

ФИЗИКА • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԱՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 4 раза в год
на русском и английском языках

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Карен М. Гамбaryan, главный редактор
Арам В. Папоян, зам главного редактора
Нателла Р. Агамалян, ответственный секретарь

А.А. Ахумян, Э.М. Казарян, Р.Б. Костанян, Х.В. Неркараян, Е.Ш. Мамасахлисов,
А.О. Меликян, А.Г. Мкртчян, Д.Г. Саркисян, А.А. Саркисян, А.А. Саарян,
Г. Пихлер (Хорватия), С.Г. Казарян (Великобритания), Д.В. Рошупкин (Россия), М.
Аузинш (Латвия), Д. Будкер (Германия, США), Т. Вартанян (Россия)

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Կարեն Մ. Ղամբարյան, գլխավոր խմբագիր
Արամ Վ. Պապոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Նաթելլա Ռ. Աղամալյան, պատասխանատու քարտուղար

Ա.Ա. Հախումյան, Է.Մ. Ղազարյան, Ռ.Բ. Կոստանյան, Խ.Վ. Ներկարարյան,
Ե.Շ. Մամասահլիսով, Ա.Օ. Մելիքյան, Ա.Հ. Մկրտչյան, Դ.Հ. Սարգսյան,
Հ.Ա. Սարգսյան, Ա.Ա. Սահարյան, Գ. Պիխլեր (Խորվատիա), Ս.Գ. Կազարյան
(Մեծ Բրիտանիա), Դ.Վ. Ռոշուպկին (Ռուսաստան), Մ. Այզինշ (Լատվիա),
Դ. Բուդկեր (Գերմանիա, ԱՄՆ), Տ.Ա. Վարդանյան (Ռուսաստան)

EDITORIAL BOARD

Karen M. Gambarian, editor-in-chief
Aram V. Papoyan, associate editor
Natella R. Aghamalyan, executive secretary

A.A. Hakhumyan, E.M. Ghazaryan, R.B. Kostanyan, K.V. Nerkararyan,
E.Sh. Mamasakhlisov. A.H. Melikyan, A.H. Mkrtchyan, D.H. Sarkisyan,
H.A. Sarkisyan, A.A. Saharyan, G. Pichler (Croatia), S.G. Kazarian (UK),
D.V. Roschupkin (Russia), M. Auzinsh (Latvia), D. Budker (Germany, USA),
T.A. Vartanyan (Russia)

Адрес редакции: Республика Армения, 0019
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
0019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Baghramyan Ave.,
Yerevan, 0019, Republic of Armenia.

О НЕКОТОРЫХ ПРОЕКТАХ МОДЕРНИЗАЦИИ ЕРЕВАНСКОГО СИНХРОТРОНА АРУС

А.С. АКОПЯН¹, Г.О. МАРУКЯН¹, Г.Г. ГУЛЬБЕКЯН²,
Г.Т. ТОРОСЯН^{1,2}, А.З. БАБАЯН¹, Л.Р. ВАГРАДЯН¹

¹Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

e-mail: ashothako@yerphi.am

(Поступила в редакцию 4 мая 2022 г.)

В работе представлено краткое описание проектов модернизации и модификации Ереванского электронного синхротрона АРУС Национальной научной лаборатории им. А.И. Алиханяна (Ереванский физический институт). Описанные работы, предложенные в разные годы, представляют интерес в связи с обсуждением вопроса создания новой ускорительной базы в Армении для решения актуальных прикладных и фундаментальных физических задач.

1. Введение

Ереванский быстроциклический электронно-кольцевой ускоритель (ЭКУ) – синхротрон АРУС (АРмянский УСкоритель) – Национальной научной лаборатории им. А.И. Алиханяна (ННЛА, Ереванский физический институт – ЕрФИ), рассчитанный на энергию 6.1 ГэВ, был построен в 60-ых годах по инициативе и под руководством выдающегося ученого Артема Исааковича Алиханяна и являлся самым большим электронным синхротроном Советского Союза и одним из крупнейших в мире (рис.1).

Цитируя М.В. Келдыша, «... очень значительным событием – и в нашей (советской – прим. авторов) науке и мировой – является пуск ряда крупнейших ускорителей, в частности, электронного в Ереване на 6 миллиардов электрон-вольт...» [1]. На нем была реализована масштабная исследовательская программа, научные результаты которой получили широкое признание. Хорошо известны в научной среде исследования ученых ННЛА (ЕрФИ) по фотогорождению мезонов уникальным пучком поляризованных гамма-квантов, изучению адронных свойств фотонов в реакциях фотогорождения π -мезонов в ядрах, исследованиям структуры нуклонных резонансов в многополярных экспериментах, структуры и свойств ядерного материала. Физики ЕрФИ получили уникальные данные о спиновых корреляциях в процессах фотогорождения, используя созданные на синхротроне пучки фотонов, обладающих высокой степенью поляризации. На ереванском синхротроне АРУС физиками ОИЯИ совместно с коллегами из ЕрФИ были проведены измерения медленных протонов и дейtronов отдачи, получавшихся при упругом рассеянии электронов

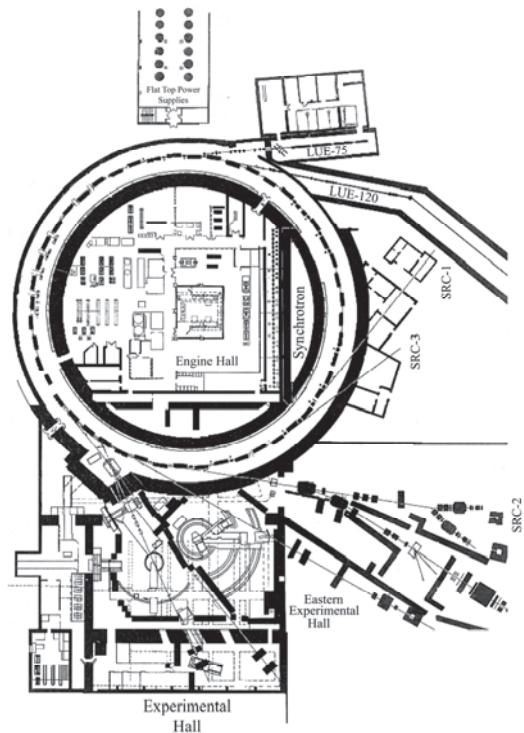


Рис.1. Схема Ереванского синхротрона АРУС.

на малые углы. Результатом этих опытов явился наиболее прямой метод определения электромагнитных радиусов протона и дейtronов, а также их формфакторы. Проводились исследования свойств рентгеновского переходного излучения, излучений узкоколимированных пучков релятивистских электронов, канализированных в кристаллах [2–4]. С использованием синхротронного излучения велись исследования в области кристаллофизики, радиационной биофизики, радиационного материаловедения. Эти и другие важные для науки работы публиковались в высокорейтинговых научных изданиях и имели приоритетное значение.

В настоящее время работа синхротрона в силу разных причин приостановлена. Продолжает работать только инжектор синхротрона – линейный ускоритель ЛУЭ-75, на котором проводятся исследования в области ядерной физики низких энергий [5–13].

Ускорительная техника является основным базисом экспериментальной ядерной физики для решения как фундаментальных, так и прикладных задач, включая ядерную медицину, радиобиологию, экологические проблемы, материаловедение и др.

В связи с возросшим интересом к задачам ядерной физики и расширением спектра научных исследований, планируемых экспериментаторами Армении, становится актуальным расширение экспериментальной базы НИЛА, в частности, создание новой или модернизации/модификации существующего ускорительного комплекса АРУС.

Целью данной статьи является краткое представление некоторых проектов и

предложений, сделанных в разные годы, по созданию в НИЛА (ЕрФИ) ускорительной техники, отвечающей потребностям современной науки. Но прежде, чем перейти к основной части настоящей статьи, заметим, что учеными НИЛА (ЕрФИ) разрабатывалось много значимых научных идей и предложений, в дальнейшем успешно использованных в других странах. К примеру, в 1971г. в работе Международной Школы по физике высоких энергий, ежегодно организуемой в Ереване А.И. Алиханяном, «... Артем Исаакович и Ю.Ф. Орлов представили проект электронно–позитронного ускорителя на встречных пучках с полной энергией 100 ГэВ. Этот проект содержал ряд новых идей, которые впоследствии были использованы при сооружении коллайдеров следующего поколения, он был очень близок к проекту будущего ускорителя LEP в ЦЕРН-е, который тогда еще даже не замышлялся. Проект был предан забвению, так как Артем Исаакович отказался вычеркнуть из авторского состава диссидентов Ю. Орлова. По словам Б.Л. Иоффе, если бы проект А. Алиханяна и Ю. Орлова был принят, то мировой центр по физике высоких энергий переместился бы в СССР» (цитата приведена из работы [14]).

2. О синхротроне АРУС

В период работы синхротрона проводилась перманентная модернизация узлов, была построена система «плоской вершины» магнитного поля, начато строительство нового сильноточного инжектора ЛУЭ-120, совершенствовалась система синхронизации, создавалась система автоматического контроля параметров с помощью ЭВМ [15]. Поэтому приведенные в таблице 1 параметры значительно отличаются от проектных и соответствуют состоянию на последний период работы вплоть до 2008 года.

Более подробно параметры представлены в работах [15,16].

3. Предложения и рекомендации по созданию новой экспериментальной базы на основе ускорителей тяжелых ионов

В 2009 году по инициативе Правительства РА была созвана, совместно с ОИЯИ, независимая Международная Комиссия Экспертов (МКЭ) для проведения независимой экспертизы с целью определения перспектив функционирования ЕрФИ с его ускорительной базой и возможных путей развития с учетом новых реалий, связанных с развалом СССР.

Комиссию возглавил выдающийся ученый, специалист в области экспериментальной ядерной физики, академик РАН Ю.Ц. Оганесян. В состав Комиссии вошли крупные специалисты-физики из разных стран – России, Германии, Франции, Великобритании, США, Швейцарии, представители крупных научных центров – ОИЯИ, ЦЕРН, ДЕЗИ и др.

Рекомендации Комиссии были сделаны с учетом актуальности направлений исследований, а также финансовых условий, связанных с новыми реалиями в

Табл.1. Параметры ускорителя АРУС

Параметры инжектора – ЛУЭ-75	
Оборотность инжекции	однооборотная
Энергия на выходе инжектора, МэВ	до 75
Макс.ток в импульсе, мА	170
Энергетический разброс на выходе инжектора, %	2
Частота следования сгустков, ГГц	2.7973
Длительность импульсов, мкс	0.5–1.0
Частота следования макроимпульсов, Гц	50
Параметры электронно-кольцевого ускорителя (ЭКУ-6)	
Максимальная энергия, ГэВ без «плоской вершины»	6.1
с «плоской вершиной» длительностью (2.0–4.5) мс	2–4.5
Длина равновесной орбиты, м	216
Тип и схема магнитной структуры синхротрона	знакопеременная, FOFDOD
Число периодов магнитной структуры	24
Число магнитных блоков	48
Число бетатронных колебаний на орбите: радиальных	5.276
вертикальных	5.294
Число ускоряющих резонаторов	23
Частота ускоряющего напряжения, МГц	132.79 ± 0.53
Вакуум, Торр	10^{-6}
Число электронов в цикле ускорения	1×10^{11}
Частота повторений циклов, Гц	50
Циркулирующий ток, мА	22
Период обращения, мкс	0.7229
Время ускорения, мс	9.3
Длительность «плоской вершины», мс	1.0–4.5
Прирост энергии на оборот, кэВ на инжекции	220
максимальный	720
Число каналов медленного резонансного вывода первичных пучков	1
Число каналов медленного бим-бамп вывода с внутренних мишней вторичных гамма-пучков	3
Число фотонов в пучках СИ в полосе $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-3}$ при энергии 4.5 ГэВ и токе 10 мА ускоренного пучка в тесном угле I мрад на длинах волн λ от 0.6 до 2.0 Å	$4 \times 10^{10} - 0.5 \times 10^{10}$

Республике. По итогам работы Комиссии были выработаны рекомендации, которые были представлены и, в целом, одобрены Правительством Армении.

После одобрения Правительством РА совместно с ОИЯИ и другими научными центрами была подготовлена программа для выработки конкретных концептуальных вариантов развития ускорительной базы ЕрФИ на основе

рекомендаций МКЭ.

В силу ряда причин данная программа, не была осуществлена. Однако, она представляется актуальной и сегодня.

Ниже приведены несколько примеров развития ускорительной базы ЕрФИ по применению пучков тяжелых ионов в прикладных и фундаментальных исследованиях, подготовленных для рассмотрения на начальной стадии поиска решения поставленной задачи, в соответствии с рекомендациями МКЭ.

1. Ионные источники тяжелых ионов типа ECR (электронно-циклотронный резонанс) на высоковольтной (до 300 кВ) платформе, 3–4 пользовательских канала. Направления исследований: имплантация и модификация материалов, изучение эффектов флюоресценции и др.
2. Циклотронный ускоритель тяжелых ионов с энергиями 0.1–2.0 МэВ/нуклон для ионов от Li до Xe. Направления исследований: имитация потока продуктов деления урана в ядерных реакторах и изучения свойств реакторных материалов под воздействием потоков продуктов деления урана; модификация материалов, создание новых; трековые мембранны.
3. Циклотронный ускоритель тяжелых ионов до энергий 2 ÷ 10 МэВ/нуклон. Ионы – от Li до U. Технологии: тестирование электронных компонентов космического назначения, ядерная физика. Такая установка может служить также в качестве инжектора синхротрона.
4. Тяжелоионный синхротрон на энергию 50–500 МэВ/нуклон в канале синхротрона ЕРФИ для получения ускоренных пучков ионов, начиная от протонов, включая ^4He и ^{12}C для терапии, а также широкий спектр ионов до U.

Применение:

- терапия онкологических образований;
- радиобиология и радиомедицина;
- тестирование электроники космического применения;
- ядерная физика.

Также обсуждался вопрос о возможности создания тяжелоионного синхротрона на энергию 1–2 ГэВ/нуклон непосредственно в кольце АРУС.

Реализация первых двух пунктов позволяет: вести работы по ионной имплантации в технологических процессах полупроводниковой электроники, модификации поверхностного слоя материалов деталей механизмов машин с целью улучшения их эксплуатационных свойств, повышению ресурса работы, надежности; создание новых материалов; для коммерческих целей производить трековые мембранны с диаметром пор от нескольких десятков нм до мкм, используемые в качестве микро- и нанофильтров для очистки от примесей,звесей, содержащих бактерии и вирусы. Применение пучковых методов в нанотехнологических процессах отличается, помимо прочего, экологической чистотой, что актуально в условиях угрожающей загрязненности окружающей среды.

Второй пункт, позволяющий изучать влияние потоков продуктов деления урана на свойства реакторных материалов, особенно важен для Армении, на

территории которой расположена Мецаморская атомная электростанция.

Третий и четвертые пункты позволяют осуществлять обширную программу исследований, включая задачи, возникающие на стыке различных направлений: ядерной физики, радиоэлектроники, ядерной медицины, радиобиологии, экологии и др.

Предполагалась совместная разработка концептуального проекта ускорительного комплекса с возможным привлечением специалистов из других стран-участниц ОИЯИ [17].

4. Проект накопительно-растяжительного кольца

Научные ускорители заряженных частиц требуют постоянной модернизации по мере поступления новой элементной базы, а зачастую и модификации, в зависимости от тех новых задач, которые ставит перед учёными ядерная физика и физика элементарных частиц. В 80–90-ых годах были разработаны актуальные для того времени проекты по модернизации ереванского синхротрона АРУС в мощный источник синхротронного излучения (СИ) – проект ЕРСИНЭ. Были проработаны инженерные вопросы технического проекта создания нового накопительно-растяжительного кольца (НРК) на энергию электронов до 14 ГэВ, бустером которого предполагалось использовать существующее синхротронное кольцо ЭКУ-6 со строявшимся в то время новым сильноточным инжектором на 120 МэВ (рис.2). На прямолинейных участках накопительного кольца устанавливались длинные вигглерные и ондуляторные устройства, с помощью которых создавались десятки синхротронных каналов с γ -пучками различных длин волн.

Целью проекта было систематическое исследование ядерных сил и структуры ядер: в ЕрФИ в конце 80-х, начале 90-ых была разработана обширная программа экспериментальных исследований в области энергий (1–14) ГэВ. Появлялась возможность изучения взаимодействий частиц на расстояниях, меньших нуклонных размеров, т.е. меньше 1 Ф. Был запланирован широкий спектр работ (при перечислении работ, приведенных ниже, был использован материал из [15,16]) по исследованию:

- процессов фото- и электророждения частиц и сравнение результатов с предсказаниями теоретических моделей;
- мультипольяризационные исследования на нуклонах и малонуклонных системах в этих процессах;
- исследования по обнаружению экзотических состояний элементарных частиц;
- исследование резонансов на ядрах;
- исследование процессов фрагментации кварков в адроны;
- в указанном энергетическом диапазоне появлялась возможность исследования структуры электрослабого взаимодействия в поляризационных экспериментах по электророждению на ядрах.

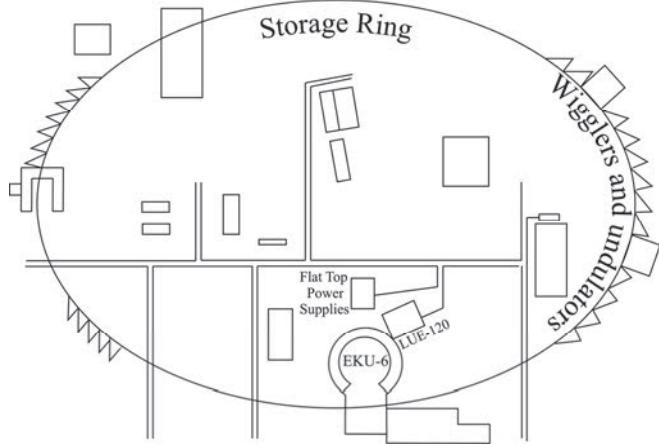


Рис.2. Упрощенный эскиз структуры НРК на энергию 6–14 ГэВ. Прямоугольниками обозначены здания, подсобные помещения и другие звенья инфраструктуры комплекса; прямые линии—дороги.

С целью реализации этих и других работ предусматривалось:

- создание новых комплексных физических установок – регистрирующих спектрометров, систем мониторирования частиц и др;
- модернизация и развитие Ереванского электронного синхротрона, превращение его в современный для того времени электронно-фотонный комплекс.

Новый электронно-фотонный комплекс планировалось создать поэтапно:

- первый этап предусматривал ввод в эксплуатацию 1-ой очереди системы формирования «плоской вершины» магнитного поля длительностью 5 мс с коэффициентом заполнения (duty factor) 20%. Инжектором синхротрона служил ЛУЭ-75. При энергиях электронов до 4.5 ГэВ продолжались работы по резонансной физике, прикладные исследования по радиационному материаловедению на пучках СИ и другие задачи ядерной физики;
- второй этап предусматривал: создание 2-ой очереди системы «плоской вершины» магнитного поля длительностью 20 мс с коэффициентом заполнения 50%, полную модернизацию ВЧ системы синхротрона – переход на более высокочастотные ускоряющие резонаторы с частотой 466 МГц; ввод в строй нового инжектора – сильноточного линейного ускорителя на 120 МэВ – ЛУЭ-120. Создавалась возможность работы на энергиях электронов до 6 ГэВ со средним током пучка, увеличенным на порядок – до 5 мкА. Намечалось создание системы меченых поляризованных фотонов, изучение физики мезонных резонансов и поиск экзотических адронов; прикладные исследования по радиационному материаловедению на пучках СИ при больших интенсивностях потоков электронов и гамма-квантов.
- третий этап предусматривал обширные работы по реконструкции существующего синхротрона. Создавалось большое кольцо на (6–14) ГэВ, по проекту энергия инжекции в это кольцо поднималось до 6 ГэВ, т.е. существующий синхротрон должен был служить бустером для большого

кольца, который мог служить также накопителем. Средний ток пучка повышался до 100 мкА, коэффициент заполнения – до 100%. Становилось возможным проводить обширные работы по ядерной физике, обнаружение кварковых эффектов, прикладные исследования по радиационному материаловедению с использованием СИ при высоких яркостях (10^{20} фотонов/с) пучков и большем количестве выводных каналов.

В дальнейшем предусматривалось создание электрон-позитронного коллайдера (рис.3) на энергию 30 ГэВ (в системе центра масс).

По этому проекту периметр коллайдера охватывал всю территорию ЕрФИ. Внутри этого периметра планировалось разместить инфраструктуру – коммуникационные линии связи, дороги, подземные и надземные сооружения для различных технических и контрольных служб комплекса.

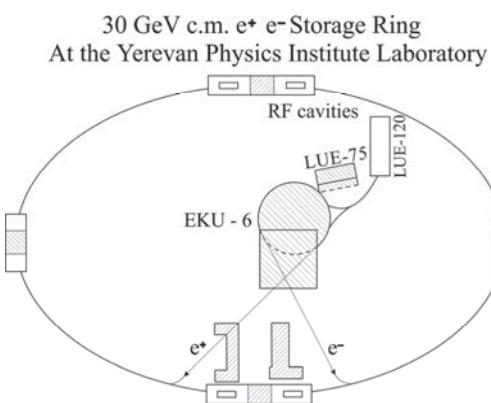


Рис.3. Упрощенный эскиз проекта коллайдера на 30 ГэВ.

5. О возможной реализации низкоэнергетического стретчерного режима синхротрона АРУС

В работах [18–20] предлагается актуальная долгосрочная программа исследования кластерных структур нейтроннобогатых изотопов легких ядер (He, Li, Be) в основных и возбужденных состояниях в двух- и трехчастичных реакциях фоторасщепления в энергетическом диапазоне фотонов $E_\gamma = 30\text{--}75$ МэВ. Было предусмотрено выполнить моделирование и расчеты этих процессов. Группирование нуклонов в кластеры является одним из важных явлений в структуре атомных ядер, богатых нейтронами. Актуальны также исследования экзотических структур при чрезмерном избытке нейтронов, когда ядро приближается к состоянию самопроизвольного распада – при этом образуется явление нейтронного гало [21]. Эти исследования важны и для понимания процессов ядерного синтеза в космических объектах.

Для реализации этой программы следует создать экспериментальную аппаратуру для исследования кластерных структур. В первую очередь предлагается модернизировать Ереванский электронный синхротрон и

реализовать низкоэнергетический режим растяжителя (stretcher mode) с медленным выводом пучка в течение 3–5 мс, что позволит не только увеличить время взаимодействия с мишенью, но и даст возможность одновременного вывода на две внутренние мишени, что важно для сопоставления и выявления совпадающих событий. Кроме задач по исследованию кластерных структур атомных ядер, режим растяжителя может быть использован и для других задач, например, для эффективного изучения явлений когерентного тормозного излучения релятивистских электронов под воздействием акустических полей в монокристаллах.

