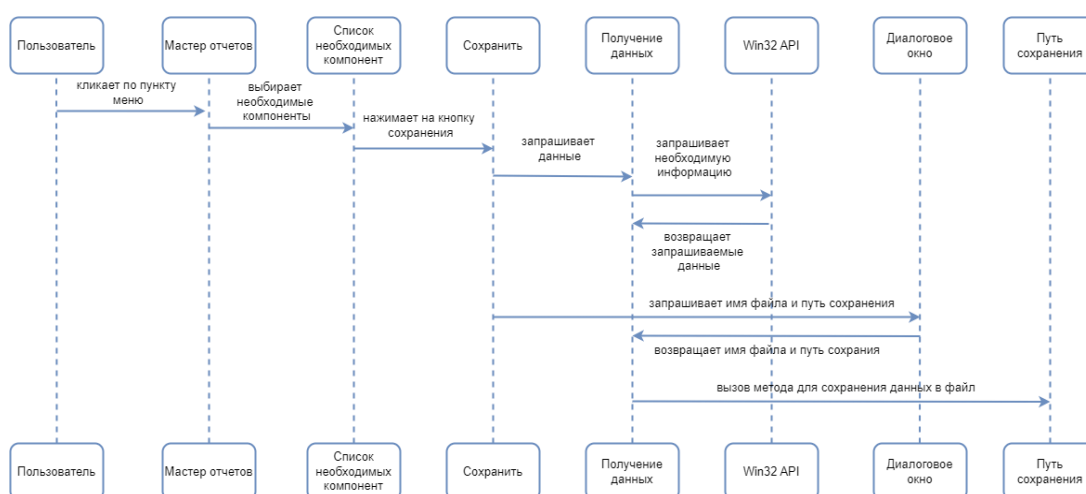


Рисунок 2 – Логика сохранения отчетов

Из вышеописанных языков и платформ, с помощью которых можно реализовать приложение, было принято решение использовать язык C# вместе с инструментарием управления Windows (WMI). Основными причинами являются простота и лаконичность языка, огромное количество библиотек и шаблонов, популярность операционной системы Windows. По сравнению с другими языками программирования C# дает возможность в короткие сроки и с меньшими затратами разработать надежное, устойчивое, функционирующее приложение. Плюс ко всему с помощью запросов WMI можно легко получить необходимую информацию из уже готовых библиотек и классов.

Пространство System. Management предоставляет доступ к обширному набору сведений и событий управления, относящихся к системе, устройствам и приложениям, поддерживающим инфраструктуру WMI. Приложения и службы могут запрашивать важные сведения об управлении (например, об объеме свободного места на диске, текущем уровне загрузки процессора, о том, к какой базе данных подключено конкретное приложение и т. п.) с помощью классов, производных от ManagementObjectSearcher и ManagementQuery, а также осуществлять подписку на ряд управляющих событий с помощью класса ManagementEventWatcher [1].

Приложение условно можно разделить на несколько частей, первая часть – это основа приложения, часть, содержащая логику. Вторая же часть – это представление, которое будет разделено на несколько секций, по одной секции на одну группу отображаемой информации. На рисунке 3 представлена базовая схема структуры приложения.

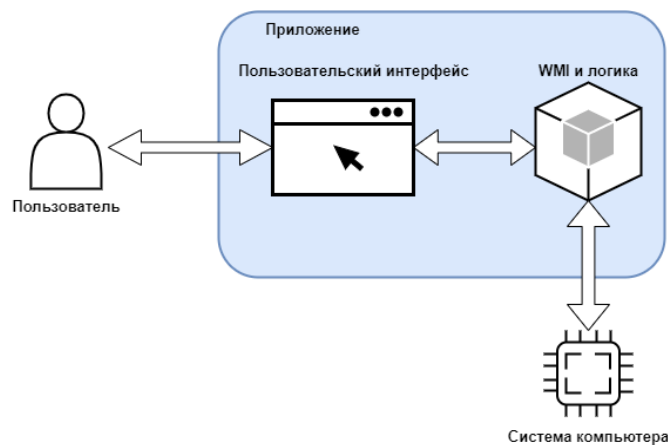


Рисунок 3 – Базовая структура приложения

Апробация. В качестве тестирования программы была создана виртуальная машина с операционной системой Windows 10 (64-bit), которая через учетную запись для пользователя подключается к выше созданному домену home.local. Поскольку сервер находится на виртуальной машине, о нем также можно собирать информацию (рисунок 4).