Кратко опишем проект работы синхротрона в низкоэнергетическом режиме растяжителя, позволяющем эффективнее использовать инжектируемый в кольцо 50–75 МэВ-ный пучок, т. к. в предлагаемом варианте увеличивается коэффициент заполнения периода импульса (duty factor) до 25%. Это важно для анализа на совпадение по меньшей мере двух частиц в процессах рассеяния электронов на нуклонных ядрах. Увеличение этого параметра позволяет исключить случайные совпадения, изучить процессы с малыми сечениями взаимодействия [18,20].

Предполагается импульсный релятивистский пучок электронов из инжектора – линейного ускорителя ЛУЭ-75 – ввести в кольцо синхротрона (рис. 4), и постоянным магнитным полем кольцевого электромагнита удерживать его в течение примерно 5 мс. За это время пучок совершил 7000 оборотов по кольцу в области равновесной орбиты и одновременно будет медленно выводиться на внутреннюю мишень отклоняющим магнитом beam-bump: путем программно-управляемого питания этого магнита пучок медленно смещается в радиальном направлении и наводится на мишень. Тем самым, время вывода, а значит, и время непрерывного взаимодействия с мишенью, получается много больше (в 7000 раз) времени одного оборота. Влиянием радиационных эффектов – синхротронного излучения – на процесс медленного вывода (на эффективность вывода, эммитанс пучка и др.) можно пренебречь из-за низкой энергии пучка. Формируется растянутый во времени до 5 мс пучок электронов с энергией до 75 МэВ и средним током 1 мкА. Наряду с электронными пучками конвертерным способом полученные γ -пучки длительностью порядка 5 мс могут быть использованы в экспериментах по фундаментальным и прикладным исследованиям.

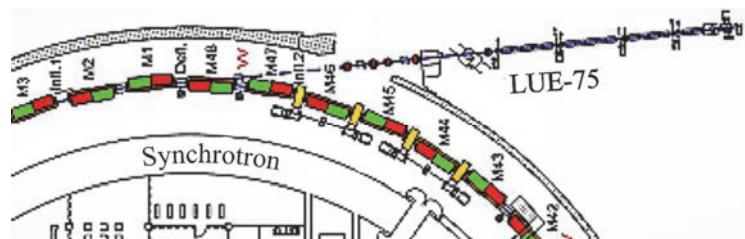


Рис.4. Структура ввода пучка. M1, M2, ... – магнитные блоки; 48 поворотных магнитов, каждый из которых состоит из фокусирующего и дефокусирующего полублока, образуют 24 периода по схеме FOFDOD, Infl – инфлектор, Defl – дефлектор.

Моделирование движения релятивистского пучка электронов в синхротроне АРУС в режиме низкоэнергетического растяжителя было выполнено по программе OptiM, с учетом краевых нелинейностей магнитной дорожки электромагнита синхротрона, фактически, с учетом динамической апертуры синхротронного кольца [19]. Расчет динамики пучка показал, что в вакуумной камере при давлении 10^{-6} Торр рассеяние электронного пучка на ядрах остаточного газа приводит к увеличению поперечного сечения пучка. Однако, получаемые размер и эмиттанс пучка после многооборотной (7000 оборотов за 5 мс) циркуляции допустимы при существующем акцептансе синхротрона, и рассеяние электронов не приводит к ограничению для режима работы синхротрона АРУС в качестве растяжителя пучка, инжектируемого с выхода ЛУЭ-75.

Режим растяжителя с энергией пучка 75 МэВ без ускорения в синхротроне малозатратен: не включается ВЧ питание резонаторов синхротрона, нет необходимости в охлаждении и терmostатировании резонаторов, кольцевой электромагнит будет питаться маломощным стабилизированным по току источником постоянного тока. Расчетная потребляемая мощность синхротрона в стретчерном режиме с энергией 75 МэВ порядка 100 кВт.

Для реализации стретчерного режима с энергией 75 МэВ необходимо:

- модернизировать действующий инжектор ЛУЭ-75;
- восстановить гидроизоляцию зданий ускорительного комплекса АРУС;
- заменить физически и морально устаревшую неэффективную вакуумную систему синхротрона современной системой, позволяющей компьютерный мониторинг вакуумного тракта;
- обеспечить работу системы ввода – дефлектора и инфлектора – для энергии 75 МэВ;
- создать программно-управляемое питание отклоняющего магнита – выводного магнита beam-bump.

6. Заключение

Как было отмечено во введении, проектов и предложений по модернизации синхротрона АРУС было много, мы лишь привели некоторые из них. Из-за известных событий 90-ых и последующих лет, они не были осуществлены. К настоящему времени реализация некоторых проектов нецелесообразна из-за уже действующих в мире мощных гигантских ускорителей, или маловероятны ввиду финансовых трудностей. Судьба Ереванского синхротрона остается неопределенной по сей день. Поэтому проблема остается актуальной, и настоящая статья призвана способствовать обсуждению данного вопроса.

Крупные ускорители создаются для конкретных физических программ или даже для конкретной задачи, решение которой вносит крупный вклад в науку или технологии. Для страны с малыми ресурсами, тем более в период финансовых затруднений, важна многофункциональность таких больших и дорогих физических установок.

Наиболее целесообразным представляются предложения и рекомендации авторитетной МКЭ, которые остаются актуальными и по сей день, а именно, создание новой физической установки на платформе Ереванского синхротрона АРУС для ускорения тяжелых ионов, которая будет применяться для исследований в области ядерной физики, а также методических и научно-технических задач ядерной медицины, включая получение радионуклидов для медицинской диагностики, радиобиологии, тестирования элементной базы космической радиоэлектроники. Такой ускоритель может быть успешно использован и для создания новых технологий, например в материаловедении, нанотехнологии. Предполагалось, что окончательный проект нового ускорителя при совместной разработке НИЛА–ОИЯИ должен отвечать современным требованиям и задачам в указанных областях с учетом новых достижений.

Целесообразность расположения нового ускорителя на месте синхротрона АРУС, согласно рекомендациям МКЭ, исходит из следующих соображений. Во-первых, место постройки синхротрона АРУС было выбрано с учетом того, что Армения является сейсмически активной зоной. В результате геолого-разведывательных работ была обнаружена естественная мощная базальтовая платформа, послужившая основанием ускорителя. Геодезические измерения, проведенные после мощного Спитакского землетрясения, обнаружили сдвиг магнитов лишь в десятые доли миллиметра, который был легко устранен механической регулировкой. Во-вторых, может быть использована существующая инфраструктура синхротрона; здания, постройки, имеющаяся система электро- водоснабжения, внутренние коммуникации и др. Конечно, после соответствующего ремонта, а где необходимо, и реконструкции, в соответствии с потребностями нового ускорителя. В-третьих, имеется возможность использования специалистов, имеющих опыт эксплуатации и обслуживания подобных физических установок. Хотя их число за последние годы резко уменьшилось и вопрос подготовки специалистов в области ускорительной физики и техники в настоящее время стоит остро, имеющиеся квалифицированные кадры могут оказаться полезными, по крайней мере, на первом этапе работ.

Из вышеизложенного представляется очевидной целесообразность активации начатых в недавнем прошлом работ по претворению рекомендаций Международной комиссии экспертов по расширению ускорительной базы НИЛА-ЕрФИ.

Несмотря на приостановку работы синхротрона, Армения продолжает оставаться региональным центром по применению ускорительной физики и техники в научных исследованиях. На электронном ускорителе ЛУЭ-75 НИЛА (ЕрФИ), протонном медицинском циклотроне С-18/18 с возможностью проведения физических опытов, а также линейном ускорителе AREAL Института синхротронных исследований CANDLE проводятся научно-исследовательские работы учеными из научных центров Армении и других стран.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.R. Tumanyn, H.A. Martirosyan**, Yerevan electron accelerator "ARUS", Yerevan, 1970.
2. **A.I. Alikhanian, K.A. Ispirian, A.G. Oganessian, A.G. Tamanian**. Nucl. Instrum. Meth., **89**, 147 (1970). [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(70\)90817-7](https://doi.org/10.1016/0029-554X(70)90817-7)
3. **A.I. Alikhanian, K.M. Avakian, G.M. Garibian, M.P. Lorikian, K.K. Shikhlarov**. Phys. Rev. Lett., **25**, 635 (1970).
4. **A.O. Aganyants, Yu.A. Vartanov, G.A. Vartapetian, M.A. Kumakhov, Kh. Trikalinos, V.Ya. Yaralov**. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., **29**, 554 (1979).
5. **A.S. Hakobyan**. J. Contemp. Phys., **56**, 169 (2021).
6. **A.S. Hakobyan, H.H. Marukyan, H.H. Hakobyan, A.Z. Babayan, L.R. Vahradyan, V. Baranov, Yu.I. Davydov, A. Krasnoperov, A. Simonenko, V. Tereshchenko, H.T. Torosyan, H.G. Zohrabyan, G.M. Ayvazyan, H.S. Vardanyan A.K. Paryan**. J. Contemp. Phys., **57**, 12 (2022).
7. **A. Sirunyan, A. Hakobyan, G. Ayvazyan, A. Babayan, H. Vardanyan, G. Zohrabyan, K. Davtyan, H. Torosyan, A. Paryan**. J. Contemp. Phys., **53**, 271 (2018).
8. **G.H. Hovhannisyan, et al.**, Applied Radiation and Isotopes, **182**, 110138 (2022).
9. **G.H. Hovhannisyan, et al.**, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section, **B498**, 48 (2021).
10. **A. Avetisyan, et al.**, Nuclear Medicine and Biology, **47**, 44 (2017).
11. **R.V. Avetisyan, et al.**, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section, **B507**, 7 (2021).
12. **A.Y. Aleksanyan, S.M. Amirkhanyan, H.R. Gulkanyan, T.V. Kotanjyan, V.S. Pogosov, L.A. Poghosyan**. J. Contemp. Phys., **57**, 112 (2022).
13. **A.Y. Aleksanyan, S.M. Amirkhanyan, A. Balabekyan, N.A. Demekhina, H.R. Gulkanyan, T.V. Kotanjyan, V. Mangasaryan, V.S. Pogosov, L.A. Poghosyan, S. Faltajanyan**. J. Contemp. Phys., **55**, 275 (2020).
14. **H.M. Asatryan, T.G. Hambardzumyan**. J. Contemp. Phys., **44**, 209 (2009).
15. **A.Ts. Amatuni, et al.**, Preprint YeRPhi 1322(17)-91.
16. **A.Ts. Amatuni, A.S. Alexanyan, R.O. Avakyan, et al.**, EPAC1988 - CERN, 305.
17. http://crd.yerphi.am/files/SAB_meeting_docs_end.pdf
18. **Al. Sirunyan**. Project submitted for the base funding of Artem Alikhanyan National Laboratory. <http://epd.yerphi.am/A.Sirunyan.pdf>.
19. **A.Z. Babayan, V.Ts. Nikogosyan, S.P. Taroyan**, J. Contemp. Phys., **49**, 95 (2014).
20. **A. Sirunyan**. On the creation in YerPhi of an experimental base for research in low-energy nuclear physics based on LUE-75 and EKU. <http://book.lib-i.ru/25fizika/393013-1-oszdanii-erfi-eksperimentalnoy-bazi-dlya-issledovaniy-yadernoy-fizike-nizkih-energiy-osnove-lue-75-eku.php>.
21. Nuclear clusters: from light exotic to superheavy nuclei.
<http://jinrmag.jinr.ru/win/2002/43/kl43.htm>

**ԵՐԵՎԱՆԻ ԱՐՈՒՍ ՍԻՆՔՏՐՈՆԻ ԱՐԴԻԱԿԱՆԱՑՄԱՆ
ՈՐՈՇ ՆԱԽԱԳԾԵՐԻ ՄԱՍԻՆ**

Ա.Ա. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Հ.Հ. ՄԱՐՈՒԿՅԱՆ, Գ.Գ. ԳՈՒԼԲԵԿՅԱՆ,
Հ.Տ. ԹՈՐՈՍՅԱՆ, Ա.Զ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Լ.Ռ. ՎԱՀՐԱԴՅԱՆ

Ներկայացված է Ա. Ալիխանյանի անվան Ազգային գիտական լաբորատորիայի (Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ) ԱՐՈՒՍ էլեկտրոնային սինքրոտրոնի արդիականացման և մողիփիկացիայի նախագծերի համառոտ նկարագրությունը։ Տարբեր տարիներին մշակված և առաջարկված աշխատանքները հետաքրքրություն են ներկայացնում Հայաստանում նոր արագացուցչային բազայի ստեղծման հարցի քննարկման կապակցությամբ՝ ակտուալ կիրառական և ֆիզիկայի հիմնարար խնդիրների ուսումնասիրման համար։

**ON SOME PROJECTS OF MODERNIZATION OF THE
YEREVAN SYNCHROTRON ARUS**

A.S. HAKOBYAN, H.H. MARUKYAN, G.G. GULBEKYAN,
H.T. TOROSYAN, A.Z. BABAYAN, L.R. VAHRADYAN

The paper presents a brief description of the projects for the modernization and modification of the Yerevan Electron Synchrotron ARUS of the A. Alikhanyan National Science Laboratory (Yerevan Physics Institute). The described works, proposed in different years, are of interest in connection with the discussion of the issue of creating a new accelerator base in Armenia for solving actual applied and fundamental physical problems.

Известия НАН Армении, Физика, т.57, №4, с. 484–491 (2022)

УДК 539.17

DOI:10.54503/0002-3035-2022-57.4-484

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА СРЕДНЕТАЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Г.О. ОГАНЕСЯН^{1*}, Т.М. БАХШИЯН², Г.В. МАРТИРОСЯН¹

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения

*e-mail: hov_gohar@ysu.am

(Поступила в редакцию 1 июля 2022 г.)

В статье рассмотрены (γ ,n) и (γ ,p) реакции на ядрах $^{46,48,50}\text{Ti}$, $^{58,60}\text{Ni}$ и ^{48}Ca в области энергий гигантского дипольного резонанса. Проведены расчеты на основе кода TALYS 1.95 и сравнены с экспериментальными данными, существующими в литературе. Исследование выявило определенные расхождения в описании фотопротонных реакций. Расхождение увеличивается с ростом числа нейтронов мишеней. Для лучшего описания сечений этих реакций необходим учет изоспинового расщепления ГДР при расчетах.

1. Введение

В сечениях поглощения γ -квантов ядрами в диапазоне энергий от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ наблюдается широкий максимум, называемый гигантским дипольным резонансом (ГДР). Положение максимума зависит от массового числа ядра. Для средних и тяжелых ядер это максимум с амплитудой в несколько десятков или сотен миллибарн при энергиях 14–20 МэВ и шириной 4–8 МэВ [1,2].

Обсуждение природы ГДР в различных теориях основывается на различных концепциях. В феноменологическом рассмотрении в рамках капельной модели ГДР является коллективным возбуждением, являющимся следствием скоррелированного движения большого числа нуклонов, которое можно представить в виде колебаний двух несжимаемых взаимопроникающих жидкостей (протонной и нейтронной) [3].

Описание коллективных возбуждений ядра методами микроскопических теорий является одной из важнейших задач ядерной физики. В микроскопических теориях высоковозбужденные коллективные состояния описываются когерентной суммой состояний типа «частица-дырка».

Микроскопическое описание ГДР предполагает, что нуклоны движутся в среднем согласованном потенциале. Последовательность энергетических уровней формирует ядерные оболочки. В теории среднего поля и оболочечной модели ГДР формируется вследствие независимых оболочечных переходов [4].

Экспериментальное исследование свойств ГДР играет большую роль при

формировании теоретических представлений и развитии различных моделей. Считается, что фотонные пучки имеют определенные преимущества для исследования структуры ядра и свойств ГДР поскольку электромагнитные взаимодействия хорошо изучены, являются относительно слабыми по сравнению с ядерными, и, следовательно, фотоны приносят в ядро относительно малые нарушения и наиболее подходящие для исследования структуры ядра. Однако, монохроматические пучки γ -излучения трудно доступны. Монохроматические пучки с различными энергиями можно получить используя комптон-эффект на покоящемся и движущемся электроне [5]. Квазимонохроматические пучки получают, например, при аннигиляции позитронов на лету в мишениях с малым Z , таких, как литий или бериллий [6]. Однако подавляющее большинство фотоядерных данных получено при использовании тормозного излучения. Пучки тормозных фотонов получают при помощи электронных ускорителей. При торможении ускоренных электронов в мишениях из материалов с большим атомным номером (вольфрам, tantal) генерируется поток γ -излучения. Тормозное излучение имеет непрерывный спектр, максимальная энергия которого равна кинетической энергии ускоренных электронов.

Несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных работ единое детальное теоретическое описание ГДР для всех типов ядер остается проблемой не до конца решенной. В связи с этим многие существующие расчетные коды (TALYS, EMPIRE, ALICE, GNASH, UNF) включают в себя различные модификации как феноменологических, так и микроскопических моделей.

В данной работе проведены расчеты с использованием кода TALYS 1.95 [7] и получены функции возбуждения фотоядерных реакций для среднетяжелых ядер. Сравнение с экспериментальными данными позволило установить некоторые закономерности в расхождениях экспериментальных и расчетных данных.

2. Моделирование ядерных реакций

Код TALYS [8] позволяет делать расчеты для реакций с участием нейтронов, протонов, дейtronов, тритонов, альфа- и гамма-квантов в области энергий до 1 ГэВ и рассчитывать полные и парциальные сечения реакций, энергетические спектры и угловые распределения, а также двойные дифференциальные спектры продуктов реакций. Код является совокупностью различных моделей и в зависимости от поставленной задачи для расчетов выбирается та или иная модель. При необходимости можно варьировать модели [9]. Код дает возможность рассчитывать сечения конкретных реакций с выходом продукта как в основном, так и в изомерном состоянии [10]. Информация о природе основного и возбужденных состояний ядра, плотности уровней, оптических потенциалах, а также другие необходимые характеристики берутся из базы данных RIPL-3 (Reference Input Parameter Library) [11].

При моделировании ядерных реакций с участием гамма-квантов используется понятие радиационной силовой функции (РСФ) [12]. Понятие РСФ было введено для описания средних вероятностей гамма-переходов различных

мультиплетностей с высоковозбужденных состояний в широкой области энергий вблизи энергии отделения нейтронов [13]. Эта величина необходима для расчета всех характеристик радиационных процессов в ядрах. Для E1-переходов предполагается, что вероятность γ -переходов определяется гигантским дипольным резонансом. При этом зависимость от энергии дается формулой Лоренца. При феноменологическом подходе для описания РСФ используются различные модификации лоренцевой кривой [12]. Однако, для большинства нестабильных ядер подгонка феноменологических параметров ГДР невозможна. Поэтому в коды для моделирования ядерных взаимодействий, в том числе в TALYS 1.95, включают различные микроскопические теории, способные предсказать характеристики всех ядер. Наиболее перспективными являются подходы, основанные на использовании сил Скирма для расчетов самосогласованного поля ядра методом Хартри-Фока-Боголюбова [12].

3. Обсуждение результатов

Сечения фотопротонных и фотонейтронных реакций на изотопах титана $^{46,48,50}\text{Ti}$ приведены на Рис.1,2. Результаты расчетов с использованием кода TALYS 1.95 (кривые) сравниваются с экспериментальными данными (точки) из опубликованных работ [14,15]. Расчеты проведены с использованием двух различных моделей для РСФ: феноменологической модели, описывающей РСФ стандартной лоренцевой кривой (модель SLO) и микроскопической модели, основанной на методе Хартри-Фока-Боголюбова (модель HFB) [11,12].

Природный титан содержит 5 стабильных изотопов (^{46}Ti (8.0%), ^{47}Ti (7.3%), ^{48}Ti (73.8%), ^{49}Ti (5.5%), ^{50}Ti (5.4%)). В результате (γ,n) реакции на всех изотопах титана, кроме ^{46}Ti , не приводят к образованию радиоактивных изотопов и, следовательно, активационный анализ не возможен. Для сравнения с расчетами мы использовали данные по реакциям $\sigma(\gamma,sn) = \sigma(\gamma,n) + \sigma(\gamma,2n) + \sigma(\gamma,pn) + \dots$ для реакций $^{48,50}\text{Ti}(\gamma,n)$ [14,16].

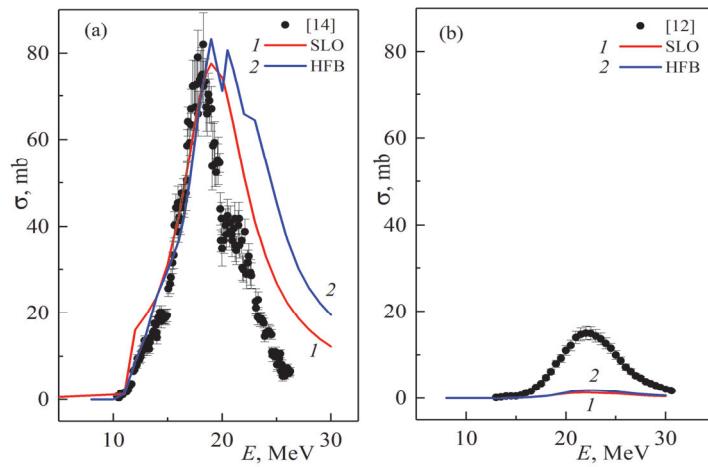


Рис.1. Сечения реакций (а) – (γ,n) и (б) – (γ,p) на ядре ^{50}Ti .

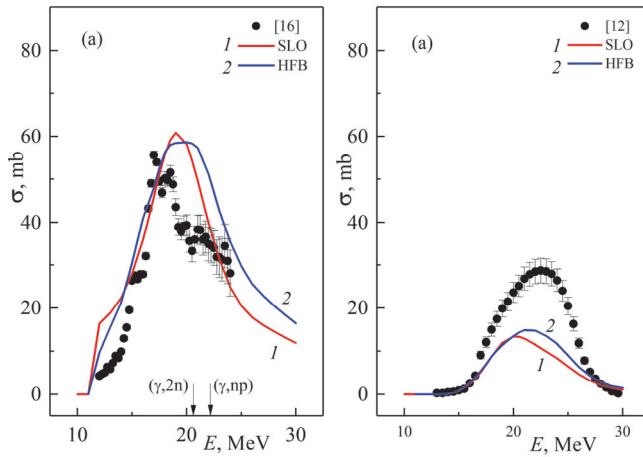


Рис.2. Сечения реакций (а) – (γ,n) + (γ,np) + $(\gamma,2n)$ и (б) – (γ,p) на ядре ^{48}Ti .

В случае (γ,n) реакций для четно-четных изотопов титана $^{46,48,50}\text{Ti}$ согласие расчетных данных с экспериментальными удовлетворительное (рис.1–3). Величины максимумов распределений хорошо совпадают (максимальное расхождение для ^{48}Ti составляет 20%). Ширина распределения, полученных с использованием HFB модели для реакции на ^{50}Ti превосходит экспериментальную.

В случае (γ,p) реакций в экспериментальных и рассчитанных при помощи TALYS 1.95 функциях возбуждения наблюдаются значительные расхождения (рис.1,2). Расчеты по двум моделям (SLO и HFB) дают схожие результаты. Расхождение, наибольшее для мишени ^{50}Ti (сечения на максимуме распределения отличаются в 11–12 раз), уменьшается для мишени ^{48}Ti (сечения на максимуме распределения отличаются примерно в 2 раза) и нивелируется для мишени ^{46}Ti (отличие сечений на максимуме распределения ~4%).

Причина расхождений может быть связана с изоспиновым расщеплением ГДР. В ядрах с $N \neq Z$ при поглощении дипольных электрических γ -квантов возбуждаются состояния с двумя изоспинами: $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$ ($T_0 = (N-Z)/2$ изоспин ядра в основном состоянии) (рис.4).

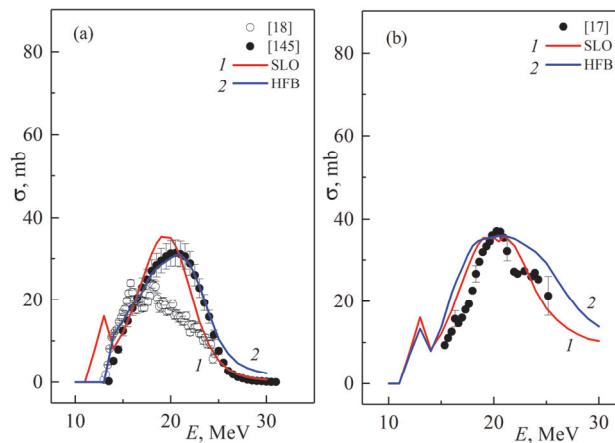


Рис.3. Сечения реакций (а) – (γ,n) и (б) – (γ,p) + (γ,np) + $(\gamma,2p)$ на ядре ^{46}Ti .

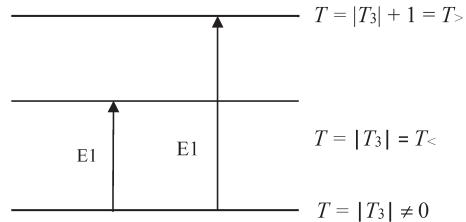


Рис.4. Изоспиновые ветви E1 переходов для несамосопряженных ядер.

Величина изоспинового расщепления и соотношение каналов девозбуждения (γ, n) и (γ, p) зависят от величины T_0 . Величина изоспинового расщепления ГДР определяется выражением [17]:

$$\Delta E = \frac{60}{A} (T_0 + 1) \text{ MeV}. \quad (1)$$

Соотношение вероятностей возбуждения состояний $s(T_>)/s(T_<)$ определяется выражением [17]:

$$\frac{s(T_>)}{s(T_<)} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3} - 4T_0(T_0+1)A^{-2}}. \quad (2)$$

Для изотопов $^{46,48,50}\text{Ti}$ величина T_0 меняется от 1 до 3, ΔE принимает значения 2.6; 3.7; 4.8, а $s(T_>)/s(T_<)$ = 0.79; 0.35; 0.20.

Для изотопов $^{46,48,50}\text{Ti}$ распад состояния $T = T_0 + 1$ с испусканием нейтрона запрещен правилом отбора по изоспину, запрета на распад с испусканием протона нет. Это приводит к увеличению вероятности распада с испусканием протона. В TALYS 1.95 не учитывается изоспиновое расщепление ГДР, что является причиной расхождений расчетных и экспериментальных данных. Расхождения увеличиваются с ростом массового числа изотопа (рис.1,2).

Аналогичная картина наблюдается при рассмотрении (γ, n) и (γ, p) реакций на четно-четных ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ (рис.5,6). Поскольку отличие в рассчитанных по двум моделям результатах для изотопов титана небольшое, для изотопов никеля расчеты проведены с использованием одной модели, которая используется в TALYS 1.95 по умолчанию. Анализ для более тяжелых ядер никеля невозможен из-за отсутствия опубликованных экспериментальных данных по фотоядерным реакциям в рассматриваемом энергетическом диапазоне. Для ядер $^{58,60}\text{Ni}$ также

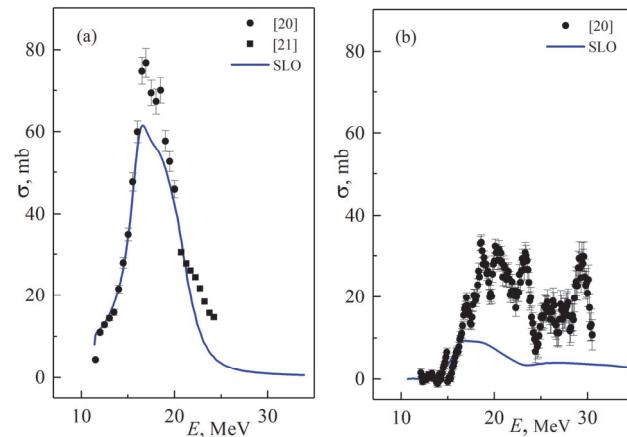


Рис.5. Сечения реакций (а) – (γ, n) и (б) – (γ, p) + (γ, np) реакций на ядре ^{60}Ni .

наблюдается хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных по коду TALYS 1.95 данных в случае (γ, n) реакций и расхождение данных по (γ, p) в случае ядра ^{60}Ni .

На рис.6 приведены сечения (γ, n) и (γ, p) реакций на ядре ^{48}Ca . Изоспин основной фактор, влияющий на форму ГДР для ядра ^{48}Ca , поскольку для дважды магического ядра эффекты связанные с деформацией минимальны. Из всех изотопов кальция ядро ^{48}Ca имеет наибольшее значение изоспина основного состояния ($T_0 = 4$). Рассмотрение энергетических диаграмм фотоядерных реакций на ядре ^{48}Ca [24] позволяют заключить, что фотонейтронный распад происходит преимущественно из $T_<$ состояния. Различные пороги испускания протонов и нейтронов и анализ числа доступных состояний в соответствующем остаточном ядре указывают на то, что состояние $T_>$ будет распадаться преимущественно с испусканием протонов [24]. Без учета изоспиновых эффектов расчетное сечение $^{48}\text{Ca}(\gamma, p)$ реакции близко к нулю в рассматриваемом диапазоне энергий (рис.7). Как видно из рисунка, экспериментальные значения значительно превосходят расчетные.

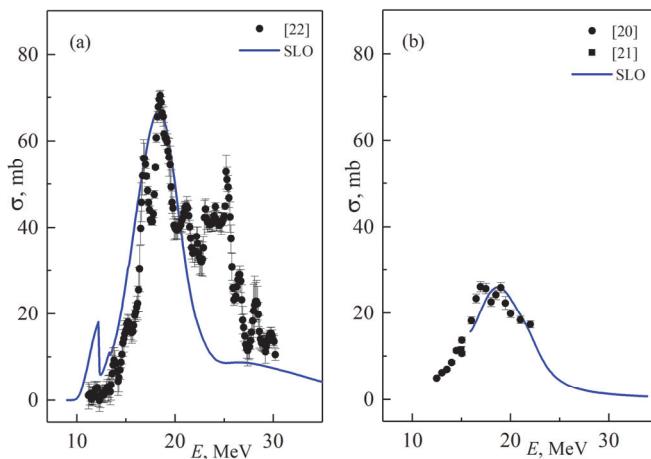


Рис.6. Сечения реакций (а) – (γ, n) и (б) – $(\gamma, p) + (\gamma, np)$ реакций на ядре ^{58}Ni .

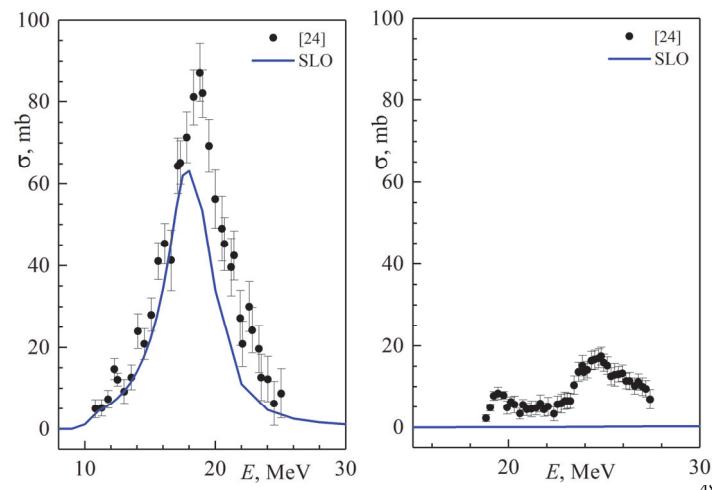


Рис.7. Сечения реакций (а) – (γ, n) и (б) – (γ, p) реакций на ядре ^{48}Ca .

4. Заключение

Проведен анализ сечений фотоядерных реакций на ядрах $^{46,48,50}\text{Ti}$, $^{58,60}\text{Ni}$ и ^{48}Ca . Изоспиновое расщепление и правила отбора по изоспину влияют на соотношение сечений (γ, n) и (γ, p) каналов. Сравнение рассчитанных с использованием кода TALYS 1.95 данных с экспериментальными указало на определенные расхождения в описании фотопротонных реакций. Для лучшего описания сечений этих реакций необходим учет изоспиновых схем возбуждения и нуклонного распада ГДР при расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.М. Мазур, Л.М. Мельников.** Физика элементарных частиц и атомного ядра, **37**, 1744, (2006).
2. **B.L. Berman.** Atomic Data and Nuclear Data Tables, **15**, 319 (1975).
3. **M. Goldhaber, E. Teller.** Phys. Rev., **74**, 1046 (1948).
4. **D. Wilkinson.** Physica, **22**, 10391956 (1956).
5. **R.A. Anderl, J.E. Hall, R.S. Morrison.** Nucl. Instr. Meth., **102**, 101 (1972).
6. **C. Schuhl, C. Tzara,** Nucl. Instr. Meth., **10**, 217 (1961).
7. <https://www-nds.iaea.org/talys/>
8. **A.J. Koning, D. Rochman.** Nuclear Data Sheets, **113**, 2841 (2012).
9. **G.H. Hovhannisyan, T.M. Bakhshyan, R.K.Dallakyan, A.S. Danagulyan.** Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **482**, 25 (2020).
10. **G.H. Hovhannisyan, A.S. Danagulyan, T.M. Bakhshyan.** J. Contemp. Phys., **52**, 305 (2017).
11. **R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky, et all.**, Nuclear Data Sheets, **110**(12), 3107 (2009).
12. **A. Koning, S. Hilaire, S. Goriely.** TALYS-1.95 User Manual, 2019.
13. **G.A. Bartholomew.** Ann. Rev. Nucl. Sci., **11**, 259 (1961).
14. **R.E. Pywell, M.N. Thompson, R.A. Hicks.** Nuclear Physics, Section A, **325**, 116 (1979).
15. **T.R. Sherwood, W.E. Turchinetz.** Nuclear Physics, **29**, 292 (1962).
16. **S. Costa, F. Ferrero, C. Manfredotti, et all.**, Nuovo Cimento B, **48**, 460 (1967).
17. **R.O. Akyiiz, S. Fallieros.** Phys. Rev. Lett., **27**, 1016 (1971).
18. **R.E. Pywell, M.N. Thompson.** Nuclear Physics A, **318**, 461 (1979).
19. **S. Oikawa, K. Shoda.** Nuclear Physics A, **277**, 301 (1977).
20. **H. Utsunomiya, T. Renstrom, G.M. Tveten, et all.**, Physical Review, Part C, Nuclear Physics, **98**, 054619 (2018).
21. **K. Min, T.A. White.** Physical Review Letters, **21**, 1200 (1968).
22. **B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, I.M. Piskarev, et all.**, Soviet Journal of Nuclear Physics, **11**, 272 (1970).
23. **R. Ghosh, B. Lawrinian, S. Badwar, et all.**, Radiochimica Acta, **106**, 345 (2018).
24. **G.J. O'keefe, M.N. Thompson, Y.I. Assafiri, et all.**, Nuclear Physics A, **469**, 239 (1987).

ՖՈՏՈՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԸ
ՄԻՋԻՆ ԶԱՆԳՎԱԾԱՅԻՆ ԹՎՈՎ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐՈՒՄ

Գ.Հ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Տ.Մ. ԲԱԽՇԻՅԱՆ

Հոդվածում դիտարկվում են (γ, n) և (γ, p) ռեակցիաները $^{46,48,50}\text{Ti}$, $^{58,60}\text{Ni}$ և ^{48}Ca թիրախների վրա հսկա դիպոլային ռեզոնանսի (ՀԴՌ) էներգետիկ տիրույթում։ Հաշվարկներն իրականացվել են TALYS 1.95 կողի հիման վրա և հաշվարկված տվյալները համեմատվել են գրականության մեջ առկա փորձարարական տվյալների հետ։ Ուսումնասիրությունները բացահայտեցին որոշակի անհամապատասխանություններ ֆոտոպրոտոնային ռեակցիաների նկարագրության մեջ։ Անհամապատասխանությունը մեծանում է թիրախում նեյտրոնների քանակի աճին զուգընթաց։ Այս ռեակցիաների կտրվածքների ավելի լավ նկարագրության համար անհրաժեշտ է հաշվի առնել ՀԴՌ -ի իզոսայինային ձեղքում։

PHOTONUCLEAR REACTIONS ON MEDIUM WEIGHT NUCLEI

G.H. HOVHANNISYAN, T.M. BAKHSHIYAN

The article considers (γ, n) and (γ, p) reactions on $^{46,48,50}\text{Ti}$, $^{58,60}\text{Ni}$ and ^{48}Ca nuclei in the energy range of giant dipole resonance. Calculations were carried out on the basis of the TALYS 1.95 code and the calculated data were compared with the experimental data available in the literature. The study revealed certain discrepancies in the description of photo-proton reactions. The discrepancy increases with the number of target neutrons. For a better description of the cross sections for these reactions, it is necessary to take into account the isospin splitting of the GDR in calculations.

Известия НАН Армении, Физика, т.57, №4, с. 492–506 (2022)

УДК 548.732

DOI:10.54503/0002-3035-2022-57.4-492

ПОЛЯ ЗАРЯДОВ И ДИФРАКЦИОННЫЕ ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

М.К. БАЛЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: mbalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 10 мая 2022 г.)

Электрические и магнитные поля в некотором выбранном объеме представлены в векторной форме с помощью поверхностных и объемных интегралов. Поверхностные интегралы описывают дифракционные поля, обусловленные полями внешними к объему зарядов, а объемные интегралы описывают поля, создаваемые зарядами, движущимися внутри объема. В гармоническом (монохроматическом) случае для определенной частоты полученные формулы, описывающие дифракцию, совпадают с известными векторными формулами дифракции Кирхгофа. В стандартных случаях дифракции некоторые заряды помещают в полупространство перед экраном и рассматривают дифракцию полей этих зарядов во втором полупространстве за экраном. Полученные в этой работе формулы можно применять не только для таких стандартных случаев дифракции, но и тогда, когда нельзя строго разделить дифракцию и излучение. Например, когда одни заряды входят в объем, а другие выходят из выбранного объема.

1. Введение

Электромагнитное поле зарядов обычно определяют с помощью векторного и скалярного потенциалов [1–4]. С другой стороны, дифракция гармонической электромагнитной волны в свободном от зарядов пространстве обычно формулируется скалярной теорией дифракции для определенной частоты [1,3,4] и называется скалярной теорией дифракции Кирхгофа. Существует зависящая от времени скалярная теория дифракции [3,4]. Для гармонического случая была разработана векторная теория дифракции, называемая векторной теорией дифракции Кирхгофа [1,4], которая может быть применена для частного случая векторной дифракции на отверстии в экране. Обычно используются граничные условия Кирхгофа, что означает, что поле сразу за экраном равно нулю, а поле в апертуре равно падающему полю. Для таких граничных условий не выполняются условия непрерывности тангенциальной и нормальной составляющих электрического и магнитного полей. Коттлер предложил более развитую векторную теорию дифракции для случая дифракции на отверстии в экране. В этой теории, также для гармонического случая, вместо граничных условий Кирхгофа используются более корректные граничные условия, в которых введены эквивалентные поверхностные токи. Эта теория называется векторной теорией дифракции

Кирхгофа-Коттлера [1,5]. В теориях дифракции обычно излучающие заряды помещают в одно полупространство, а дифракцию рассматривают во втором полупространстве, в котором заряды отсутствуют, т.е. явления дифракции и излучения разделены.

Была предложена также векторная теория дифракции для определенной частоты, в которой используются функции, аналогичные вектору Герца [6–8]. Как обычно колеблющиеся заряды помещаются в одно пространство, а дифракция рассматривается в полупространстве, где нет зарядов. В [8] использовалась векторная функция Грина и рассматривался случай гармонического диполя. Диполь помещается в одно полупространство, а дифракция рассматривается в полупространстве, где нет зарядов.

Следует подчеркнуть, что теории дифракции и излучения тесно связаны с функциями Грина. Обычно для гармонического случая дифракции используется скалярная функция Грина [9]. Также использовалась векторная функция Грина для гармонического случая [6]. По-видимому, использование векторной функции Грина в электродинамике в гармоническом случае было начато в работе [6].

Для некоторых электромагнитных задач необходима векторная теория дифракции для негармонического случая (зависящего от времени случая), которая учитывает как поля зарядов в объеме, так и дифракцию на поверхности объема. В общем случае некоторые заряды могут пересекать поверхность объема, в котором исследуются поля. Эти заряды могут входить в объем или выходить из объема. Таким образом, заряды, находящиеся вне объема и давшие вклад в поверхностные интегралы дифракции, после попадания в объем вносят вклад в интегралы по объему и наоборот. Например, можно упоминать излучение заряда, движущегося с постоянной скоростью через отверстие в экране (дифракционное излучение, см. например [10,11]). Движущийся заряд, находясь в полупространстве перед экраном, проходит в полупространство за экраном через отверстие в экране. В этом случае явления дифракции и излучения нельзя строго разделить. В [10,11] предполагается, что скорость заряда близка к скорости света. В результате было применено приближение гармонического случая. Обзоры, касающиеся дифракционного излучения, даны, например, в работах [12,13].

Суммируя вышесказанное, мы заключаем, что целесообразно сформулировать векторную теорию дифракции и излучения. Очевидно, что необходимо ввести и использовать соответствующую векторную функцию Грина.

В этой статье мы формулируем векторную теорию дифракции и полей зарядов, когда заряды движутся по произвольному закону. Вводится и находится зависящая от времени векторная функция Грина в свободном пространстве, что позволяет сформулировать задачу и найти в выбранном объеме как дифракционные поля, так и электрические и магнитные поля заряженных частиц.

2. Зависящая от времени векторная функция Грина свободного пространства

Поведение электромагнитного поля определяется уравнениями Максвелла [1, 2], к которым еще нужно добавить уравнение непрерывности, выражющее закон сохранения заряда:

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} &= 0.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь уравнения Максвелла – это первые четыре уравнения, последнее уравнение является уравнением непрерывности, \mathbf{E} и \mathbf{B} – электрическое и магнитное поля, c – скорость света, ρ – плотность заряда, \mathbf{j} – плотность тока. Согласно (1) волновые уравнения имеют вид

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \operatorname{rot} \mathbf{j}.\tag{2}$$

Введем соответствующую векторную функцию Грина

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{G} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{G}}{\partial t^2} = \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \delta(t - t_p).\tag{3}$$

Здесь (\mathbf{r}, t) – текущая координата и время, (\mathbf{r}_p, t_p) – координата точки наблюдения p и время наблюдения, \mathbf{f} – произвольный постоянный вектор (не зависит от (\mathbf{r}, t) и (\mathbf{r}_p, t_p)), $\delta(\cdot)$ – дельта-функция Дирака.