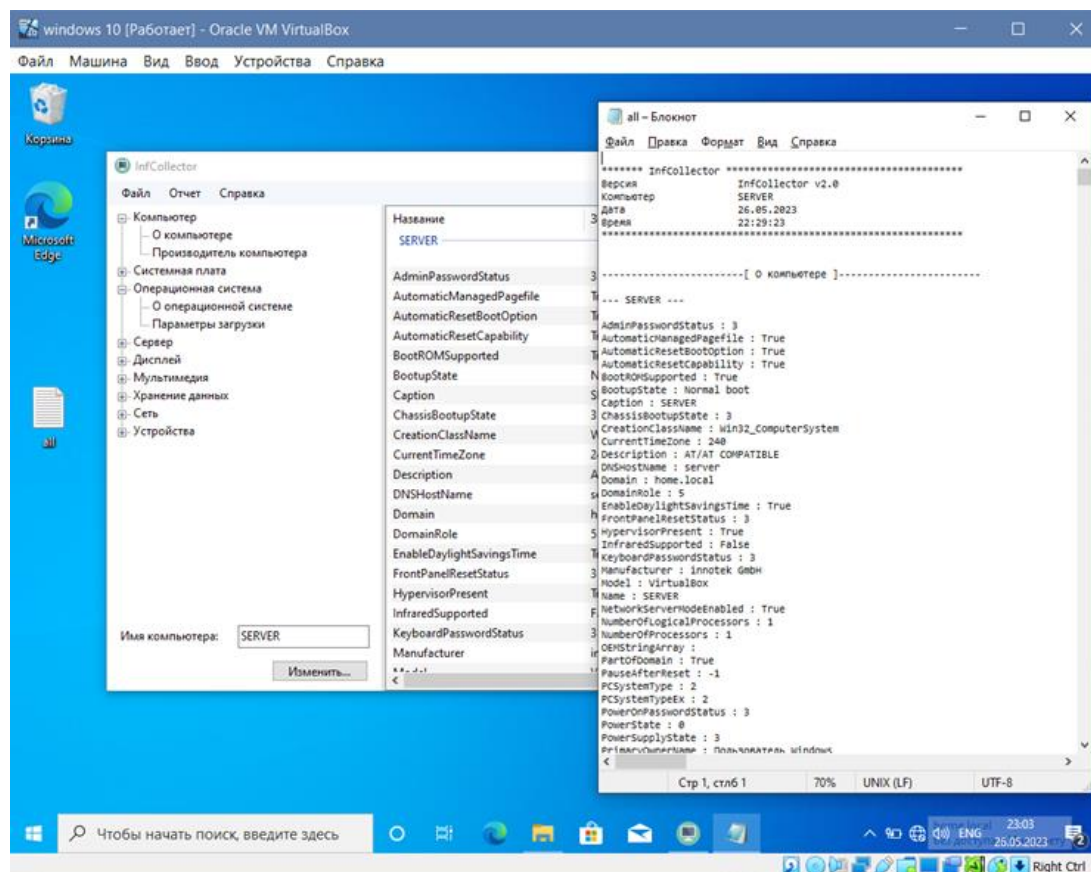


Рисунок 4 – Отображенная информация и сохраненный отчет об удаленном компьютере

В итоге можно сделать вывод, что по каждому функциональному требованию были проведены различные проверки на работоспособность всех функций программного продукта (поиск информации о различных компонентах, быстрый отчет, мастер создания отчетов) и все тесты показали полную работоспособность разработанного приложения.