2.1. Нахождение векторной функции Грина свободного пространства

Найдем зависящую от времени запаздывающую векторную функцию Грина свободного пространства, которая, насколько нам известно, еще не найдена. По определению запаздывающая функция Грина должна быть равна нулю при $t > t_p$. Представляя функцию Грина с помощью интеграла Фурье

$$\mathbf{G} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \mathbf{g}(\mathbf{k}, t) e^{i\mathbf{kr}} d\mathbf{k}\tag{4}$$

и подставляя в (3), имеем

$$k^2 \mathbf{g}(\mathbf{k}, t) - \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{g}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{g}}{\partial t^2} = \frac{\mathbf{f} e^{-i\mathbf{kr}_p} \delta(t - t_p)}{(2\pi)^{3/2}}.\tag{5}$$

Здесь $k = |\mathbf{k}|$. Скалярное произведение (5) с \mathbf{k} приводит к

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{kg}}{\partial t^2} = \frac{\mathbf{kf}}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} \delta(t - t_p).\tag{6}$$

Из (6)

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{kg}}{\partial t} = -\frac{\mathbf{kf} e^{-i\mathbf{kr}_p}}{(2\pi)^{3/2}} \int_t^{+\infty} \delta(t' - t_p) dt' = -\frac{\mathbf{kf} e^{-i\mathbf{kr}_p} \theta(t_p - t)}{(2\pi)^{3/2}}\tag{7}$$

и из (7)

$$\mathbf{kg} = \frac{c^2 \mathbf{kf} e^{-i\mathbf{kr}_p}}{(2\pi)^{3/2}} \int_t^{+\infty} \theta(t_p - t') dt' = \frac{c^2 \mathbf{kf} e^{-i\mathbf{kr}_p} (t_p - t) \theta(t_p - t)}{(2\pi)^{3/2}}.\tag{8}$$

Здесь $\theta(\cdot)$ ступенчатая функция Хевисайда. В (7) и (8) интегрирование производится в пределах $(t, +\infty)$, поскольку мы пытаемся найти запаздывающую функцию Грина. Подставляя (8) в (5) получим уравнение для определения \mathbf{g}

$$k^2 \mathbf{g}(\mathbf{k}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{g}}{\partial t^2} = \mathbf{f} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} \delta(t - t_p) + \frac{c^2 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} (t_p - t) \theta(t_p - t). \quad (9)$$

Дифференциальное уравнение (9) решим методом вариации постоянных [14], согласно которому пишем однородное уравнение

$$k^2 \mathbf{g}(\mathbf{k}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{g}}{\partial t^2} = 0. \quad (10)$$

Решение (10) ищем в виде $\mathbf{g} = \mathbf{C}e^{\lambda_1 t}$, подставляя которое в (10) находим

$$\lambda_1 = ick, \quad \lambda_2 = -ick. \quad (11)$$

Общее решение однородного уравнения будет

$$\mathbf{g}(\mathbf{k}, t) = \mathbf{C}_1 e^{\lambda_1 t} + \mathbf{C}_2 e^{\lambda_2 t}, \quad (12)$$

где \mathbf{C}_1 и \mathbf{C}_2 – постоянные коэффициенты. Будем считать, что решение неоднородного уравнения имеет вид (12), но коэффициенты зависят от времени. Подставляя такое решение в (9) и придерживаясь определенной процедуре [14], находим уравнения для определения коэффициентов

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_1' e^{\lambda_1 t} + \mathbf{C}_2' e^{\lambda_2 t} &= 0, \\ \mathbf{C}_1' \lambda_1 e^{\lambda_1 t} + \mathbf{C}_2' \lambda_2 e^{\lambda_2 t} &= \mathbf{f} \frac{c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} \delta(t - t_p) + \frac{c^4 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} (t_p - t) \theta(t_p - t). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь штрихи у коэффициентов означают дифференцирование по времени. Из (13) находим

$$\mathbf{C}_1' (\lambda_1 - \lambda_2) = \left[\mathbf{f} \frac{c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} \delta(t - t_p) + \frac{c^4 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} (t_p - t) \theta(t_p - t) \right] e^{-\lambda_1 t}. \quad (14)$$

Интегрируя (14) по времени для коэффициента \mathbf{C}_1 получим

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_1 &= -\frac{1}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \left[\mathbf{f} \frac{c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} e^{-\lambda_1 t_p} \theta(t_p - t) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\lambda_1} \frac{c^4 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} e^{-\lambda_1 t_p} \theta(t_p - t) [(t_p - t) e^{-\lambda_1(t-t_p)} + \frac{1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1(t-t_p)})] \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Заменяя $\lambda_1 \Rightarrow \lambda_2$ из (15) найдем

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_2 &= -\frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \left[\mathbf{f} \frac{c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} e^{-\lambda_2 t_p} \theta(t_p - t) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\lambda_2} \frac{c^4 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{kr}_p} e^{-\lambda_2 t_p} \theta(t_p - t) [(t_p - t) e^{-\lambda_2(t-t_p)} + \frac{1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2(t-t_p)})] \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Таким образом

$$\begin{aligned} \mathbf{g}(\mathbf{k}, t) = & \mathbf{C}_1 e^{\lambda_1 t} + \mathbf{C}_2 e^{\lambda_2 t} = \frac{\mathbf{f} c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} \theta(t_p - t) \frac{\sin kc(t_p - t)}{kc} \\ & + \frac{c^2}{k^2} \frac{\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} \theta(t_p - t)(t_p - t) - \frac{c^2}{k^2} \frac{\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} \frac{\sin kc(t_p - t)}{kc} \theta(t_p - t). \end{aligned} \quad (17)$$

Из (17) следует $\mathbf{kg}(\mathbf{k}, t) = \frac{c^2 \mathbf{k}\mathbf{f}}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} \theta(t_p - t)(t_p - t)$. Как и следует ожидать, это выражение совпадает с выражением $\mathbf{kg}(\mathbf{k}, t)$ из (8), с чего начали. Преобразование Фурье первого члена в (17) известен [15]. Преобразование Фурье двух последних членов можно привести к известному выражению для первого члена, если две последние члены в (17) представить в другом виде. С этой целью возвратимся к вычислению коэффициентов $\mathbf{C}_{1,2}$ (см. 14):

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_1 = & -\frac{1}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \left[\mathbf{f} \frac{c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} \int_t^\infty \delta(t' - t_p) e^{-\lambda_1 t'} dt' \right. \\ & \left. + \int_t^\infty \frac{c^4 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} e^{-\lambda_1 t'} (t_p - t') \theta(t_p - t') dt' \right] \\ = & -\frac{1}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \left[\mathbf{f} \frac{c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} e^{-\lambda_1 t_p} \theta(t_p - t) + \int_t^\infty \frac{c^4 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} e^{-\lambda_1 t'} (t_p - t') \theta(t_p - t') dt' \right] \end{aligned} \quad (18)$$

и

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_2 = & -\frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \left[\mathbf{f} \frac{c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} \int_t^\infty \delta(t' - t_p) e^{-\lambda_2 t'} dt' \right. \\ & \left. + \int_t^\infty \frac{c^4 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} e^{-\lambda_2 t'} (t_p - t') \theta(t_p - t') dt' \right] \\ = & -\frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \left[\mathbf{f} \frac{c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} e^{-\lambda_2 t_p} \theta(t_p - t) + \int_t^\infty \frac{c^4 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} e^{-\lambda_2 t'} (t_p - t') \theta(t_p - t') dt' \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

В выражениях (18) и (19) для коэффициентов мы выполнили интегрирование по времени только в первом члене. При таком представлении, в выражении $\mathbf{C}_1 e^{\lambda_1 t} + \mathbf{C}_2 e^{\lambda_2 t}$ имеем от первых членов

$$\mathbf{g}_1 = \frac{\mathbf{f} c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} \frac{\sin kc(t_p - t)}{kc} \theta(t_p - t), \quad (20)$$

что совпадает с первым членом в правой части (17). Теперь если вычислить члены, получаемые в $\mathbf{C}_1 e^{\lambda_1 t} + \mathbf{C}_2 e^{\lambda_2 t}$ от вторых членов в выражении \mathbf{C}_1 и \mathbf{C}_2 , получим

$$\mathbf{g}_2 = \int_t^\infty \frac{c^4 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} \frac{\sin kc(t' - t)}{kc} (t_p - t') \theta(t_p - t') dt', \quad (21)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{g} = \mathbf{g}_1 + \mathbf{g}_2 &= \frac{\mathbf{f}c^2}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} \frac{\sin kc(t_p - t)}{kc} \theta(t_p - t) \\ &+ \int_t^\infty \frac{c^4 \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})}{(2\pi)^{3/2}} e^{-ikr_p} \frac{\sin kc(t' - t)}{kc} (t_p - t') \theta(t_p - t') dt'.\end{aligned}\quad (22)$$

Согласно определению (4), соответственно имеем

$$\mathbf{G} = \mathbf{G}_1 + \mathbf{G}_2, \quad (23)$$

где

$$\mathbf{G}_1 = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \mathbf{g}_1(\mathbf{k}, t) e^{ikr} d\mathbf{k} \quad (24)$$

и

$$\mathbf{G}_2 = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \mathbf{g}_2(\mathbf{k}, t) e^{ikr} d\mathbf{k}. \quad (25)$$

Теперь заметим, что в выражении \mathbf{G}_2 можно написать

$$\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{f})e^{ikr} = -\text{grad div}(\mathbf{f}e^{ikr}), \quad (26)$$

и, следовательно, Фурье интеграл в выражении \mathbf{G}_2 приводится к виду

$$-\frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \text{grad div} \int \frac{c^4 \mathbf{f}}{(2\pi)^{3/2}} e^{ik(r-r_p)} \frac{\sin kc(t' - t)}{kc} d\mathbf{k}. \quad (27)$$

Таким образом, используя известный Фурье интеграл из [15], находим

$$\mathbf{G}_1 = \frac{\mathbf{f}}{4\pi R} \delta(t_p - t - R/c), \quad \mathbf{G}_2 = -\frac{c^2}{4\pi} \text{grad div} \left(\frac{\mathbf{f}}{R} (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c) \right), \quad (28)$$

где $R = |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}|$. Используя (28), окончательно получаем

$$\begin{aligned}\mathbf{G}(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, t_p - t) &= \mathbf{G}_1(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, t_p - t) + \mathbf{G}_2(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, t_p - t) = \frac{\mathbf{f}}{4\pi R} \delta(t_p - t - R/c) \\ &- \frac{c^2}{4\pi} \text{grad div} \left(\frac{\mathbf{f}}{R} (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c) \right).\end{aligned}\quad (29)$$

Отсюда можно найти другое представление функции Грина. Подставляя (29) в (3), находим

$$\text{rot rot} \left(\mathbf{f} \frac{\delta(t_p - t - R/c) \theta(t_p - t)}{4\pi R} \right) + \frac{\partial^2 \mathbf{G}}{c^2 \partial t^2} = \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \delta(t - t_p). \quad (30)$$

Интегрируя (30) по времени, имеем

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{G}}{c^2 \partial t} &= \text{rot rot} \left(\frac{\mathbf{f}}{4\pi R} \int_t^{+\infty} \delta(t_p - t' - R/c) dt' \right) - \mathbf{f} \int_t^{+\infty} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \delta(t' - t_p) dt' \\ &= \text{rot rot} \left(\frac{\mathbf{f}}{4\pi R} \theta(t_p - t - R/c) \right) - \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \theta(t_p - t),\end{aligned}\quad (31)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{G} &= -\operatorname{rot} \operatorname{rot} \left(\frac{c^2 \mathbf{f}}{4\pi R} \int_t^{+\infty} \theta(t_p - t' - R/c) dt' \right) + c^2 \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \int_t^{+\infty} \theta(t_p - t') dt' \\ &= -\operatorname{rot} \operatorname{rot} \left(\frac{c^2 \mathbf{f}}{4\pi R} (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c) \right) + c^2 \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) (t_p - t) \theta(t_p - t).\end{aligned}\quad (32)$$

Приравнивая (29) и (32) получаем две полезные формулы и из них еще и третью (формула (34))

$$\frac{c^2}{4\pi} \Delta \left(\frac{(t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c)}{R} \right) + c^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) (t_p - t) \theta(t_p - t) \quad (33)$$

$$= \frac{1}{4\pi R} \delta(t_p - t - R/c) = \frac{1}{4\pi R} \frac{\partial^2 (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c)}{\partial t^2},$$

$$\frac{1}{4\pi} \Delta \left(\frac{(t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c)}{R} \right) - \frac{1}{4\pi c^2 R} \frac{\partial^2 (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c)}{\partial t^2} \quad (34)$$

$$= -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) (t_p - t) \theta(t_p - t).$$

Здесь Δ есть Лапласиан. Последнее равенство в (33) проверяется прямым дифференцированием по времени функции $(t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c)$.

2.2. Векторная функция Грина в гармоническом случае

Представим векторную функцию Грина в виде интеграла Фурье по частотам

$$\mathbf{G} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (35)$$

$$\mathbf{u}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{G} e^{-i\omega t} d\omega. \quad (36)$$

Подставляя (32) в (36) и производя интегрирование, находим

$$\mathbf{u}_1(\omega) = \frac{c^2}{4\pi\omega^2} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \frac{\mathbf{f} e^{-i\omega(t_p - R/c)}}{R} \quad (37)$$

и

$$\mathbf{u}_2(\omega) = -\frac{c^2 \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) e^{-i\omega t_p}}{\omega^2}. \quad (38)$$

Для получения (37) и (38) использовался интеграл $\int_0^{+\infty} e^{i\omega t_1} dt_1$, который берется в

смысле $\int_0^{+\infty} e^{i\omega t_1} dt_1 = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \int_0^{+\infty} e^{i\omega t_1} e^{-\alpha t_1} dt_1 = i/\omega$ [15]. (37) и (38) приводят к

$$\mathbf{u}(\omega) = \mathbf{u}_1(\omega) + \mathbf{u}_2(\omega) = \frac{c^2}{4\pi\omega^2} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \left(\frac{\mathbf{f} e^{-i\omega(t_p - R/c)}}{R} \right) - \frac{c^2 \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) e^{-i\omega t_p}}{\omega^2}. \quad (39)$$

Используя $\operatorname{rot} \operatorname{rot} = \operatorname{grad} \operatorname{div} - \Delta$, из (39) можно найти другое представление

$$\begin{aligned}\mathbf{u}(\omega) = & \frac{c^2}{4\pi\omega^2} \operatorname{grad} \operatorname{div} \left(\frac{\mathbf{f} e^{-i\omega(t_p - R/c)}}{R} \right) \\ & - \frac{c^2}{4\pi\omega^2} \Delta \left(\frac{\mathbf{f} e^{-i\omega(t_p - R/c)}}{R} \right) - \frac{c^2 \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) e^{-i\omega t_p}}{\omega^2}.\end{aligned}\quad (40)$$

Принимая во внимание, что [9]

$$\Delta \left(\frac{\mathbf{f} e^{-i\omega(t_p - R/c)}}{4\pi R} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\mathbf{f} e^{-i\omega(t_p - R/c)}}{4\pi R} = -\mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) e^{-i\omega t_p}, \quad (41)$$

из (40) находим

$$\mathbf{u}(\omega) = \frac{c^2}{\omega^2} \operatorname{grad} \operatorname{div} \left(\frac{\mathbf{f} e^{-i\omega(t_p - R/c)}}{4\pi R} \right) + \frac{\mathbf{f} e^{-i\omega(t_p - R/c)}}{4\pi R}. \quad (42)$$

Подставляя (35) в (3) и обозначая $\mathbf{u} e^{i\omega t_p} = \mathbf{G}_\omega$, находим

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{G}_\omega - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{G}_\omega = \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p). \quad (43)$$

В то же время производя преобразования Фурье уравнений (2), имеем

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E}_\omega - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}_\omega = -\frac{4\pi i \omega \mathbf{j}_\omega}{c^2}, \quad \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B}_\omega - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{B}_\omega = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_\omega, \quad (44)$$

для которых \mathbf{G}_ω является векторной функцией Грина. Беря rot от обеих частей (43), имеем

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{G}_{m\omega} - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{G}_{m\omega} = \operatorname{rot}(\mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p)), \quad (45)$$

где $\mathbf{G}_{m\omega} = \operatorname{rot} \mathbf{G}_\omega$. Из этого определения и представления (42) находим

$$\mathbf{G}_{m\omega} = \operatorname{rot} \left(\frac{\mathbf{f} e^{i\omega R/c}}{4\pi R} \right). \quad (46)$$

Функция (46) впервые использована в [6] для получения векторных формул дифракции в гармоническом случае. В настоящей работе получены две другие формы (39) и (42). (39) получена впервые, а форма (42) известна [16].

3. Электрическое и магнитное поля

3.1. Нахождение полей

Умножим (3) на \mathbf{E} и \mathbf{B} и вычтем первое и второе уравнения (2), умноженные на \mathbf{G}

$$\begin{aligned}\mathbf{E} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{G} - \mathbf{G} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{\partial}{c^2 \partial t} \left(\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial t} - \mathbf{G} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) &= \mathbf{f} \mathbf{E} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \delta(t - t_p) + \frac{4\pi \mathbf{G}}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \\ \mathbf{B} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{G} - \mathbf{G} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} + \frac{\partial}{c^2 \partial t} \left(\mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial t} - \mathbf{G} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) &= \mathbf{f} \mathbf{B} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \delta(t - t_p) - \frac{4\pi \mathbf{G} \operatorname{rot} \mathbf{j}}{c}.\end{aligned}\quad (47)$$

Здесь использовано равенство $c^{-2} \partial(f \partial g / \partial t - g \partial f / \partial t) / \partial t = c^{-2} (f \partial^2 g / \partial t^2 - g \partial^2 f / \partial t^2)$. Возьмем объем V с поверхностью S содержащий точку наблюдения p и интегрируем (47) по $dV dt$. В результате получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{fE}(\mathbf{r}_p, t_p) &= \int_V \frac{1}{c^2} \left(\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial t} - \mathbf{G} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \Big|_{t=-\infty}^{t=+\infty} dV + \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S (\mathbf{G} \times \operatorname{rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \times \operatorname{rot} \mathbf{G}) d\mathbf{S} dt \\ &\quad - \frac{4\pi}{c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{G} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} dV dt, \\ \mathbf{fB}(\mathbf{r}_p, t_p) &= \int_V \frac{1}{c^2} \left(\mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial t} - \mathbf{G} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) \Big|_{t=-\infty}^{t=+\infty} dV + \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S (\mathbf{G} \times \operatorname{rot} \mathbf{B} - \mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{G}) d\mathbf{S} dt \\ &\quad + \frac{4\pi}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{G} \operatorname{rot} \mathbf{j} dV dt. \end{aligned} \tag{48}$$

Здесь была использована векторная формула Грина [5]

$$\int_V (\mathbf{A}_1 \cdot \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}_2 - \mathbf{A}_2 \cdot \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}_1) dV = \oint_S (\mathbf{A}_2 \times \operatorname{rot} \mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_1 \times \operatorname{rot} \mathbf{A}_2) d\mathbf{S}, \tag{49}$$

где $d\mathbf{S} = \mathbf{n} dS$ элемент поверхности S с внешней нормалью \mathbf{n} к объему V . Интегрирование по t производится в пределах $(-\infty, +\infty)$. Одной из трудностей являются первые слагаемые в правых частях (48). Нам нужно оценить $\partial \mathbf{G} / \partial t$ и \mathbf{G} для $t = \pm\infty$. Согласно (29) $\partial \mathbf{G} / \partial t = -\partial \mathbf{G} / \partial t_p$, откуда вытекает, что достаточно оценить только $\mathbf{G}(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, \pm\infty)$. Так как $\delta(\pm\infty) = 0$, из (29) $\mathbf{G}_1(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, \pm\infty) = 0$. Согласно (22) и (25)

$$\begin{aligned} \mathbf{G}_2 &= -c^2 \operatorname{grad} \operatorname{div} (\mathbf{f} \int_t^{+\infty} (t_p - t') \theta(t_p - t') \delta(t' - t - R/c) dt' / (4\pi R)), \\ \mathbf{G}_2(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, \pm\infty) &= -c^2 \operatorname{grad} \operatorname{div} (\mathbf{f} \int_{\pm\infty}^{+\infty} (t_p - t') \theta(t_p - t') \delta(\mp\infty) dt' / (4\pi R)) = 0, \\ \mathbf{G}(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, \pm\infty) &= 0 \end{aligned}$$

и значения подынтегральных выражений в первых членах правых частей (48) равны нулю. Из (48)

$$\begin{aligned} \mathbf{fE}(\mathbf{r}_p, t_p) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S (\mathbf{G} \times \operatorname{rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \times \operatorname{rot} \mathbf{G}) d\mathbf{S} dt - \frac{4\pi}{c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{G} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} dV dt, \\ \mathbf{fB}(\mathbf{r}_p, t_p) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S (\mathbf{G} \times \operatorname{rot} \mathbf{B} - \mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{G}) d\mathbf{S} dt + \frac{4\pi}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{G} \operatorname{rot} \mathbf{j} dV dt. \end{aligned} \tag{50}$$

Обратимся к электрическому полю. Второй член первого уравнения в правой части (50) после интегрирования по частям по времени приводит к $4\pi c^{-2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{j} \partial \mathbf{G} / \partial t dV dt$. Используя (28), а также $\partial \mathbf{G}_1 / \partial t = -\partial \mathbf{G}_1 / \partial t_p$

$$4\pi c^{-2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{j} \frac{\partial \mathbf{G}_1}{\partial t} dV dt = -c^{-2} \mathbf{f} \frac{\partial}{\partial t_p} \int_V \frac{[\mathbf{j}]}{R} dV. \quad (51)$$

Здесь $[\mathbf{j}] \equiv \mathbf{j}(\mathbf{r}, t_p - R/c)$, т.е. функция берется в момент времени $t_p - R/c$.

Так как $(t_p - t - R/c)\delta(t_p - t - R/c) = 0$, то

$$\partial \mathbf{G}_2(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, t_p - t) / \partial t = c^2 (4\pi)^{-1} \operatorname{grad} \operatorname{div}(\mathbf{f} R^{-1} \theta(t_p - t - R/c)).$$

Используя $\operatorname{div}(\varphi \mathbf{A}) = \varphi \operatorname{div} \mathbf{A} + \mathbf{A} \operatorname{grad} \varphi$ [14], учитывая последнее уравнение (1) и $\rho \operatorname{div}(\mathbf{f} R^{-1} \delta(t_p - t - R/c)) = -\rho \operatorname{div}_p(\mathbf{f} R^{-1} \delta(t_p - t - R/c)) = -\mathbf{f} \operatorname{grad}_p(\rho R^{-1} \delta(t_p - t - R/c))$, найдем

$$\frac{4\pi}{c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{j} \frac{\partial \mathbf{G}_2}{\partial t} dtdV = \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \mathbf{j} \operatorname{div} \left(\frac{\mathbf{f} \theta(t_p - t - R/c)}{R} \right) dtdS - \mathbf{f} \operatorname{grad}_p \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\rho]}{R} dV. \quad (52)$$

Здесь индекс p означает дифференцирование по координатам точки наблюдения. Мы учли, что для функции от R имеет место $\partial / \partial x_i = -\partial / \partial x_{pi}$ ($i=1,2,3$), где $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$ и $x_{p1} = x_p$, $x_{p2} = y_p$, $x_{p3} = z_p$.

Рассмотрим для электрического поля первый член в правой части (50). Имеем

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_S (\mathbf{E} \times \operatorname{rot} \mathbf{G}) dS dt &= - \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) \operatorname{rot}_p \mathbf{G}_1 dS dt \\ &= \frac{\mathbf{f}}{4\pi} \operatorname{rot}_p \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) \frac{\delta(t_p - t - R/c)}{R} dS dt = \frac{\mathbf{f}}{4\pi} \operatorname{rot}_p \oint_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{E})]}{R} dS, \end{aligned} \quad (53)$$

где $[(\mathbf{n} \times \mathbf{E})] \equiv \mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_p - R/c)$. Мы имеем также

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S (\mathbf{G}_1 \times \operatorname{rot} \mathbf{E}) dS dt &= \frac{\mathbf{f}}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S (\operatorname{rot} \mathbf{E} \times \mathbf{n}) \frac{\delta(t_p - t - R/c)}{R} dS dt = \\ &= \frac{\mathbf{f}}{4\pi c} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \left(\mathbf{n} \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) \frac{\delta(t_p - t - R/c)}{R} dS dt = \frac{\mathbf{f}}{4\pi c} \oint_S \left[\left(\mathbf{n} \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) \right] \frac{1}{R} dS. \end{aligned} \quad (54)$$

Здесь было использовано первое уравнение (1). Этот результат также можно написать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{f}}{4\pi c} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \left(\mathbf{n} \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) \frac{\delta(t_p - t - R/c)}{R} dS dt - \frac{\mathbf{f}}{4\pi c} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{B}) \frac{\partial}{\partial t} \frac{\delta(t_p - t - R/c)}{R} dS dt \\ = \frac{\mathbf{f}}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t_p} \oint_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{B})]}{R} dS. \end{aligned} \quad (55)$$

Используя $\operatorname{rot}(\varphi \mathbf{A}) = \varphi \operatorname{rot} \mathbf{A} - \mathbf{A} \times \operatorname{grad} \varphi$ оставшийся член для электрического поля в (50)

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S (\mathbf{G}_2 \times \operatorname{rot} \mathbf{E}) dS dt &= -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \operatorname{div} \left(\frac{\mathbf{f}}{R} (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c) \right) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} dS dt \\ &\quad - \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \operatorname{div} \left(\frac{\mathbf{f}}{R} (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c) \right) \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} dS dt. \end{aligned} \quad (56)$$

Здесь мы использовали первое уравнение (2) и

$$\oint_S \text{rot} \left(\text{div} \left(\frac{\mathbf{f}}{R} (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c) \right) \text{rot} \mathbf{E} \right) d\mathbf{S} = 0.$$

Интегрирование по частям по времени первого слагаемого в (56) приводит к выражению

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \text{div} \left(\frac{\mathbf{f}}{R} (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c) \right) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} d\mathbf{S} dt \\ & = \frac{\mathbf{f}}{4\pi} \text{grad}_p \int \frac{\delta(t_p - t - R/c)}{R} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} dt = \frac{\mathbf{f}}{4\pi} \text{grad}_p \int \frac{[\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}]}{R} d\mathbf{S}, \end{aligned} \quad (57)$$

где $[\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}]$ есть скалярное произведение $\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}$ в момент времени $t_p - R/c$. Интегрируя по времени t по частям во втором члене (56), находим

$$-\int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \text{div} \left(\frac{\mathbf{f}}{R} (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c) \right) \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} d\mathbf{S} dt = -\int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \mathbf{j} \text{div} \left(\frac{\mathbf{f}}{R} \theta(t_p - t - R/c) \right) d\mathbf{S} dt. \quad (58)$$

При интегрировании по частям как в первом, так и во втором члене, мы полагаем равным нулю полученные члены на бесконечностях, так как они имеют аналогичную структуру, как и члены, получаемые при интегрировании по частям с функцией Грина (см. текст между формулами (49) и (50)). Комбинируя вместе формулы (51)–(54) и (57), (58), для электрического поля находим

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}_p, t_p) = & \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t_p} \oint_S [(\mathbf{n} \times \mathbf{B})] \frac{1}{R} d\mathbf{S} + \frac{1}{4\pi} \text{rot}_p \oint_S \frac{[(\mathbf{E} \times \mathbf{n})]}{R} d\mathbf{S} + \frac{1}{4\pi} \nabla_p \oint_S \frac{[\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}]}{R} d\mathbf{S} \\ & - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t_p} \int \frac{[\mathbf{j}]}{R} dV - \text{grad}_p \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\rho]}{R} dV. \end{aligned} \quad (59)$$

Первые три члена в (59) описывают дифракцию на поверхности S негармонического во времени поля в векторной форме (это поле возникает за счет поля зарядов, находящихся за пределами рассматриваемого объема); последние два члена описывают поле зарядов, движущихся внутри объема V . Это следует из того, что последние два члена исчезают при отсутствии зарядов и токов и, следовательно, представляют решения неоднородных уравнений (2), между тем первые три члена не зависят от токов и зарядов и поэтому представляют решения однородных уравнений, соответствующих уравнениям (2). Поле зарядов, движущихся в объеме, хорошо известно в электродинамике [1, 2], и полученные формулы поля зарядов совпадают с известными формулами. Но дифракционные члены в векторной форме и для негармонического во времени случае получены впервые. Таким образом, формула (59) описывает как дифракцию, так и поле зарядов. Если объем V – это весь объем с зарядами, то дифракционные члены равны нулю и остаются только объемные интегралы. Нетрудно видеть в объемных интегралах хорошо известные вектор $\mathbf{A} = (1/c) \int [\mathbf{j}] / R dV$ и скалярный потенциалы $\phi = \int_{-\infty}^{+\infty} [\rho] / R dV$ [1, 2]. По формуле (59) последние два члена определяют поле зарядов, находящихся внутри объема и эта часть поля определяется по хорошо известной формуле через векторный и скалярный потенциал как

$$-(1/c)\partial \mathbf{A} / \partial t_p - \text{grad}_p \varphi [1,2].$$

Обратимся к нахождению магнитного поля по второй формуле (50). Используя $\text{div}(\mathbf{A}_1 \times \mathbf{A}_2) = \mathbf{A}_2 \cdot \text{rot } \mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_1 \cdot \text{rot } \mathbf{A}_2$, получим

$$\frac{4\pi}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{G}_1 \cdot \text{rot} \mathbf{j} dV dt = \frac{4\pi}{c} \left(\oint_S \frac{[(\mathbf{j} \times \mathbf{f})]}{4\pi R} dS - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{j} \cdot \text{rot}_p \left(\mathbf{f} \frac{\delta(t_p - t - R/c)}{4\pi R} \right) dV dt \right). \quad (60)$$

В первом интеграле мы воспользовались теоремой Гаусса [14]. Нетрудно показать, что

$$-\int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{j} \cdot \text{rot}_p (\mathbf{f} \delta(t_p - t - R/c) / (4\pi R)) dV dt = \mathbf{f} \cdot \text{rot}_p \int_V \frac{[\mathbf{j}]}{(4\pi R)} dV$$

и из (60) имеем

$$\frac{4\pi}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{G}_1 \cdot \text{rot} \mathbf{j} dV dt = \frac{\mathbf{f}}{c} \left(\oint_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{j})]}{R} dS + \text{rot}_p \int_V \frac{[\mathbf{j}]}{R} dV \right). \quad (61)$$

Снова используя формулу для $\text{div}(\mathbf{A}_1 \times \mathbf{A}_2)$, находим

$$\frac{4\pi}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \mathbf{G}_2 \cdot \text{rot} \mathbf{j} dV dt = -4\pi c \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \text{div} \left(\mathbf{f} \frac{(t_p - t - R/c)\theta(t_p - t - R/c)}{4\pi R} \right) \text{rot} \mathbf{j} dS dt. \quad (62)$$

Здесь мы использовали формулы $\text{rot}(\varphi \mathbf{A}) = \varphi \text{rot } \mathbf{A} - \mathbf{A} \times \nabla \varphi$ и $\oint_S \text{rot} \mathbf{Q} \cdot d\mathbf{S} = 0$. Мы

также имеем

$$-\int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{G} dS dt = -\frac{\mathbf{f}}{4\pi} \text{rot}_p \oint_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{B})]}{R} dS. \quad (63)$$

Следующий член в выражении магнитного поля можно написать в виде

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \mathbf{G}_1 \times \text{rot} \mathbf{B} dS dt = \frac{\mathbf{f}}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t_p} \oint_S \frac{1}{R} [(\mathbf{E} \times \mathbf{n})] dS + \frac{\mathbf{f}}{c} \oint_S \frac{[(\mathbf{j} \times \mathbf{n})]}{R} dS. \quad (64)$$

Используя $\text{rot}(\varphi \mathbf{A}) = \varphi \text{rot } \mathbf{A} - \mathbf{A} \times \text{grad} \varphi$ для оставшегося члена получаем

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \mathbf{G}_2 \times \text{rot} \mathbf{B} dS dt = \frac{c^2}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \text{div} \left(\mathbf{f} \frac{(t_p - t - R/c)\theta(t_p - t - R/c)}{R} \right) \text{rot} \text{rot} \mathbf{B} dS dt. \quad (65)$$

Из второго уравнения (2) подставляя $\text{rot} \text{rot} \mathbf{B}$ в (65), имеем

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \mathbf{G}_2 \times \text{rot} \mathbf{B} dS dt &= -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \text{div} \left(\mathbf{f} \frac{(t_p - t - R/c)\theta(t_p - t - R/c)}{R} \right) \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} dS dt \\ &\quad + c \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \text{div} \left(\mathbf{f} \frac{(t_p - t - R/c)\theta(t_p - t - R/c)}{R} \right) \text{rot} \mathbf{j} dS dt. \end{aligned} \quad (66)$$

В первом слагаемом в правой части (66) интегрирование по времени можно проводить по частям

$$-\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \text{div} \left(\mathbf{f} \frac{1}{R} (t_p - t - R/c)\theta(t_p - t - R/c) \right) \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} dS dt = \frac{\mathbf{f}}{4\pi} \nabla_p \oint_S \frac{[\mathbf{B} \mathbf{n}]}{R} dS. \quad (67)$$

Здесь $[\mathbf{B}\mathbf{n}]$ есть скалярное произведение $\mathbf{B}\mathbf{n}$ в момент времени $t_p - R/c$. При интегрировании по частям в временных бесконечностях, как и при интегрировании по частям с функцией Грина (см. текст между формулами (49) и (50)), мы подставили соответствующие члены равным нулю (так как мы имеем совпадающие по форме члены и здесь, и там). Наконец, мы получаем

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \mathbf{G}_2 \times \operatorname{rot} \mathbf{B} d\mathbf{S} dt &= \frac{\mathbf{f}}{4\pi} \nabla_p \oint_S \frac{[\mathbf{B}\mathbf{n}]}{R} dS \\ &+ c \int_{-\infty}^{+\infty} \oint_S \operatorname{div} \left(\mathbf{f} \frac{(t_p - t - R/c)\theta(t_p - t - R/c)}{R} \right) \operatorname{rot} \mathbf{j} d\mathbf{S} dt. \end{aligned} \quad (68)$$

Теперь, объединяя (61)–(64) и (68), для магнитного поля находим

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}_p, t_p) = & -\frac{1}{4\pi} \operatorname{rot}_p \int_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{B})]}{R} dS + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t_p} \int_S \frac{[(\mathbf{E} \times \mathbf{n})]}{R} dS \\ & + \frac{1}{4\pi} \nabla_p \int_S \frac{[\mathbf{B}\mathbf{n}]}{R} dS + \frac{1}{c} \operatorname{rot}_p \int_V \frac{[\mathbf{j}]}{R} dV. \end{aligned} \quad (69)$$

Первые три слагаемых в правой части (69) описывают дифракцию немонохроматического поля на поверхности S . Последний член описывает магнитное поле зарядов внутри выбранного объема и его также можно написать как $\operatorname{rot}_p \mathbf{A}$, которое хорошо известно в электродинамике [1,2], но дифракционные члены в векторной форме и для негармонического случая получены впервые. Если объем V – это весь объем с зарядами, то дифракционные члены равны нулю и остается только объемный интеграл. Таким образом, формулы (59) и (69) позволяют найти электромагнитное поле внутри выбранного объема V

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}_p, t_p) = & \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t_p} \oint_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{B})]}{R} dS + \frac{1}{4\pi} \operatorname{rot}_p \oint_S \frac{[(\mathbf{E} \times \mathbf{n})]}{R} dS + \frac{1}{4\pi} \nabla_p \oint_S \frac{[\mathbf{E}\mathbf{n}]}{R} dS \\ & - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t_p} \int_V \frac{[\mathbf{j}]}{R} dV - \operatorname{grad}_p \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\rho]}{R} dV, \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}_p, t_p) = & -\frac{1}{4\pi} \operatorname{rot}_p \int_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{B})]}{R} dS + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t_p} \int_S \frac{[(\mathbf{E} \times \mathbf{n})]}{R} dS + \frac{1}{4\pi} \nabla_p \int_S \frac{[\mathbf{B}\mathbf{n}]}{R} dS \\ & + \frac{1}{c} \operatorname{rot}_p \int_V \frac{[\mathbf{j}]}{R} dV. \end{aligned} \quad (70)$$

3.2. Случай гармонически изменяющихся во времени полей

Рассмотрим гармонический случай $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ и так далее. Введем волновое число $K = \omega/c$ и скалярную функцию Грина [9]

$$G_s = \frac{e^{iKR}}{4\pi R}, \quad (71)$$

$$\Delta G_s + K^2 G_s = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p). \quad (72)$$

Подставляя осциллирующие функции в (70), находим

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p) &= -iK \int_S G_s \mathbf{n} \times \mathbf{B}_0 dS - \text{rot}_p \int_S G_s \mathbf{n} \times \mathbf{E}_0 dS + \nabla_p \int_S G_s \mathbf{n} \mathbf{E}_0 dS + \frac{4\pi i K}{c} \int_S G_s \mathbf{j}_0 dV \\ &\quad - 4\pi g \text{rad}_p \int_{-\infty}^{+\infty} G_s \rho_0 dV, \\ \mathbf{B}_0(\mathbf{r}_p) &= iK \int_S G_s \mathbf{n} \times \mathbf{E}_0 dS - \text{rot}_p \int_S G_s \mathbf{n} \times \mathbf{B}_0 dS + \nabla_p \int_S G_s \mathbf{B}_0 \mathbf{n} dS + \frac{1}{c} \text{rot}_p \int_V G_s \mathbf{j}_0 dV.\end{aligned}\tag{73}$$

Поверхностные интегралы совпадают с векторными формулами дифракции Кирхгофа для гармонически зависящих от времени полей [4].

4. Заключение

Впервые представлена зависящая от времени векторная теория дифракции и полей заряженных частиц в электродинамике. Выражения для электрического и магнитного полей получены используя зависящую от времени запаздывающую векторную функцию Грина, которая впервые получена в данной работе. Электрическое и магнитное поля в некотором объеме, содержащей заряды, представляются с помощью объемных и поверхностных интегралов в векторной форме. Поверхностные интегралы представляют собой дифракцию на поверхности выбранного объема, обусловленная полями зарядов, движущихся вне объема. Объемные интегралы представляют собой поля зарядов, движущихся внутри выбранного объема. Таким образом в векторной форме получены выражения, объединяющие дифракционные поля и поля зарядов в зависящем от времени случае.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.D. Jackson.** Classical Electrodynamics, 3rd ed., New York: Wiley, 1998.
2. **L.D. Landau, E.M. Lifshits.** Course of theoretical physics, v. 2. The classical theory of fields, 4th ed., London: Athenaum Press LTD, 1996.
3. **M. Born, E. Wolf.** Principles of optics, Oxford: Pergamon Press LTD, 1980.
4. **U.J.A. Stratton.** Electromagnetic theory, New York: McGraw-Hill book company Inc., 1941.
5. **F. Kottler.** Ann. Phys. (Leipzig), **71**, 457 (1923).
6. **W. Franz.** Z. Naturforschg, **3a**, 500 (1948).
7. **A. Sommerfeld.** Optics, New York: Academic Press, 1954.
8. **A.V. Nesterov, V.G. Niziev.** Phys. Rev. E, **71**, 046608 (2005).
9. **S. Solimeno, B. Crosignani, P. DiPorto.** Guiding, Diffraction and Confinement of Optical Radiation, New York: Academic Press, 1986.
10. **M.L. Ter Mikaelyan, B.V. Khachatryan.** Rep. Natl. Acad. Sci. Armen. Phys., **XL**, 13 (1965). [in Russian].
11. **B.V. Khachatryan.** Proc. Natl. Acad. Sci. Armen. Phys., **XL**, 133 (1965). [in Russian].
12. **B.M. Bolotovskii, G.V. Voskresenskii.** Sov. Phys. Usp., **9**, 73 (1966).

13. **B.M. Bolotovskii, E.A. Galst'yan.** Phys. Usp., **43**, 755 (2000).
14. **G.A. Korn, T.M. Korn.** Mathematical Handbook for Scientists and Engineers, New York: McGraw Hill, 1968.
15. **A.A. Sokolov, I.M. Ternov.** Radiation from relativistic electrons, New York: American Institute of Physics, 1986.
16. **H. Levin, J. Schwinger.** Commun. Pure Appl. Math., **3**, 355 (1950).

**ՀԻՑՔՆԵՐԻ ԴԱՇՏԵՐԸ ԵՎ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԴԱՇՏԵՐԸ
ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՎԱՍԻԿԱՅՈՒՄ**

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը ծավալում ներկայացված են վեկտորական տեսրով՝ օգտագործելով մակերևույթային և ծավալային ինտեգրալներ: Մակերևույթային ինտեգրալները նկարագրում են դաշտի դիֆրակցիան, որը ստեղծվել է ծավալից դուրս գտնվող լիցքերով, իսկ ծավալային ինտեգրալները նկարագրում են ծավալի ներսում շարժվող լիցքերի կողմից ստեղծված դաշտերը: Հարմոնիկ (մոնորումատիկ) դեպքում, որոշակի հաճախականության համար, դիֆրակցիան նկարագրող ստացված բանաձևերը համընկնում են դիֆրակցիայի հայտնի Վիրխոնֆի վեկտորական բանաձևերի հետ: Դիֆրակցիայի ստանդարտ դեպքերում որոշ լիցքեր տեղադրվում են էկրանի դիմացի կիսատարածության մեջ և դիտարկվում է այդ լիցքերի դաշտերի դիֆրակցիան էկրանի ետևում գտնվող երկրորդ կիսատարածությունում: Այս աշխատանքում ստացված բանաձևերը կարող են օգտագործվել ոչ միայն դիֆրակցիայի ստանդարտ դեպքերի համար, այլև այն դեպքում, եթե անհնար է խատորեն առանձնացնել դիֆրակցիան և ճառագայթումը: Օրինակ, եթե որոշ լիցքեր մտնում են ծավալը, իսկ մյուսները թողնում են ընտրված ծավալը:

FIELDS OF CHARGES AND DIFFRACTION FIELDS IN ELECTRODYNAMICS

M.K. BALYAN

Electric and magnetic fields in a volume are presented in vector form using surface and volume integrals. Surface integrals describe the diffraction of the field created by charges external to the volume, and volume integrals describe the fields created by charges moving inside the volume. In the harmonic (monochromatic) case, for a certain frequency, the obtained formulas, describing the diffraction, coincide with the well-known Kirchhoff vector formulas for diffraction. In standard cases of diffraction some charges are placed in the half-space in front of a screen and the diffraction of the fields of these charges in the second half-space behind the screen is considered. The obtained in this work formulas can be used not only for standard cases of diffraction, but also when it is impossible to strictly separate diffraction and radiation. For example, when some charges enter the volume, while others leave the selected volume.

Известия НАН Армении, Физика, т.57, №4, с. 507–519 (2022)

УДК 535.44

DOI:10.54503/0002-3035-2022-57.4-507

К ЗАДАЧЕ ОПИСАНИЯ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

А.Ж. ХАЧАТРЯН*, Э.Е. ЭЛБАКЯН, А.Ф. ПАРСАМЯН, В.А. ХОЕЦЯН

Государственный инженерный университет Армении, Ереван, Армения

*e-mail: ashok.khachatrian@gmail.com

(Поступила в редакцию 28 мая 2022 г.)

Получены выражения фазы сферической волны в ближней, средней и дальней зоне наблюдения. Доказано, что в приближении Френеля сферическая волна аппроксимируется параболоидной волной, которая, в свою очередь, в приближении Фраунгофера аппроксимируется плоской волной. На основе этого рассматривается задача описания волнового поля, генерированного системой многих когерентно излучающих точечных источников. Получено выражение для распределения интенсивности в задаче интерференции для приближения ближнего поля. Показано, что распределение максимумов интенсивности определяется решением кубическим уравнением, которое в приближении Френеля переходит в линейное уравнение, которое выражает классический результат о равномерном распределении максимумов интенсивности.

1. Введение

Как известно, одной из центральных проблем теории волн, в частности, ее раздела дифракции является задача описания волнового поля в областях далеких от генерирующих, переизлучающих или поглощающих данное поле источников и поверхностей [1,2]. В общем случае, решение данной задачи представляет собой трудную математическую проблему, которую даже в приближенном виде, как правило, приходится выполнять численно [3–12]. Наиболее известными методами приближенного рассмотрения дифрагированного поля являются, так называемые, картины Френеля и Фраунгофера. Необходимо также отметить, что приближение Фраунгофера является частным случаем приближения Френеля, когда удаленность области наблюдения позволяют аппроксимировать дошедшие до нее сферические волны плоскими волнами.

Обоснованность применения того или иного приближения обычно комментируется близостью или удаленностью области наблюдения от области источников. Вместе с тем хорошо известно, что такой комментарий обязательно должен быть в связке с длиной волны излучения. Т.е. если для одной длины волны данная дистанция наблюдения попадает, например, в среднюю зону наблюдения, то та же самая дистанция для другого значения длины волны может попадать, например, уже в ближнюю зону. Поэтому, в свете сказанного, в теории дифракции

помимо пространственных параметров задачи вводится также еще один, так называемый, волновой параметр. Помимо накладываемых на пространственные параметры задачи ограничений, условие применимости приближенного описания поля обосновывается также ограничением, накладываемым на значения волнового параметра. В последующем, на основе данных значений волнового параметра вводятся понятия ближней, средней и дальней волновых зон наблюдения.

Несмотря на широкую известность выше изложенного, нам все же представляется необходимым введение в теории дифракции еще одного дополнительного параметра, так называемого параметра области наблюдения, которую наряду с волновым параметром позволит более полно выявить многие аспекты дифракционной задачи. Сказанное мы будем обосновывать на примере задачи описания гармонического сферического поля в картинах Френеля и Фраунгофера, соответственно. Ясно, что многие результаты, полученные для одной сферической волны, легко могут быть перенесены на суперпозиционное поле, являющимся наложением многих сферических волн.

2. Продольные и поперечные пространственные параметры для описания сферического поля

Пусть расположение источника и точки наблюдения указываются исходящими из точки O векторами \mathbf{r} и \mathbf{R} (см. Рис.1). Тогда, как известно, для случая гармонического поля в точке наблюдения волновое поле описывается выражением

$$U(\mathbf{R}, t) = \frac{a}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} \cos[\omega t - k|\mathbf{R} - \mathbf{r}|], \quad (1)$$

где a есть амплитуда, а ω и k являются частотой и волновым числом волны.

Предположим, что наблюдения волнового поля (1) проводятся в окрестностях некоторой точки O' , положение которой задается, исходящим из точки O вектором \mathbf{R}_0 . Далее направление вектора \mathbf{R}_0 мы будем называть главным направлением наблюдения, $R_0 = |\mathbf{R}_0|$ — основной дистанцией наблюдения, а точку O' — центральной точкой наблюдения. Пусть положение точки

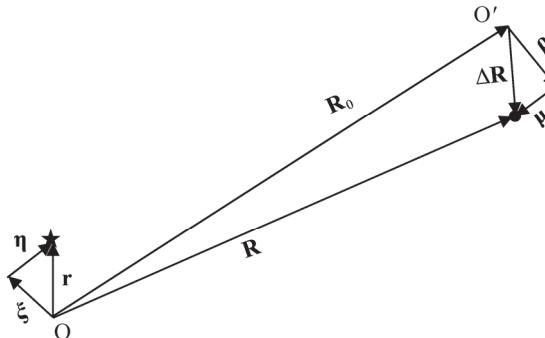


Рис.1. Продольные и поперечные пространственные параметры для задачи приближенного описания сферического поля.