Литература

1. System.Management Пространство имен [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://docs.microsoft.com/ru-ru/dotnet/api/system.management?view=dotnet-plat-ext-6.0>. – Дата доступа: 07.10.2024.

В. А. Михайлов, Э. М. Виноградов, А. Е. Запольский, Ю. В. Крышнев
Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
г. Гомель, Республика Беларусь

МИКРОКОНТРОЛЛЕРНЫЙ БАРОМЕТР С ГРАФИЧЕСКИМ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМ ДИСПЛЕЕМ

Целью данной работы является реализация микроконтроллерной системы измерения атмосферного давления с выводом полученных результатов на графический жидкокристаллический дисплей.

В современной инженерной технике для реализации электронного барометра можно использовать различные полупроводниковые микросхемы. Например, LPS331AP. Данное устройство из себя представляет микроэлектромеханический (MEMS) датчик абсолютного давления, на основе которого можно реализовать электронный барометр с цифровым выводом. По своему типу устройство относится к пьезорезистивным датчикам и позволяет измерять давление в пределах от 260 до 1260 кПа (2,6–12,6 Бар). К положительным характеристикам данного датчика можно отнести низкое энергопотребление, высокую перегрузочную способность, удобные интерфейсы обмена данными I2C/SPI, устойчивость к ударным воздействиям.

Благодаря своим характеристикам данное устройство подходит для реализации различных систем – это системы позиционирования, альтиметры, барометры, элемент устройства метеостанций, модуль расширения для систем спутниковой навигации.

Блок-схема внутреннего устройства данной микросхемы показана на рисунке 1.

Для удобного отображения измеряемого параметра будет использоваться графический жидкокристаллический дисплей (ГЖКД). Современные устройства из себя представляют готовые модули с различным разрешением и числом отображаемых символов.

При этом данные ЖКД оснащаются микроконтроллером, который управляет данным дисплеем и является «мостом» между ним и головным управляющим устройством. Например, микросхема Samsung KS0108.

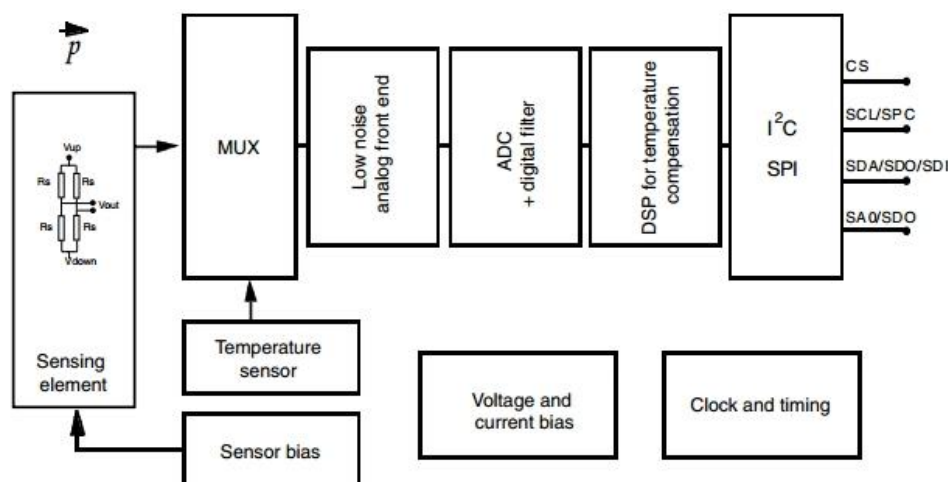


Рисунок 1 – Блок-схема микросхемы LPS331AP

В качестве головного устройства в устройстве используется микроконтроллер PIC18F4550. В качестве интерфейса обмена данными используется I2C. В качестве дисплея используется ГЖКД на микросхеме AMPIRE с разрешением 128x64 пикселя. Для синхронизации используется кварцевый резонатор с частотой 8 МГц, но включена система умножения частоты ФАПЧ, так что фактическая рабочая тактовая частота составляет 32 МГц.

Электрическая принципиальная схема показана на рисунке 2.