наблюдения указывается исходящим из точки O' вектором $\Delta\mathbf{R}$. Тогда, как видно из Рис.1, выполняется следующее векторное соотношение:

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 + \Delta\mathbf{R}. \quad (2)$$

Введем продольные и поперечные по отношению к главной оси наблюдения пространственные параметры задачи:

$$\Delta\mathbf{R} = \boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\mu}, \quad \mathbf{r} = \boldsymbol{\xi} + \boldsymbol{\eta}, \quad (3)$$

где

$$\boldsymbol{\rho} \perp \mathbf{R}_0, \quad \boldsymbol{\xi} \perp \mathbf{R}_0 \text{ и } \boldsymbol{\mu} \parallel \mathbf{R}_0, \quad \boldsymbol{\eta} \parallel \mathbf{R}_0. \quad (4)$$

Согласно формулам (3), (4) вектора $\boldsymbol{\rho}$, $\boldsymbol{\mu}$ соответствуют поперечному и продольному смещениям точки наблюдения по отношению к центральной точке наблюдения O' . Вектора $\boldsymbol{\xi}$, $\boldsymbol{\eta}$ указывают поперечное и продольное смещение положения источника по отношению к начальной точке O . Из (2)–(4) следует, что

$$\mathbf{R} - \mathbf{r} = \mathbf{R}_0 + \Delta\mathbf{R} - \mathbf{r} = \mathbf{R}_\perp + \mathbf{R}_\parallel, \quad (5)$$

\mathbf{R}_\perp , \mathbf{R}_\parallel есть перпендикулярный и параллельный к вектору \mathbf{R}_0 вектора, причем

$$\mathbf{R}_\perp = \boldsymbol{\rho} - \mathbf{x}, \quad \mathbf{R}_\parallel = \mathbf{R}_0 + \boldsymbol{\mu} - \boldsymbol{\eta}. \quad (6)$$

Далее величины \mathbf{R}_\perp , \mathbf{R}_\parallel мы будем называть поперечным и продольным векторами наблюдения, а величины $\boldsymbol{\xi}$, $\boldsymbol{\rho}$ и $\boldsymbol{\mu}$, $\boldsymbol{\eta}$ поперечным и продольным векторами (пространственными параметрами задачи).

Воспользовавшись равенствами (5) запишем волновое поле (1) в следующем виде:

$$U(\mathbf{R}, t) = \frac{a}{\sqrt{R_\parallel^2 + R_\perp^2}} \cos \left[\omega t - k \sqrt{R_\parallel^2 + R_\perp^2} \right], \quad (7)$$

$R_\perp = |\mathbf{R}_\perp|$, $R_\parallel = |\mathbf{R}_\parallel|$ и разложим амплитудную и фазовую части данного выражения в ряд Тейлора по степеням отношения R_\perp / R_\parallel ;

$$\frac{a}{\sqrt{R_\parallel^2 + R_\perp^2}} = \frac{a}{R_\parallel} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{R_\perp}{R_\parallel} \right)^2 + \frac{3}{8} \left(\frac{R_\perp}{R_\parallel} \right)^4 - \frac{5}{16} \left(\frac{R_\perp}{R_\parallel} \right)^6 + \dots \right), \quad (8)$$

$$k \sqrt{R_\parallel^2 + R_\perp^2} = k \cdot R_\parallel + \sigma \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{8} \left(\frac{R_\perp}{R_\parallel} \right)^2 + \frac{1}{16} \left(\frac{R_\perp}{R_\parallel} \right)^4 - \frac{5}{128} \left(\frac{R_\perp}{R_\parallel} \right)^6 + \dots \right), \quad (9)$$

где σ есть волновой параметр задачи;

$$\sigma = \frac{R_\perp^2}{R_\parallel^2} k. \quad (10)$$

Используя равенства (6), легко увидеть, что при условиях

$$\rho^2 \ll R_0^2, \quad \eta^2 \ll R_0^2 \text{ и } \xi^2 \ll R_0^2, \quad \mu^2 \ll R_0^2 \quad (11)$$

отношение квадратов поперечного и продольного дистанций наблюдения также является малой величиной

$$(R_\perp/R_\parallel)^2 \ll 1. \quad (12)$$

3. Квазиточное приближение и о приближениях Френеля и Фраунгофера

Очевидно, что при условии (12) для амплитуды сферической волны (8) может быть применено следующее приближение

$$\frac{a}{\sqrt{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2}} = \frac{a}{R_{\parallel}}, \quad (13)$$

т.е. амплитуда поля определяется только лишь продольной дистанцией наблюдения. Вместе с тем условие (12) не является достаточным для пренебрежения членами степени отношения $R_{\perp} / R_{\parallel}$ разложении фазы (9), т.к. фаза волны является аргументом осцилляционной функции и, следовательно, пренебрежение каким либо членом ряда (9) может считаться обоснованным, только лишь, если он намного меньше 2π .

Как легко увидеть из (9) если

$$\sigma \sim 2\pi, \quad (14)$$

то с учетом (12) имеем:

$$\sigma \left(\frac{1}{8} \left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right)^2 + \frac{1}{16} \left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right)^4 - \frac{5}{128} \left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right)^6 + \dots \right) \ll 2\pi, \quad (15)$$

и как следствие этого фаза волны (9) (см, также, (10)) принимает вид:

$$k\sqrt{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} = k \cdot R_{\parallel} + \frac{\sigma}{2} = k \cdot R_{\parallel} + \frac{R_{\perp}^2}{2R_{\parallel}} k. \quad (16)$$

Данное выражение есть не что иное, как фаза сферической волны в картине Френеля, а (14) является хорошо известным условием для выполнения дифракции Френеля.

Очевидно также, что если

$$\sigma \ll 2\pi, \quad (17)$$

то выражение фазы в картине Френеля (16) принимает вид выражения для фазы в картине Фраунгофера:

$$k\sqrt{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} = kR_{\parallel}. \quad (18)$$

На Рис.2 на плоскости R_{\perp}, R_{\parallel} изображено три вида эквифазной поверхности сферической волны: ее точный вид (9), ее вид в картине Френеля (16) и ее вид в картине Фраунгофера (18), а также звёздочкой указано положение источника. Для удобства мы поместили источник в начальной точке O ($\mathbf{r} = 0$), так что продольная и поперечная дистанции наблюдения имеют вид (см. (6)):

$$\mathbf{R}_{\perp} = \boldsymbol{\rho}, \quad \mathbf{R}_{\parallel} = \mathbf{R}_0 + \boldsymbol{\mu}. \quad (19)$$

Как видно из представленного рисунка в картине Френеля сферическая волна аппроксимируется параболоидной волной, которая в свою очередь в картине Фраунгофера аппроксимируется плоской волной. Из рисунка также следует, что чем ближе точка наблюдения к центральной точке наблюдения O' , тем более адекватным становится приближенное описание поля. В пределах включающего в

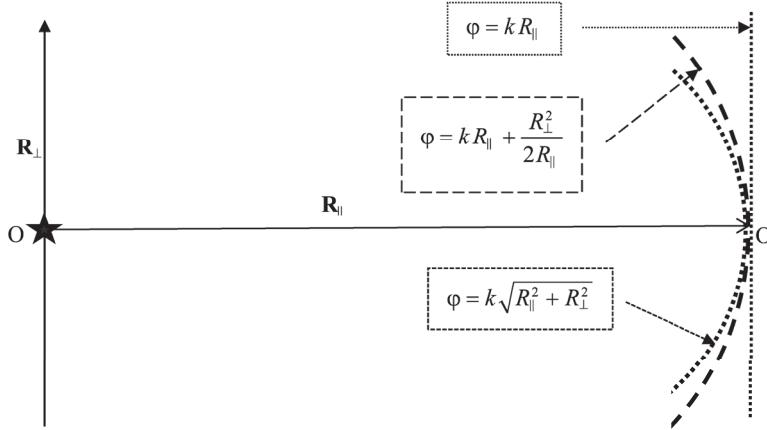


Рис.2. Эквифазные поверхности: точный вид, вид в картине Френеля и вид в картине Фраунгофера.

себя точку O' малого участка плоскости наблюдения все три поверхности, а именно сфера, параболоида и плоскость представляются почти что неразличимыми. Их различие проявляется по мере удаления от точки O' . Ясно также, что при больших отклонениях точки наблюдения от точки O' параболическая поверхность по своему топологическому виду более близка к сфере, нежели плоская поверхность.

Введем понятие волнового вектора по главной оси наблюдения в соответствии со следующим обозначением

$$\mathbf{k} = k \mathbf{R}_0 / R_0 . \quad (20)$$

Используя (20), а также (4) и (6) легко увидеть, что фаза сферической волны в картине Фраунгофера может быть записана в виде:

$$kR_{\parallel} = \mathbf{k} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{r}) . \quad (21)$$

Из условия (11) следует, что фаза сферической волны, записанная посредством продольных и поперечных пространственных параметров задачи, в картинах Френеля (16) и Фраунгофера (18) принимает вид, соответственно:

$$k\sqrt{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} = kR_{\parallel} + \frac{R_{\perp}^2}{2R_{\parallel}} k \approx \mathbf{k} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{r}) + \frac{(\mathbf{p} - \boldsymbol{\xi})^2}{2R_0} k , \quad (22)$$

$$k\sqrt{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} = k \cdot R_{\parallel} \approx \mathbf{k} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{r}) . \quad (23)$$

Легко также увидеть, что в обеих картинах амплитуда волны (13) имеет один и тот же вид и определяется основной дистанцией наблюдения:

$$\frac{a}{\sqrt{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2}} = \frac{a}{R_{\parallel}} \approx \frac{a}{R_0} . \quad (24)$$

Из формул (7) и (23), (24) непосредственно следует классический результат, согласно которому сферическая волна (1) в картине Фраунгофера представляет собой плоскую волну:

$$U(\mathbf{R}, t) = \frac{a}{R_0} \cos[\omega t - \mathbf{k} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{r})]. \quad (25)$$

Следует еще раз отметить, что такая аппроксимация сферической волны возможна только лишь в пределах малой области вблизи точки O' .

4. О ближней, средней и дальней зонах наблюдения и о приближении по полю

Проведенное выше рассмотрение относилось во многом к форме экифазной поверхности в приближенных картинах описания поля. Вместе с тем, представляет интерес обсуждение вопроса о том, как быстро при увеличении дистанции наблюдения истинное значение фазы на сферической поверхности приближается к значению фазы волны в приближенной картине. Для этого воспользовавшись формулой (10), запишем ряд (9) фазы сферической волны в следующем виде:

$$k\sqrt{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} = k \cdot R_{\parallel} + \frac{R_{\perp}^2}{2R_{\parallel}} k - \frac{R_{\perp}^4}{R_{\parallel}^3} k \left(\frac{1}{8} - \frac{1}{16} \left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right)^2 + \frac{5}{128} \left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right)^4 - \dots \right). \quad (26)$$

Заметим, что

$$\frac{R_{\perp}^4}{R_{\parallel}^3} k = \sigma \left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right)^2 = \frac{\sigma^2}{kR_{\parallel}}. \quad (27)$$

Как легко увидеть из (26), если

$$\frac{R_{\perp}^4}{R_{\parallel}^3} k \sim 2\pi, \quad (28)$$

что в соответствии с формулами (27) и (12) равносильно выполнению строгого неравенства

$$\sigma \gg 2\pi, \quad (29)$$

то, с учетом условия (12) фаза волны принимает вид

$$k\sqrt{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} = k \cdot R_{\parallel} + \frac{R_{\perp}^2}{2R_{\parallel}} k - \frac{R_{\perp}^4}{8R_{\parallel}^3} k. \quad (30)$$

Далее представление (30) мы будем называть квазиточным выражением фазы сферической волны.

В соответствии с представленными выше результатами при выполнении условий

$$\left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right)^2 \ll 1 \text{ и } \frac{R_{\perp}^2}{R_{\parallel}} k \gg 2\pi \quad (31)$$

волновое поле точечного источника (7) может быть представлено выражением

$$U(\mathbf{R}, t) = \frac{a}{R_{\parallel}} \cos \left[\omega t - k \cdot \left(R_{\parallel} + \frac{R_{\perp}^2}{2R_{\parallel}} - \frac{R_{\perp}^4}{8R_{\parallel}^3} \right) \right]. \quad (32)$$

В приближении Френеля, когда

$$\left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}\right)^2 \ll 1 \text{ и } \frac{R_{\perp}^2}{R_{\parallel}} k \sim 2\pi, \quad (33)$$

для волнового поля применимо следующее выражение

$$U(\mathbf{R}, t) = \frac{a}{R_{\parallel}} \cos \left[\omega t - k \cdot \left(R_{\parallel} + \frac{R_{\perp}^2}{2R_{\parallel}} \right) \right]. \quad (34)$$

В приближении приближение Фраунгофера

$$\left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}\right)^2 \ll 1 \text{ и } \frac{R_{\perp}^2}{R_{\parallel}} k \ll 2\pi, \quad (35)$$

волновое поле записывается в виде

$$U(\mathbf{R}, t) = \frac{a}{R_{\parallel}} \cos [\omega t - kR_{\parallel}]. \quad (36)$$

Как видно из формул (31), (33) и (35) во всех вышеотмеченных приближениях картин поля условие $(R_{\perp} / R_{\parallel})^2 \ll 1$ является необходимым, в то время как применимость того или иного приближения определяется значением волнового параметра $\sigma = R_{\perp}^2 k / R_{\parallel}$. Легко заметить, что значение волнового параметра зависит как от продольной дистанции наблюдения, так и от значения поперечной дистанции наблюдения. Следовательно, выполнение второго условия для каждого из приближения может быть обеспечено как изменением R_{\parallel} , так и изменением R_{\perp} . Как правило, при фиксированном значении R_{\perp} , когда изменение значения величины σ обусловлено изменением продольной дистанции наблюдения R_{\parallel} приближенный подход называют приближением по зоне наблюдения. Если наблюдения проводятся при фиксированном значении R_{\parallel} , а изменения значения σ связываются с изменением R_{\perp} , то обычно говорят о приближении по полю.

Воспользовавшись (6), (10) и (11) легко увидеть, что

$$\left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}\right)^2 \approx \left(\frac{R_{\perp}}{R_0}\right)^2 = \frac{(\rho - \xi)^2}{R_0^2}, \quad (37)$$

$$\sigma \approx \frac{(R_{\perp})^2}{R_0} k = \frac{(\rho - \xi)^2}{R_0} k. \quad (38)$$

Как следует из данных формул при фиксированном значении длины волны, условия применимости приближенного описания определяются смещениями ξ и ρ источника и точки от главной оси наблюдения (см. Рис.1), а также расстоянием наблюдения R_0 . Заметим, что случай $R_{\perp} = 0$ будет, в частности, соответствовать ситуации, когда одновременно и источник, и точка наблюдения расположены на оси наблюдения. Следовательно, выполнение второго условия для каждого из приближений может быть обеспечено изменением поперечных к оси наблюдения смещений точки и источника.

Используя результаты работ [13,14], а также выражение фазы сферической волны в ближней зоне (30) для суперпозиционного поля системы из N точечных и когерентно излучающих источников, можно написать

$$U(\mathbf{R},t) = \frac{a}{R_0} \sum_{j=1}^N \cos[\omega t + \boldsymbol{\mu}_p \cdot \mathbf{k} + \Delta_p + \delta_p], \quad (39)$$

где

$$\Delta_p = \frac{\xi_p^2}{2R_0} k - \frac{\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\xi}_p}{R_0} k, \quad (40)$$

$$\delta_p = -\frac{\xi_p^4}{8R_0^3} k + \frac{\xi_p^3 \cdot \boldsymbol{\rho}}{2R_0^3} k - \frac{\xi_p^2 \cdot \boldsymbol{\rho}^2}{4R_0^3} k + \frac{\xi_p \cdot \boldsymbol{\rho}^3}{2R_0^3} k. \quad (41)$$

Здесь ξ_p , $\boldsymbol{\mu}_p$ являются поперечными и продольными параметрами расположения источников ($\mathbf{r}_p = \boldsymbol{\xi}_p + \boldsymbol{\mu}_p$, см.(3)), причем

$$\rho^2 \ll R_0^2, \eta^2 \ll R_0^2 \text{ и } \xi_p^2 \ll R_0^2, \eta_p^2 \ll R_0^2. \quad (42)$$

Воспользовавшись (39), для интенсивности поля

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T U^2(\mathbf{R},t) dt, \quad (43)$$

где $T = 2\pi/\omega$ — период колебаний можем написать:

$$I(N) = \frac{1}{2} \left(\frac{a}{R_0} \right)^2 \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^N \cos[\boldsymbol{\mu}_{ji} \cdot \mathbf{k} + \Delta_{ji} + \delta_{ji}], \quad (44)$$

где

$$\boldsymbol{\mu}_{ji} = \boldsymbol{\mu}_j - \boldsymbol{\mu}_i, \Delta_{ji} = \Delta_j - \Delta_i, \delta_{ji} = \delta_j - \delta_i. \quad (45)$$

Как видно из выражения (44), что при условии

$$\boldsymbol{\mu}_{ji} \cdot \mathbf{k} + \Delta_{ji} + \delta_{ji} = 2\pi n_{ji} \quad (n_{ji} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (46)$$

интенсивность поля принимает максимально возможное значение:

$$I_{\max}(N) = \frac{N^2}{2} \left(\frac{a}{R_0} \right)^2. \quad (47)$$

Ясно, что равенства (46) являются условиями определения максимума интенсивности в ближней зоне.

Если параметры эксперимента таковы, что для все $\delta_{ji} \ll 2\pi$, то условие (46) принимает вид

$$\boldsymbol{\mu}_{ji} \cdot \mathbf{k} + \Delta_{ji} = 2\pi n_{ji} \quad (n_{ji} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (48)$$

Данные равенства являются условием максимума в средней зоне наблюдения (приближение Френеля). В дальней зоне наблюдения (приближение Фраунгофера), когда все $\Delta_{ji} \ll 2\pi$, условие максимума (48) принимает вид

$$\boldsymbol{\mu}_{ji} \cdot \mathbf{k} = 2\pi n_{ji} \quad (n_{ji} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (49)$$

Заметим, что из малости величин $\Delta_{ji} \ll 2\pi$ автоматически следует малость $\delta_{ji} \ll 2\pi$.

5. Приближенное описание суперпозиционного поля и интерференционная картина в ближней зоне наблюдения

В свете задачи приближенного описания волнового поля затрагиваемый выше вопрос одного источников может показаться не столь несущественных. Вместе с тем для суперпозиционного поля многих источников данный вопрос имеет принципиальное значение. Рассмотрим сказанное в контексте классической задачи об интерференции поля двух источников. Как известно, задача интерференции решается в приближении Френеля, а задача для дифракционной решетки в приближении Фраунгофера (см. Рис.3). В обеих задачах требуется рассмотреть суперпозицию сферических волн, однако в случае интерференции количество источников равно двум, а в случае дифракционной решетки количество источников может достигать нескольких тысяч. Очевидно, что, по своей сути, задача интерференции является частным случаем задачи дифракционной решетки, если, конечно, последняя рассматривается в приближении Френеля.

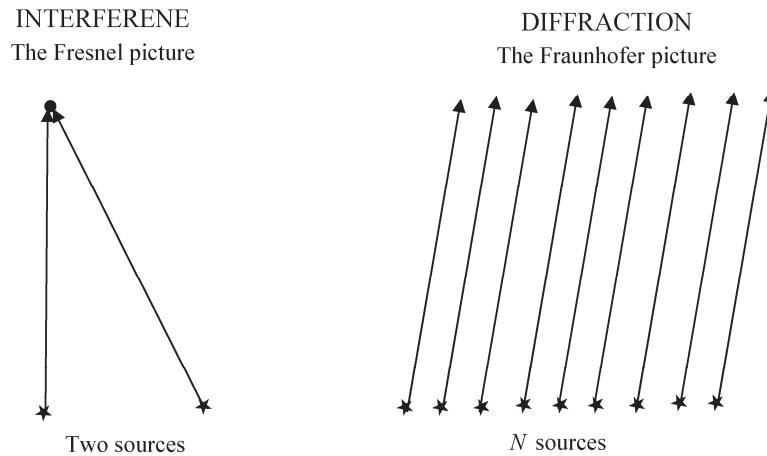


Рис.3. Интерференция волн от двух источников и дифракция волн от N источников.

На Рис.4 изображена система из периодически расположенных на оси X источников, а также представлены соответствующие рассмотрению (39) параметры задачи. Как видно из рисунка

$$\mu_p = x_p \sin \theta \text{ и } \xi_p = x_p \cos \theta. \quad (50)$$

Обозначая посредством $d > 0$ период системы, для координат излучателей можем написать:

$$x_p = x_1 + d(p-1) \quad (p=1,2,\dots,N). \quad (51)$$

Заметим, что выбором

$$x_1 = -(N-1)d/2 \quad (52)$$

начала координат всегда может быть помещено по центру дифракционной решетки.

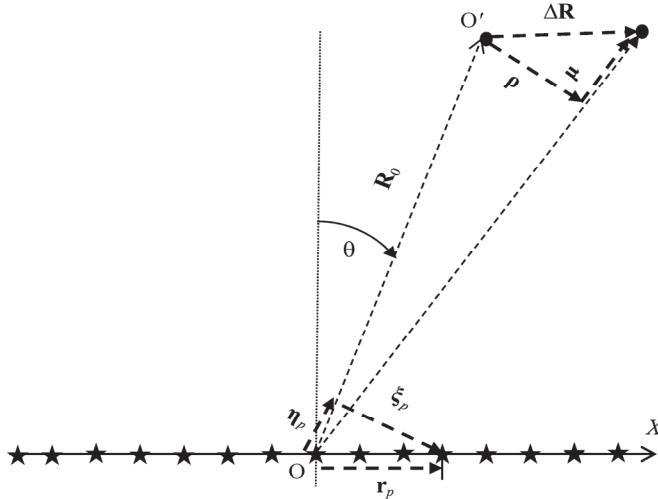


Рис.4. Продольные и поперечные пространственные параметры для задачи дифракции от N источников.