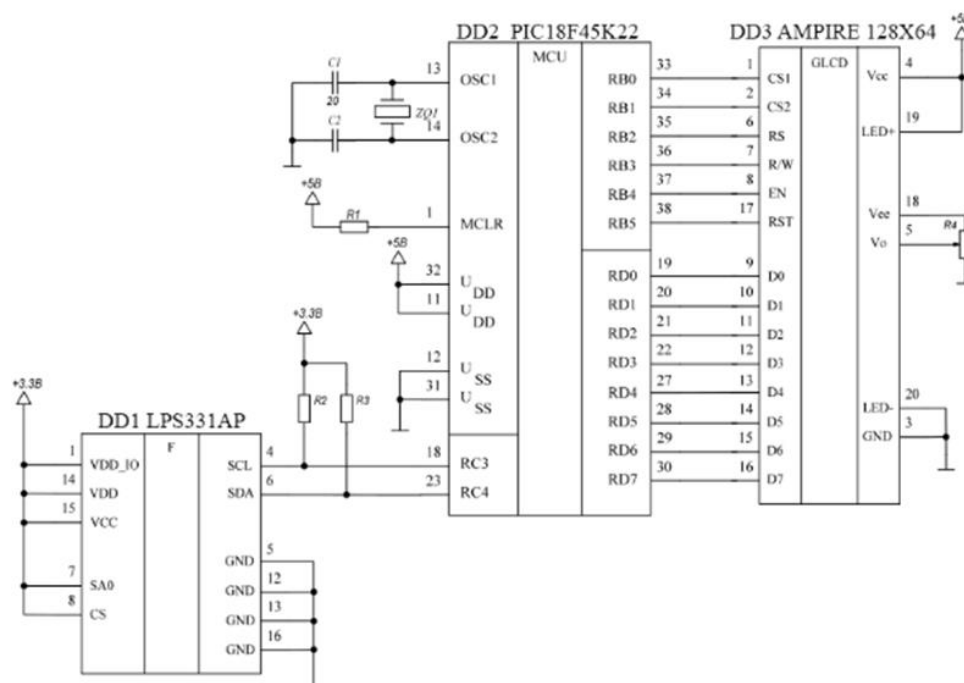


Рисунок 2 – Схема электрическая принципиальная устройства

Для реализации программного обеспечения используется среда разработки mikroC for PIC от MikroElektronika. Данная среда разработки позволяет быстро создавать эффективные программы на языке высокого уровня Си. Среда имеет удобный интерфейс пользователя со встроенным редактором текста и мощным отладчиком программ.

Встроенный мастер проектов позволяет в считанные минуты создать заготовку рабочей программы для любого микроконтроллера из целого семейства. Библиотека готовых функций обеспечивает пользователя поддержкой для быстрого и безошибочного создания программы. Компания MikroElektronika создала среду разработки mikroC PRO for PIC для PIC-микроконтроллеров компании Microchip.

С целью облегчения разработки программ в интегрированной среде mikroC PRO for PIC имеются библиотечные функции для управления графическим ЖКД на основе контроллера KS0108 [1, 2].

Glcd_Init() – функция инициализирует модуль GLCD. Линии управления и данных GLCD могут настраивается пользователем, но восемь линий данных должны быть на одном порту. До вызова функции инициализации интерфейс между GLCD и микроконтроллером должен определяется с помощью операторов типа sbit ... at.

Glcd_Fill() – функция используется для очистки GLCD.

Glcd_Dot() – рисует точку на GLCD.

Glcd_Write_Char() – функция отображает символ на GLCD.

Glcd_Write_Text() – функция отображает текст на GLCD.

Glcd_Set_Font() – выбирает шрифт.

Glcd_V_Line() – рисует горизонтальную ось координат.

Glcd_H_Line() – рисует вертикальную ось координат.

Алгоритм работы программного обеспечения организован следующим образом. Изначально происходит проверка соединения ГЖКД с микроконтроллером, определяются имена регистров и адреса микросхемы LP331AP. Происходит инициализация дисплея и его отчистка. Затем происходит инициализация микросхемы LPS331AP. Остальная основная часть программы выполняется в бесконечном цикле. В нем с датчика считывается давление, и отображается на экране ГЖКД. Этот процесс повторяется каждые 5 с.

В программе используются следующие функции:

Init_Pressure – инициализация микросхемы датчика.

Pressure_Write – записывает байт в микросхему датчика.

Pressure_Read – читает байт из микросхемы датчика.

Read_Pressure_Value – посылает импульс в микросхему датчика для запуска процесса измерения. Читает код давления и возвращает его в вызывающую программу.

Read_Temperature_Value – читает код температуры, преобразует его в градусы Цельсия и возвращает в вызывающую программу.

Read_Altitude_Value – преобразует измеренное давления в значение высоты над уровнем моря.

Display_PTA – отображает на экране ГЖКД давление, температуру и высоту.

В результате проделанной работы было разработано простое и надежное устройство измерения атмосферного давления и вывода его значений на графический дисплей. Данное устройство может быть основой для более сложных электронных систем. А применение контроллера серии PIC позволяет эффективно использовать базовые функциональные возможности этого измерителя.

Литература

1. Техническая документация микросхемы LPS331AP [Электронный ресурс]. – Режим доступа: URL: <https://www.alldatasheet.com/datasheet-pdf/pdf/473926/STMICROELECTRONICS/LPS331APTR.html/>. – Дата доступа: 05.05.2024.
2. Шпак, Ю. А. Программирование на языке C для AVR и PIC микроконтроллеров / Ю. А. Шпак. – К.: МК-Пресс; СПб.: КОРОНА-БЕК, 2011. – 545 с.
3. MikroC PRO for PIC. User's manual. – 2014. – Режим доступа: <http://www.mikroe.com>. – Дата доступа: 15.05.2024.

A. A. Liauchuk¹, V. D. Liauchuk²

¹Belarusian State University,
Minsk, Republic of Belarus,

²Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,
Minsk, Republic of Belarus

METHODS OF SEARCHING FOR VULNERABILITIES IN ENTERPRISE SYSTEM SOFTWARE

Introduction. The network security architecture consists of tools that protect the network itself and the applications running on it. Effective network security strategies use multiple scalable and automated lines of defense. Each layer of defense applies a set of security policies defined by the administrator.

Most threats arise due to the violation of effective programming practices. The simplest example is incorrect handling of some exceptions in the program code. As a result, an attacker can use attacks such as denial of service, buffer overflow and others. Incorrect configuration of software that does not use a password policy, lack of updates, databases, all this leads to vulnerabilities that an attacker can use. Also, vulnerabilities can appear during such operation as incorrect interaction between databases, protocols and services.

Vulnerability scanners are automated tools that allow businesses to check whether their networks, systems, and applications have security weaknesses that could expose them to attacks. Vulnerability scanning is a common practice in corporate networks and is often mandated by industry standards and government regulations to improve an organization's security.

Vulnerability scanners typically use many additional tools. They connect to vulnerability databases, generate reports, analyze the results obtained, classify by the danger of a particular vulnerability, and offer a solution to close it.

This article discusses the vulnerability search method using the OpenVAS scanner and scripting in the Lua programming language.

Operating System Vulnerability Analysis with OpenVAS Scanner. OpenVAS is a full-featured vulnerability scanner. Its capabilities include:

- testing of system software without authentication and authentication;
- analysis of high-level and low-level Internet protocols and industrial protocols;
- performance tuning for large-scale scans;
- built-in programming language for implementing any type of vulnerability test.

According to statistics, the most popular operating system today is Windows. We selected obsolete versions of operating systems to analyze how vulnerable they are. The second most popular operating system is Kali Linux. We also experimented with two more versions of Linux. In addition, we analyzed the DVL operating system, which was specially developed for teaching students in the field of computer and information security.