Для облегчения описания распределения интенсивности суперпозиционного поля (44), мы, не ограничивая значения величин Δ_{ji} и δ_{ji} , будем полагать выполнение условия максимума для дифракционной решетки в картине Фраунгофера (см. (49)). Кроме того, мы ограничимся случаем $\theta = 0$ (см. Рис.4), так что $\xi_p = x_p$ и $\mu_p = 0$ (см. (50)), и будем рассматривать вектор ρ параллельным оси X . В этом случае используя (50) для (44), (45) можем написать

$$I(N) \equiv I_N(\rho) = \frac{1}{2} \left(\frac{a}{R_0} \right)^2 \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^N \cos[\Delta_{ji} + \delta_{ji}], \quad (53)$$

где

$$\mu_{ji} = 0, \quad \Delta_{ji} = \frac{x_j^2 - x_i^2}{2R_0} k - \frac{(x_j - x_i)\rho}{R_0} k, \quad (54)$$

$$\delta_{ji} = -\frac{x_j^4 - x_i^4}{8R_0^3} k + \frac{(x_j^3 - x_i^3)\rho}{2R_0^3} k - \frac{3(x_j^2 - x_i^2)\rho^2}{4R_0^3} k + \frac{(x_j - x_i)\rho^3}{8R_0^3} k. \quad (55)$$

Из выражения (53) следует, что максимум интенсивности ближнего поля (53) при выполнении условия максимума интенсивности дальнего поля (49) будет определяться условиями

$$\Delta_{ji} + \delta_{ji} = 2\pi m_{ji} \quad (m_{ji} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (56)$$

Очевидно, что для произвольного значения N сумма даже для случая периодически расположенных излучателей (см. (51)) сумма (53) аналитически не может быть рассчитана. Вместе с тем представляет отдельный интерес рассмотрение, соответствующего интерференционному опыту, случая $N = 2$.

Как можно увидеть из (51), (52) в случае двух источников,

$$x_2 = -x_1 = -d/2. \quad (57)$$

Заметим, что согласно (42) применимость описания (53) предполагает, что

наблюдение проводится при условиях, когда

$$\frac{d^2}{4R_0^2} \ll 1 \text{ и } \frac{\rho^2}{R_0^2} \ll 1. \quad (58)$$

Используя (57) из (54), (55) легко определить

$$\Delta_{12} = \frac{d\rho}{R_0} k, \quad \delta_{12} = -\frac{d\rho}{R_0} k \frac{(d^2 + 4\rho^2)}{8 \cdot R_0^2}. \quad (59)$$

Подставляя (59) в (53) для интенсивности поля в ближней зоне наблюдения получим

$$I_2(\rho) = \left(\frac{a}{R_0} \right)^2 \left(1 + \cos \left[\frac{d\rho}{R_0} k - \frac{d\rho}{R_0} k \frac{(d^2 + 4\rho^2)}{8 \cdot R_0^2} \right] \right). \quad (60)$$

Полагая в (60) $\delta_{12} = 0$ и используя (59) можно получить выражение интенсивности для интерференционного опыта в картине Френеля [1,2]:

$$I_2(\rho) = \left(\frac{a}{R_0} \right)^2 \left(1 + \cos \left[\frac{d\rho}{R_0} k \right] \right). \quad (61)$$

В приближении Фраунгофера, когда полагается, что $\Delta_{12} = 0$ интенсивность поля (61) принимает вид:

$$I_2(\rho) = 2 \left(a/R_0 \right)^2. \quad (62)$$

Из выражения (59), (60) можно получить условие выполнения максимума интенсивности для интерференционной картины в ближней зоне:

$$\Delta_{12} + \delta_{12} = \frac{d\rho}{R_0} k \left(1 - \frac{(d^2 + 4\rho^2)}{8 \cdot R_0^2} \right) = 2\pi m_{12} \quad (m_{12} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (63)$$

Пренебрегая в (63) величиной $\delta_{12} \ll 2\pi$ (см. (59)) получим классический результат:

$$\Delta_{12} = \frac{d\rho}{R_0} k = 2\pi m_{12} \quad (m_{12} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (64)$$

описывающий распределение интенсивности в средней зоне (приближение Френеля).

Как видно из формул (59)–(61) распределение интенсивности определяется нечетными степенями по величине ρ . Это означает, что во всех зонах наблюдения распределение интенсивности является симметричным $I_2(\rho) = I_2(-\rho)$. Важно заметить, что т.к. относительно величины ρ равенство (63) является кубическим уравнением, то в ближней зоне для каждого фиксированного значения m_{12} максимум интенсивности проявляется в трех точках. Как видно из (64) в средней зоне каждому значению m_{12} соответствует одно значение ρ . На Рис.5 представлены зависимости величин Δ_{12}, δ_{12} от продольной дистанции наблюдения ρ в интерференционном опыте $\lambda = 0.64 \cdot 10^{-6}$ м, $d = 0.3 \cdot 10^{-3}$ для трех различных значений когда $R_0 = 1$ м, 1.5 м, 2 м.

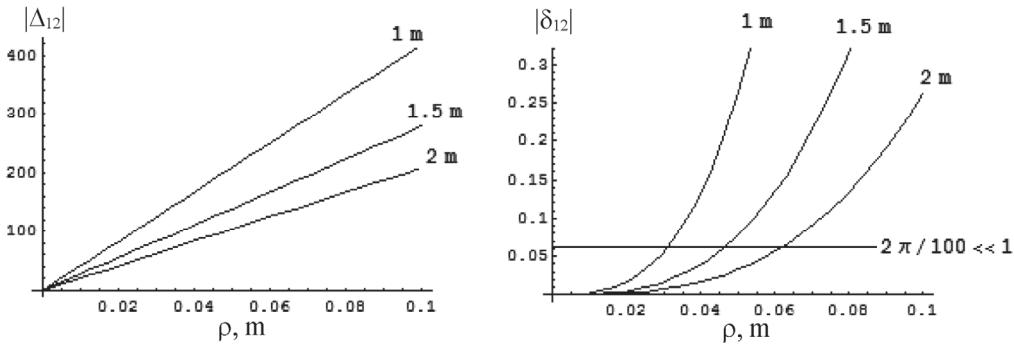


Рис.5. Зависимость величин Δ_{12} , δ_{12} от продольной дистанции наблюдение ρ в интерференционном опыте $\lambda = 0.64 \times 10^{-6}$ м, $d = 0.3 \times 10^{-3}$ для трех различных значений $R_0 = 1$ м, 1.5 м, 2 м.

На правом рисунке представлена также прямая $\delta_{12} = 2\pi / 100$. Если считать, что значение $2\pi / 100 \ll 1$ и, следовательно, в формулах (59), (60) и (63) данным значением δ_{12} можно пренебречь, то легко увидеть, что приближению Френеля соответствует ограниченная область значений величины ρ . Так, например, когда $R_0 = 2$ м область значений величины ρ для применения приближения Френеля (61) ограничена значениями $|\rho| \leq 0.062$ м. Ясно, что для описания распределения интенсивности при значениях $|\rho| > 0.062$ м надо руководствоваться приближением более высокого порядка (см. (60)). Заметим также, что при $|\rho| = 0.062$ величина Δ_{12} принимает значение 129.852, которое примерно в 21 раз больше 2π .

6. Заключение

Таким образом, согласно представленным в настоящей работе результатам, для применения к задаче описания суперпозиционного поля многих источников приложенного подхода, помимо рассмотрения применимости приближения к описанию поля одного источника системы, необходимо учитывать также количество излучателей системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М. Борн, Э. Вольф.** Основы оптики, Москва: Наука, 1973.
2. **Г.С. Горелик.** Колебания и волны, Москва: Физматлит, 2007.
3. **V.A. Soifer, O. Korotkova, S.N. Khonina, E.A. Shchepakina.** Computer Optics, **40**, 605 (2016).
4. **L.L. Doskolovich, E.A. Bezus, D.A. Bykov, et al.** Optics Express, **27**, 25814 (2019).
5. **R. Gordon.** J. Opt. A: Pure Appl. Opt., **8**, L1 (2006).
6. **R. Castañeda, W. Toro, J. Garcia-Sucerquia.** Optik, **126**, 5963 (2015).
7. **L.L. Doskolovich, N.L. Kazansky, S.I. Kharitonov, V.A. Soifer.** Journal of Modern Optics, **43**, 1423 (1996).
8. **G. Popescu, T. Ikeda, R.R. Dasari, M.S. Feld.** Opt. Lett., **31**, 775 (2006).
9. **W. Zhang, H. Zhang, C.J.R. Sheppard, G. Jin.** J. Opt. Soc. Am. A, **37**, 1748 (2020).

10. W. Zhang, H. Zhang, G. Jin. Optics Express, **28**, 39916 (2020).
11. Д.В. Крысанов, А.Г. Кюркчан, С.А. Маненков. Акустический журнал, **67**, 126 (2021).
12. В.П. Будак, Д.С. Ефременко, П.А. Смирнов. Светотехника, **4**, 55 (2020).
13. A.Zh. Khachatrian. J. Contemp. Phys., **56**, 313 (2021).
14. A.Zh. Khachatrian. J. Contemp. Phys., **57**, 127 (2022).

ՀԱՐԱԿԻՑ ԳՈՏԾՈՒՄ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ԴԱՇՏԻ ՆԿԱՐԱԳՐՄԱՆ ՄԱՍԻՆ
Ա.Ժ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Է.Է. ԷԼԲԱԿՅԱՆ, Ա.Ն. ՊԱՐՍԱՄՅԱՆ, Վ.Ա. ԽՈԵՑՏՅԱՆ

Սֆերիկ ալիքի փուլի համար ստացվել են դիտման հարակից, միջին և հեռավոր գոտիներում նկարագրման արտահայտությունները։ Ապացուցված է, որ Ֆրենելի մոտարկմամբ սֆերիկ ալիքը ներկայացվում է պարաբոլիդական ալիքով, որն իր հերթին Ֆրաունհոֆերի մոտավորության դեպքում մոտավորվում է հարթ ալիքով։ Դրա հիման վրա դիտարկվում է բազմաթիվ կոհերենտ կետային աղբյուրների համակարգի կողմից գեներացված ալիքային դաշտի մոտավոր նկարագրության խնդիրը։ Հարակից գոտու մոտավորության շրջանակներում ստացվել է խնտերֆերենցիալի խնդրի համար ինտենսիվության բաշխվածությունը։ Ցույց է տրված, որ ինտենսիվության մաքսիմումների բաշխումը որոշվում է խորանարդ հավասարումով, որը Ֆրենելի մոտավորությամբ վեր է ածվում գծային հավասարման, ինչը արտահայտում է ինտենսիվության հավասարաշափ բաշխման վերաբերյալ դասական արդյունքը։

ON THE PROBLEM OF DESCRIBING THE WAVE FIELD IN THE NEAR ZONE

A.ZH. KHACHATRIAN, E.E. ELBAKYAN, A.N. PARSAMYAN, V.A. KHOETSYAN

Expressions for the phase of a spherical wave in the near, middle, and far zones of observation are obtained. It is proved that in the Fresnel approximation a spherical wave is approximated by a paraboloid wave, which, in turn, is approximated by a plane wave in the Fraunhofer approximation. Based on this, the problem of describing a wave field generated by a system of many coherently emitting point sources is considered. An expression is obtained for the intensity distribution in the interference problem for the near field approximation. It is shown that the distribution of intensity maxima is determined by solving a cubic equation, which, in the Fresnel approximation, transforms into a linear equation expressing the classical result on a uniform distribution of intensity maxima.

Известия НАН Армении, Физика, т.57, №4, с.520–527 (2022)

УДК 535, 343.1

DOI:10.54503/0002-3035-2022-57.4-520

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ В ОБЛАСТИ ДЛИН ВОЛН 1470–1635 НМ

Г. ДЕМИРХАНЯН^{1,2}, Н. КОКАНЯН^{3,4}, М. АЙЛЛЕРИ⁴, Э. КОКАНЯН^{1,2*}

¹Армянский государственный педагогический университет, Ереван, Армения

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

³Кафедра фотоники, Laboratoire Matériaux Optiques Photonique et Systèmes (LMOPS), CentraleSupélec, Мец, Франция

⁴Laboratoire Matériaux Optiques Photonique et Systèmes (LMOPS), Университет Лоррена, Мец, Франция

*e-mail: edvardkokanyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 20 мая 2022 г.)

Проведено теоретическое исследование спектроскопических свойств кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ в области длин волн 1470–1635 нм с учетом штарковской структуры оптического спектра примесного иона. Построены волновые функции штарковских подуровней основного $^4I_{15/2}$ и первого возбужденного $^4I_{13/2}$ мультиплетов иона Er^{3+} в LSJM-представлении, вычислены силы линий, индуцированные косвенными электро-дипольными переходами и рассчитаны основные спектроскопические характеристики оптического спектра примесного иона.

1. Введение

Легированный трехвалентными ионами редких земель (PZ^{3+}) кристалл ниобата лития (LN) по сей день является перспективным материалом для многофункциональных малогабаритных лазеров в инфракрасной и видимой областях спектра. Это прежде всего связано с нелинейно-, акусто- и электрооптическими свойствами кристалла LN, позволяющими в одном элементе получить лазерное излучение с самоудвоением частоты [1–4]. Кристаллы НЛ- PZ^{3+} ($\text{PZ} = \text{Yb}$, Nd, Er, Ho и Tm) являются хорошим материалом для создания на их основе оптических охлаждающих систем [5–8], оптических сенсоров температуры [8].

Оптические спектры примесного иона Er^{3+} в кристалле LN детально исследованы в [13, 14]. В частности, в [9] на основе анализа низкотемпературных спектров поглощения и испускания построена схема энергетических уровней штарковских состояний, в [10] определены параметры Джадда–Офелта: $\Omega_2 = 4.96 \times 10^{-20}$, $\Omega_4 = 1.74 \times 10^{-20}$, $\Omega_6 = 0.62 \times 10^{-20}$ (см²).

В настоящей работе проведено теоретическое исследование спектроскопических свойств кристалла LN:Er³⁺ в диапазоне длин волн 1470–1635 нм с учетом штарковской структуры оптического спектра: определены волновые функции штарковских подуровней основного $^4I_{15/2}$ и первого возбужденного $^4I_{13/2}$ мультиплетов иона Er^{3+} , вычислены основные спектроскопические характеристики (силы линий, вероятности переходов и т.д.).

2. Волновые функции штарковских уровней $^4I_{15/2}$ и $^4I_{13/2}$ мультиплетов

В кристаллическом поле (КП) 16-кратно и 14-кратно вырожденные мультиплетные состояния $^4I_{15/2}$ и $^4I_{13/2}$ свободного иона Er^{3+} расщепляются соответственно на 8 и 7 крамерсовские дублеты, волновые функции которых, в приближении слабого КП (LSJM-представление), строятся в виде линейной комбинации

$$|\psi\rangle = \sum_M a_{JM}^{(v)} |LSJM\rangle, \quad (1)$$

где L и S – угловой и спиновый моменты, M – проекция полного углового момента J , $a_{JM}^{(v)}$ – численные коэффициенты, значения которых в нулевом порядке теории возмущений определяются внутри мультиплетной диагонализацией потенциала КП на основе базисных функций неприводимых представлений соответствующей точечной группы симметрии.

Известно, что в матрице LN конгруэнтного состава примесные РЗ³⁺ ионы в основном замещают литиевые позиции с точечной симметрией C_{3v} [15]. В рамках приближения точечных зарядов потенциал КП, инвариантный относительно преобразований группы C_{3v} , в представлении эквивалентных операторов Стивенса имеет вид [16]

$$V_{cr} = \alpha_J A_{20} O_2^0 + \beta_J A_{40} O_4^0 + \gamma_J A_{60} O_6^0 + \beta_J A_{43} O_4^3 + \gamma_J A_{63} O_6^3 + \gamma_J A_{66} O_6^6, \quad (2)$$

где α_J , β_J и γ_J – постоянные Стивенса, соответствующие полному угловому моменту J , A_{kq} – параметры КП, O_k^q – эквивалентные операторы, матричные элементы которых приведены в [11].

Численные значения постоянных Стивенса мультиплета $^4I_{15/2}$ приведены в [11]

$$\alpha_{15/2} = \frac{4}{7 \times 9 \times 25}, \beta_{15/2} = \frac{2}{5 \times 7 \times 9 \times 11 \times 13}, \gamma_{15/2} = \frac{8}{7 \times 27 \times 121 \times 169},$$

а для возбужденного мультиплета $^4I_{13/2}$ – рассчитаны, используя значения генетических коэффициентов иона Er^{3+} ,

$$\alpha_{13/2} = \frac{1}{13 \times 25}, \beta_{13/2} = \frac{4}{5 \times 9 \times 13 \times 121}, \gamma_{13/2} = \frac{1}{27 \times 121 \times 169}.$$

Базисные функции неприводимых представлений точечной группы C_{3v} для $J = 15/2$ и $J = 13/2$ имеют вид [12]:

$$D^{(15/2)} = 5\Gamma_4^T + 3\Gamma_{56}^T :$$

$$|{}^1\Gamma_4^T\rangle = \pm \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle, |{}^2\Gamma_4^T\rangle = \pm \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle, |{}^3\Gamma_4^T\rangle = \pm \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle, |{}^4\Gamma_4^T\rangle = - \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle, \quad (3)$$

$$|{}^5\Gamma_4^T\rangle = - \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle, |{}^6\Gamma_{56}^T\rangle = \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{3}{2} \right\rangle, |{}^7\Gamma_{56}^T\rangle = \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{9}{2} \right\rangle, |{}^8\Gamma_{56}^T\rangle = - \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{15}{2} \right\rangle,$$

$$D^{(15/2)} = 5\Gamma_4^T + 2\Gamma_{56}^T :$$

$$\begin{aligned} |{}^1\Gamma_4^T\rangle &= \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle, |{}^2\Gamma_4^T\rangle = \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle, |{}^3\Gamma_4^T\rangle = \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle, |{}^4\Gamma_4^T\rangle = \pm \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle, \\ |{}^5\Gamma_4^T\rangle &= \pm \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle, |{}^6\Gamma_{56}^T\rangle = \pm \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{3}{2} \right\rangle, |{}^7\Gamma_{56}^T\rangle = \pm \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{9}{2} \right\rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Используя значения параметров КП, определенных из условия наилучшего согласия рассчитанных и экспериментальных значений штарковских расщеплений мультиплетов ${}^4I_{15/2}$ и ${}^4I_{13/2}$: $A_{20} = 1476.3$, $A_{40} = -1212.1$, $A_{60} = 70.3$, $A_{43} = -1568.7$, $A_{63} = 299.2$, $A_{66} = -571.5$ (в см⁻¹), на основе базисных функций (3) и (4) построены волновые функции штарковских состояний:

$${}^4I_{15/2} :$$

$$\begin{aligned} \mu_1 &= \pm 0.5151 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle + 0.5742 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle \pm 0.1718 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ &\quad - 0.5798 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle \pm 0.1982 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle; \\ \mu_2 &= \mp 0.7490 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle + 0.0586 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle \pm 0.4531 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ &\quad - 0.4796 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle \mp 0.0189 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle; \\ \mu_3 &= 0.8890 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{9}{2} \right\rangle - 0.4354 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{3}{2} \right\rangle + 0.1415 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{15}{2} \right\rangle; \\ \mu_4 &= \mp 0.1424 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle - 0.1712 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle \mp 0.2077 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ &\quad - 0.0322 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle \pm 0.9520 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle; \\ \mu_5 &= -0.1810 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{9}{2} \right\rangle - 0.0504 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{3}{2} \right\rangle + 0.9822 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{15}{2} \right\rangle; \\ \mu_6 &= -0.4205 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{9}{2} \right\rangle - 0.8988 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{3}{2} \right\rangle - 0.1237 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{15}{2} \right\rangle; \\ \mu_7 &= \mp 0.2587 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle + 0.7468 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle \pm 0.1038 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ &\quad + 0.5878 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle \pm 0.1381 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle; \\ \mu_8 &= \pm 0.2942 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle - 0.2825 \left| \frac{15}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle \pm 0.8434 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ &\quad + 0.2954 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle \pm 0.1872 \left| \frac{15}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle; \end{aligned} \quad (5)$$

$${}^4I_{13/2} :$$

$$\begin{aligned} v_1 &= -0.1680 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle \mp 0.2658 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle - 0.8864 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ &\quad \pm 0.3236 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle - 0.1031 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle; \\ v_2 &= \mp 0.2314 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{9}{2} \right\rangle \mp 0.9729 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{3}{2} \right\rangle; \\ v_3 &= -0.2884 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle \mp 0.7977 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle + 0.1502 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ &\quad \mp 0.4919 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle + 0.1267 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
v_4 &= 0.3024 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle \pm 0.2337 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle - 0.2006 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\
&\quad \mp 0.0129 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle + 0.9020 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle; \\
v_5 &= \mp 0.9729 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{9}{2} \right\rangle \pm 0.2314 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{3}{2} \right\rangle; \\
v_6 &= -0.3086 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle \mp 0.1306 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle + 0.3384 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\
&\quad \pm 0.7511 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle + 0.4572 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle; \\
v_7 &= -0.7834 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{11}{2} \right\rangle \pm 0.4603 \left| \frac{13}{2}, \mp \frac{5}{2} \right\rangle - 0.1218 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\
&\quad \mp 0.3758 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{7}{2} \right\rangle - 0.1354 \left| \frac{13}{2}, \pm \frac{13}{2} \right\rangle;
\end{aligned} \tag{6}$$

где нумерация штарковских состояний проведена с нижайшего подуровня соответствующего мультиплета.

3. Спектроскопические характеристики кристалла LN:Er³⁺

При теоретическом исследовании спектроскопических свойств примесных кристаллов с учетом штарковской структуры оптических спектров наиболее удобной величиной является сила линии S межштарковского перехода [13]:

$$S_{i \rightarrow f} = \chi_{ed} \sum_{t=2,4,6} \Omega_t A_t^{(ied)} (i \rightarrow f) \left| \langle f \left\| U_t \right\| i \rangle \right|^2 + \chi_{md} A_{i \rightarrow f}^{(md)} S_{md}, \tag{7}$$

где $\chi_{ed} = n(n^2 + 2)^2 / 9$ и $\chi_{md} = n^3$ – поправки локального КП для электро- и магнитных дипольных (МД) переходов (n – коэффициент преломления на длине волны перехода), $\langle f \left\| U_t \right\| i \rangle$ – приведенный матричный элемент неприводимого единичного оператора U_t ранга t , $A_t^{(ied)} (i \rightarrow f)$ и $A_{i \rightarrow f}^{(md)} (i \rightarrow f)$ – коэффициенты косвенного электро-дипольного (КЭД) и МД межштарковского $i \rightarrow f$ переходов и S_{md} – сила линии межмультиплетного МД перехода, явные выражения которых приведены в [14].