In the first stage of the study, a virtual network of six computers was deployed on one physical computer using Oracle VM VirtualBox. Each computer had its own operating system installed:

1. Windows XP.
2. Windows 2000.
3. Kali Linux.
4. Debian 6.
5. Debian 8.
6. DVL.

After configuring and scanning all virtual machines, the following results were obtained. The Windows XP report contains 1 high-level threat and 17 general comments. The Windows 2000 report contains several medium and low-level threats and 9 general comments about the system.

The Debian 6 report contains 7 general comments about the system, including existing open ports, the Nikto subreport, and general information about deployed services. The Debian 8 report contains 2 high-level threats and 13 general comments about this system. OpenVAS is installed in the Kali Linux operating system. Therefore, no vulnerabilities were found, 15 main comments were found about the system.

The DVL report identified 19 high-level vulnerabilities, 20 medium-level vulnerabilities, 5 low-level vulnerabilities, and many general comments about the system.

Having analyzed the obtained results, it can be stated that in each operating system it is possible to find vulnerabilities that can be used by an intruder. The most vulnerable system in our study was DVL, which was expected. Other systems are also subject to hacking risks.

Scripting in the Lua programming language. Vulnerability scanners provide a high level of security for system software. To expand their capabilities, it is suggested to use scripting scenarios in a suitable programming language. We conducted experiments using the Nmap Scripting Engine tool, where it is necessary to use the Lua programming language.

The object for setting up experiments was a fake web application with a fictitious vulnerability. The application identifier was the main page, let's call it /start.html. The vulnerability can be detected by analyzing the contents of this file. We assumed that the file contained a version string, which should be retrieved using a regular expression and compared with a known vulnerability value.

First, we made sure that the fake application actually runs on the web server. Nmap Scripting Engine libraries contain procedures for solving this subtask. The next step is to

identify the hosts on which the fake application runs. Then we can examine the actual vulnerability. Our test server returned a banner with the version number. We retrieved this number using a regular expression in the Lua programming language, and compared it with a known value. The script code is shown in the following listing.

```
local shortport = require "shortport"
local http = require "http"
local string = require "string"

-- The Rule Section --
portrule = shortport.http

-- The Action Section --
action = function(host, port)
    local uri = "/start.html"
    local response = http.get(host, port, uri)
    if(response.status == 200) then
        local.title = string.match(response.body,
"<[Tt][lI][Tt][Ll][Ee][^>]*>StartApp ([^<]*)</[Tt][lI][Tt][Ll][Ee]>")
        if(title == "1.3" then
            return "Vulnerable"
        else
            return "Not Vulnerable"
        end
    end
end
end
```

To run this script we used the command:

```
# nmap --script http-vuln-check localhost -p 80,443
```

The result of running the script is shown in Figure 1.

```
Nmap scan report for localhost (127.0.0.1)
Host is up (0.000028s latency).
Other addresses for localhost (not scanned): 127.0.0.1
PORT      STATE      SERVICE
80/tcp    open      http
|_http-vuln-check: Vulnerable
443/tcp   open      https
|_http-vuln-check: Vulnerable

Nmap done: 1 IP address (1 host up) scanned in 7.35 seconds
```

Figure 1 – The result of running the script

Another approach to version detection and a possible way to eliminate false positives is to create and compare a page hash with a known value. Another version of the script implemented for this approach used the openssl library from the Nmap Scripting Engine. The final version of the script added a report generator with options for compact and detailed presentation of results.

Thus, the Nmap Scripting Engine tool together with the Lua programming language allows to significantly increase the level of security of enterprise system software.

Научное электронное издание

ПРОБЛЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

VI Международная научная конференция,
посвященная академику Б. В. Бокутю

(Гомель, 14 ноября 2024 года)

Сборник материалов

Подписано к использованию 25.04.2025.

Объем издания 10,5 МБ.

Издатель и полиграфическое исполнение:
учреждение образования
«Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины».
Специальное разрешение (лицензия) № 02330 / 450 от 18.12.2013 г.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий в качестве:
издателя печатных изданий № 1/87 от 18.11.2013 г.;
распространителя печатных изданий № 3/1452 от 17.04.2017 г.
Ул. Советская, 104, 246028, Гомель.

<http://conference.gsu.by>