Приведенные матричные элементы межмультиплетного перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ равны

$$\left| \langle {}^4I_{15/2} \left\| U_2 \right\| {}^4I_{13/2} \rangle \right|^2 = 0.0199, \quad \left| \langle {}^4I_{15/2} \left\| U_4 \right\| {}^4I_{13/2} \rangle \right|^2 = 0.1173, \quad \left| \langle {}^4I_{15/2} \left\| U_6 \right\| {}^4I_{13/2} \rangle \right|^2 = 1.4742.$$

Зная силы линий, можно по известным формулам вычислить основные спектроскопические характеристики примесных кристаллов: вероятность спонтанного перехода

$$A_{i \rightarrow f} = \frac{64\pi^4 e^2}{3h\lambda_{i \rightarrow f}^3} \times \frac{1}{g_i} S_{i \rightarrow f}, \tag{8}$$

коэффициент ветвления люминесценции

$$\beta_{i \rightarrow f} = A_{i \rightarrow f} \exp\left(\frac{\epsilon_l - \epsilon_i}{kT}\right) \Big/ \sum_{j,m} A_{j \rightarrow m} \exp\left(\frac{\epsilon_l - \epsilon_j}{kT}\right), \tag{9}$$

интегральное поперечное сечение поглощения

$$\sigma_{i \rightarrow f} = \int \sigma_{i \rightarrow f}(\lambda) d\lambda = \frac{8\pi^3 e^2 \bar{\lambda}_{i \rightarrow f}}{3c\hbar n^2} \times \frac{1}{g_i} S_{i \rightarrow f} \quad (10)$$

и интегральный коэффициент поглощения

$$\alpha_{i \rightarrow f} = N_i \int \sigma_{i \rightarrow f}(\lambda) d\lambda = N \sigma_{i \rightarrow f} \times \exp\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_i}{kT}\right) / \sum_j \exp\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_j}{kT}\right) \quad (11)$$

с штарковских подуровней основного мультиплета. В формулах (8)–(11) введены следующие обозначения: $\bar{\lambda}_{i \rightarrow f}$ – средняя длина волны перехода $i \rightarrow f$, g_i – кратность вырождения начального состояния, e – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка, c – скорость света, N – концентрация примесных ионов в кристалле, ε_i и N_i – энергия и населенность i -ого штарковского уровня, k – постоянная Больцмана и T – температура. Результаты расчетов приведены в табл.1–3.

Табл.1. Силы линий межштарковских переходов

Мультиплет	Штарковские подуровни	${}^4I_{15/2}, 10^{-21} \text{ см}^2$							
		μ_1	μ_2	μ_3	μ_4	μ_5	μ_6	μ_7	μ_8
${}^4I_{13/2}$	v_1	2.309	2.940	1.613	0.929	0.364	2.312	1.786	3.326
	v_2	1.597	0.691	2.470	1.600	0.440	4.431	2.295	2.017
	v_3	1.761	1.772	0.955	1.436	1.405	1.930	4.186	2.054
	v_4	1.391	2.092	1.822	3.279	5.036	0.823	1.166	0.772
	v_5	1.870	3.329	3.076	1.254	2.230	1.032	1.038	2.163
	v_6	2.801	0.933	2.497	1.545	2.628	2.018	1.369	1.661
	v_7	1.925	2.269	1.416	3.543	1.689	1.312	1.560	1.775

Радиационное время жизни нижнего штарковского подуровня $v_1({}^4I_{13/2})$, оцененное по приведенным в Табл.2 данным, равно 3.5 мс, что неплохо согласуется с экспериментальным значением $\tau({}^4I_{13/2}) = 3$ мс [14].

4. Заключение

Результат количественных вычислений основных спектроскопических характеристик кристалла LN:Er³⁺ в полосе ${}^4I_{15/2} \leftrightarrow {}^4I_{13/2}$ нм в области длин волн 1470–1635 показывает неоднородное распределение коэффициентов поглощения и ветвления люминесценции по штарковским компонентам. Примечательно, что при комнатных температурах коэффициенты ветвления люминесценции и коэффициенты поглощения с возбужденных штарковских состояний достаточно

Табл.2. Основные параметры спектра излучения кристалла LN:Er³⁺

переход	λ , нм	n	$A, \text{с}^{-1}$	$\beta, \% \text{ при } 300 \text{ K}$	переход	λ , нм	n	$A, \text{с}^{-1}$	$\beta, \% \text{ при } 300 \text{ K}$
$v_1 \rightarrow \mu_1$	1531.4	2.2117	46.5	3.98	$v_4 \rightarrow \mu_5$	1545.4	2.2113	98.7	4.64
$\rightarrow \mu_2$	1546.1	2.2112	57.5	4.93	$\rightarrow \mu_6$	1566.4	2.2106	15.5	0.73
$\rightarrow \mu_3$	1562.3	2.2107	30.6	2.62	$\rightarrow \mu_7$	1586.8	2.2099	21.1	0.99
$\rightarrow \mu_4$	1568.9	2.2105	17.4	1.49	$\rightarrow \mu_8$	1602.8	2.2093	13.6	0.64
$\rightarrow \mu_5$	1575.8	2.2102	6.7	0.57	$v_5 \rightarrow \mu_1$	1485.9	2.2133	41.2	1.35
$\rightarrow \mu_6$	1597.7	2.2095	41.0	3.51	$\rightarrow \mu_2$	1499.5	2.2129	71.4	2.33
$\rightarrow \mu_7$	1618.9	2.2088	30.4	2.60	$\rightarrow \mu_3$	1514.7	2.2123	64.0	2.09
$\rightarrow \mu_8$	1635.6	2.2083	55.0	4.71	$\rightarrow \mu_4$	1520.9	2.2121	25.8	0.84
$v_2 \rightarrow \mu_1$	1512.9	2.2124	33.3	1.93	$\rightarrow \mu_5$	1527.4	2.2119	45.3	1.48
$\rightarrow \mu_2$	1527.0	2.2119	14.0	0.81	$\rightarrow \mu_6$	1548.0	2.2112	20.1	0.66
$\rightarrow \mu_3$	1542.7	2.2114	48.7	2.83	$\rightarrow \mu_7$	1567.9	2.2105	19.5	0.64
$\rightarrow \mu_4$	1549.2	2.2111	31.1	1.81	$\rightarrow \mu_8$	1583.5	2.2100	39.4	1.29
$\rightarrow \mu_5$	1555.9	2.2109	8.4	0.49	$v_6 \rightarrow \mu_1$	1476.7	2.2137	62.9	1.68
$\rightarrow \mu_6$	1577.3	2.2102	81.7	4.75	$\rightarrow \mu_2$	1490.1	2.2132	20.4	0.54
$\rightarrow \mu_7$	1598.0	2.2095	70.7	4.11	$\rightarrow \mu_3$	1505.1	2.2127	53.0	1.42
$\rightarrow \mu_8$	1614.2	2.2090	34.7	2.02	$\rightarrow \mu_4$	1511.3	2.2124	32.4	0.87
$v_3 \rightarrow \mu_1$	1506.3	2.2126	37.3	1.89	$\rightarrow \mu_5$	1517.7	2.2122	54.4	1.45
$\rightarrow \mu_2$	1520.2	2.2121	36.5	1.85	$\rightarrow \mu_6$	1538.0	2.2115	40.1	1.07
$\rightarrow \mu_3$	1535.9	2.2116	19.1	0.97	$\rightarrow \mu_7$	1557.6	2.2109	26.2	0.70
$\rightarrow \mu_4$	1542.3	2.2114	28.3	1.43	$\rightarrow \mu_8$	1573.1	2.2103	30.9	0.83
$\rightarrow \mu_5$	1549.0	2.2111	27.3	1.38	$v_7 \rightarrow \mu_1$	1469.5	2.2139	43.9	1.00
$\rightarrow \mu_6$	1570.1	2.2104	36.1	1.83	$\rightarrow \mu_2$	1482.8	2.2134	50.3	1.15
$\rightarrow \mu_7$	1590.6	2.2098	75.2	3.80	$\rightarrow \mu_3$	1497.7	2.2129	30.5	0.70
$\rightarrow \mu_8$	1606.7	2.2092	35.8	1.81	$\rightarrow \mu_4$	1503.8	2.2127	75.4	1.72
$v_4 \rightarrow \mu_1$	1502.9	2.2127	29.6	1.39	$\rightarrow \mu_5$	1510.1	2.2125	35.5	0.81
$\rightarrow \mu_2$	1516.8	2.2123	43.4	2.04	$\rightarrow \mu_6$	1530.2	2.2118	26.5	0.60
$\rightarrow \mu_3$	1532.3	2.2117	36.6	1.72	$\rightarrow \mu_7$	1549.7	2.2111	30.3	0.69
$\rightarrow \mu_4$	1538.7	2.2115	65.1	3.06	$\rightarrow \mu_8$	1565.0	2.2106	33.5	0.76

высоки (Табл.2 и Табл.3), что открывает перспективу использования кристаллов LN:Er³⁺ в системах оптического охлаждения, а также при создании лазеров с самоохлаждением. Действительно, как известно в рассматриваемой спектральной области средняя длина люминесценции кристалла LN: Er³⁺ равна 1543 nm [15],

поэтому в интервале длин волн 1543–1635 nm возможно антистоковое поглощение, приводящее к охлаждению. Что касается возможности получения радиационно-балансированной генерации (radiation balanced lasing), то предварительные оценки показали, что наиболее эффективным является накачка на длинах волн 1546 ± 1 ($\mu_2 \rightarrow v_1, \mu_5 \rightarrow v_4$) и 1557 ± 1 nm ($\mu_7 \rightarrow v_6$) и генерации излучения на длинах волн 1557 ± 1 и 1570 ± 1 nm, соответственно.

Табл.3. Основные параметры спектра поглощения LN: Er³⁺

переход	λ , нм	$\sigma, 10^{-27}$ см ²	$\alpha, 10^{-27} N$	переход	λ , нм	$\sigma, 10^{-27}$ см ²	$\alpha, 10^{-27} N$
$\mu_1 \rightarrow v_1$	1531.4	6.93	1.84	$\mu_5 \rightarrow v_1$	1575.8	1.13	0.12
$\rightarrow v_2$	1512.9	4.74	1.26	$\rightarrow v_2$	1555.9	1.34	0.15
$\rightarrow v_3$	1506.3	5.20	1.38	$\rightarrow v_3$	1549.0	4.27	0.47
$\rightarrow v_4$	1502.9	4.10	1.09	$\rightarrow v_4$	1545.4	1.53	0.17
$\rightarrow v_5$	1485.9	5.44	1.44	$\rightarrow v_5$	1527.4	6.68	0.74
$\rightarrow v_6$	1476.7	8.10	2.15	$\rightarrow v_6$	1517.7	7.82	0.86
$\rightarrow v_7$	1469.5	5.54	1.47	$\rightarrow v_7$	1510.1	5.00	0.55
$\mu_2 \rightarrow v_1$	1546.1	8.92	1.76	$\mu_6 \rightarrow v_1$	1597.7	7.26	0.53
$\rightarrow v_2$	1527.0	2.07	0.41	$\rightarrow v_2$	1577.3	1.37	0.10
$\rightarrow v_3$	1520.3	5.28	1.04	$\rightarrow v_3$	1570.1	5.95	0.43
$\rightarrow v_4$	1516.8	6.22	1.23	$\rightarrow v_4$	1566.4	2.53	0.18
$\rightarrow v_5$	1499.5	9.78	1.93	$\rightarrow v_5$	1548.0	3.13	0.23
$\rightarrow v_6$	1490.1	2.72	5.38	$\rightarrow v_6$	1538.0	6.09	0.44
$\rightarrow v_7$	1482.8	6.59	1.30	$\rightarrow v_7$	1530.2	3.94	0.29
$\mu_3 \rightarrow v_1$	1562.3	4.95	0.71	$\mu_7 \rightarrow v_1$	1618.9	5.68	0.28
$\rightarrow v_2$	1542.7	7.47	1.07	$\rightarrow v_2$	1598.0	7.21	0.10
$\rightarrow v_3$	1535.9	2.88	0.41	$\rightarrow v_3$	1590.6	1.31	0.06
$\rightarrow v_4$	1532.3	5.47	0.78	$\rightarrow v_4$	1586.8	3.63	0.18
$\rightarrow v_5$	1514.7	9.13	1.31	$\rightarrow v_5$	1567.9	3.19	0.16
$\rightarrow v_6$	1505.1	7.36	1.06	$\rightarrow v_6$	1557.6	4.18	0.20
$\rightarrow v_7$	1497.7	4.15	0.60	$\rightarrow v_7$	1549.7	4.74	0.23
$\mu_4 \rightarrow v_1$	1568.9	2.86	0.36	$\mu_8 \rightarrow v_1$	1635.6	1.07	0.04
$\rightarrow v_2$	1549.2	4.86	0.61	$\rightarrow v_2$	1614.2	6.40	0.23
$\rightarrow v_3$	1542.3	4.34	0.55	$\rightarrow v_3$	1606.7	6.49	0.23
$\rightarrow v_4$	1538.7	9.90	1.25	$\rightarrow v_4$	1602.8	2.43	0.09
$\rightarrow v_5$	1520.9	3.74	0.47	$\rightarrow v_5$	1583.5	6.73	0.24
$\rightarrow v_6$	1511.3	4.58	0.58	$\rightarrow v_6$	1573.1	5.13	0.19
$\rightarrow v_7$	1503.8	1.04	0.13	$\rightarrow v_7$	1565.0	5.45	0.20

ЛИТЕРАТУРА

1. L.F. Johnson, A.A. Ballman. J. Appl. Phys., **40**, 297 (1969).
2. A. Cordova-Plaza, M. Digonnet, H.J. Shaw. IEEE J. Quantum Electron., **23**, 262 (1987).
3. E. Lallier, J.P. Pocholle, M. Papuchon, M. de Micheli, M.J. Li, Q. He, D.B. Ostrowsky, C. Crezes-Besset, E. Pelletier. Opt. Lett., **15**, 682 (1990).
4. W. Jiniao, Z. Yueping, X. Haiping, S. Jiawei. Bull. Mater. Sci., **32**, 183 (2009).
5. X.L. Ruan, M. Kaviany. Phys. Rev. B, **73**, 155422 (2008).
6. A.J. Garcia-Adeva, R. Balda, J. Fernandez. Phys. Rev. B, **79**, 033110 (2009).
7. G.G. Demirkhanyan, E.P. Kokanyan, H.G. Demirkhanyan, D. Sardar, M. Aillerie. J. Contemp. Phys., **51**, 28 (2016).
8. N. Kokanyan, N. Mkhitaryan, G. Demirkhanyan, A. Kumar, M. Aillerie, D. Sardar, E. Kokanyan. Crystals, **11**, 50 (2021).
9. J.B. Gruber, D.K. Sardar, R.M. Yow, B. Zandi, E.P. Kokanyan. Phys. Rev. B **69**, 195103 (2004).
10. R. Burlot-Loison, J.L. Doulan, P. Le Boulanger, T.P.J. Han, H.G. Gallagher, R. Moncorge, G. Boulon. J. Appl. Phys., **85**, 4165 (1999).
11. Ю.С. Кузьминов. Ниобат и tantalat лития. Материалы для нелинейной оптики. Москва: Наука, 1975.
12. А. Абрагам, Б. Блани. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Москва: Мир, 1972.
13. А.М. Леушин. Таблицы функций, преобразующихся по неприводимым представлениям кристаллографических точечных групп. Москва: Наука, 1968.
14. G.G. Demirkhanyan. Laser Physics, **16**, 1054, (2005).
15. V.G. Babajanyan. Laser Physics, **23**, 126002, (2013).

SPECTROSCOPIC PROPERTIES OF $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ CRYSTAL IN THE WAVELENGTH OF 1470–1635 NM

G. DEMIRKHANYAN, N. KOKANYAN, M. AILLERIE, E. KOKANYAN

Theoretical study of spectroscopic properties of $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ crystal in the wavelength range of 1470–1635 nm was carried out taking into account the Stark structure of optical spectrum of the impurity ion. Wave functions of the Stark sublevels of both ground $^4I_{15/2}$ and first excited $^4I_{13/2}$ manifolds of the Er^{3+} ion were constructed in LSJM-representation, line strengths induced by indirect electric-dipole inter-Stark transitions were calculated, and the main spectroscopic characteristics of emission and absorption spectra of impurity ion were determined.

Известия НАН Армении, Физика, т.57, №4, с.528–535 (2022)

УДК 538.91; 539.23
DOI:10.54503/0002-3035-2022-57.4-528

МИКРОСТРУКТУРА ПЛЁНОК ZnO:Er ИЗГОТОВЛЕННЫХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

В.Ф. ГРЕМЕНOK*

Государственное научно-производственное объединение «Научно-практический центр Национальной академии наук Беларусь по материаловедению», Минск, Беларусь

*e-mail: gremenok@physics.by

(Поступила в редакцию 22 августа 2022 г.)

Тонкие плёнки ZnO, легированные Er (эрбием) (ZnO:Er) были выращены на кварцевых и p-Si подложках при температуре 25°C методом радиочастотного магнетронного напыления. Влияние термообработки при 600°C и 900°C на свойства плёнок было проанализировано с помощью сканирующей электронной микроскопии, атомно-силовой микроскопии и рентгеноструктурного анализа. Выявлено однородное распределение элементов для всех исследованных пленок на различных подложках. Обнаружено, что пленки ZnO:Er являются однородными, без точечных проколов, с хорошей адгезией к подложке, а размер кристаллических зерен зависит от типа подложки и условий получения. Все пленки показали преимущественную ориентацию (002) вдоль оси C, перпендикулярной поверхности подложки. Результаты, полученные из спектров рентгеновской дифракции, показывают, что ионы Er³⁺ успешно замещают ионы Zn²⁺ в решётке ZnO.

1. Введение

Оксид цинка (ZnO) представляет собой широкозонный полупроводниковый материал, который обладает уникальным сочетанием оптических, акустических и электрических свойств и широко используется в ряде оптоэлектронных устройств, таких как преобразователи поверхностных акустических волн (ПАВ), солнечные элементы, оптические волноводы, лазерные отражатели и жидкокристаллические дисплеи (ЖК-дисплеи) [1–3]. Этот растущий интерес к ZnO обусловлен возможностью его использования в оптоэлектронике, что стало возможным главным образом благодаря его прямой запрещенной зоне $E_g \approx 3.3\text{--}3.4$ эВ при 300 К [4]. Он кристаллизуется при относительно низких температурах и обладает настраиваемыми свойствами путем легирования для достижения высокого оптического пропускания и низкого сопротивления.

В последние годы интерес к получению тонких пленок ZnO, легированных лантаноидными элементами (Ln^{3+}), возрос из-за интересных свойств, которые могут быть получены при использовании элементов с валентными электронами на оболочке 4f [5–7]. Хорошо известно, что редкоземельные ионы (эрбий, тербий,

европий, тулий и т.д.) представляют собой особый вид фотоактивных центров с узкими эмиссионными линиями и длительным временем жизни излучения в различных полупроводниковых материалах. Среди них эрбий (Er^{3+}) является подходящим кандидатом для преобразования инфракрасного излучения в видимый свет благодаря структуре своих энергетических уровней [5,8,9]. Трехвалентный эрбий имеет неполную электронную оболочку $4f$, которая защищена от внешней атомной среды закрытыми оболочками $5s$ и $5p$. В результате из материалов, легированных эрбием, могут быть достигнуты довольно резкие оптические переходы внутри уровня $4f$. Переход из первого возбужденного состояния в основное состояние в Er^{3+} происходит при энергии 0.8 эВ, соответствующей длине волн 1.54 мкм. Это важная длина волны для телекоммуникаций, поскольку стандартные оптические волокна на основе кремнезема имеют максимальную прозрачность на этой длине волны и широко используются в качестве безопасного для глаз ресурса в атмосфере, лазерных радарах, медицине и хирургии [5].

На характеристики выращиваемых тонких плёнок сильное влияние оказывают техника нанесения и параметры процесса. Существуют различные методы для нанесения тонких плёнок ZnO [1–3]. Одним из методов изготовления пленок ZnO является радиочастотное (РЧ) магнетронное распыление. Это приводит к образованию столбчатой пленки ZnO с предпочтительной ориентацией вдоль оси С, перпендикулярно поверхности подложки. Однако сравнение результатов, полученных для тонких пленок, насколько известно, иногда бывает противоречивым. В то же время тип подложки может влиять на структуру, а также на включение Er в зерна ZnO . Другим важным фактором является температура роста и отжига для образования тонкой пленки. Обработка тонких пленок отжигом необходима для изменения локальной структуры Er , образуя кластеры либо в матрице ZnO , либо на границах зерен [7,10].

В этой работе пленки ZnO , легированные Er , были выращены на подложках из плавленого кварца и p-Si методом радиочастотного магнетронного распыления; также исследовано влияние термического отжига при 600–900°C на их микроструктурные свойства.

2. Экспериментальная часть

Тонкие пленки $\text{ZnO}:\text{Er}$ были выращены на подложках из чистого Si и плавленого кварца методом радиочастотного магнетронного распыления мишени Zn и ErCl_3 в атмосфере аргона с кислородом (20 % Ar и 80 % O_2) при давлении 5×10^{-3} Торр. Использовались мишени с составом эрбия 1 % и 2 % по массе. Плотность мощности, подаваемой на катод, составляла 2.0 Вт/см², а время осаждения составляло 60 мин. Оба типа подложек были помещены на один и тот же держатель образца для получения слоев, выращенных в одних и тех же условиях. Температуру подложки поддерживали на уровне 25°C. Толщина всех исследованных пленок составляла около 600–700 нм. После нанесения пластины разрезали на кусочки размером 1×1 см². Отжиг после выращивания (60 мин.) проводили при 600 и 900°C в обычной печи в потоке азота.

Химический состав и профиль глубины элементов в пленках определяли методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭРС) и электронной ОЖЕ-спектроскопии (ЭОС) с использованием CAMECA SX-100 и Perkin Elmer Physics Electronic 590 соответственно. Морфологию анализировали методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с использованием JEOL 6400. Эксперименты АСМ проводились с использованием атомно-силового микроскопа Solver Nano, NT-MDT. Топографические 2D АСМ изображения были записаны с разрешением 256×256 пикселей на площади сканирования $4 \times 4 \text{ мкм}^2$ для оценки шероховатости. Рентгеновские измерения пленок ZnO проводили с использованием рентгеновского дифрактометра Ultima IV (Rigaku) в геометрии скользящего падения при 1.0° рентгеновских лучей с источником излучения CuK α в диапазоне $10\text{--}80^\circ$. Анализ рентгеновских спектров пленок проводилась с использованием карт данных JCPDS.

3. Обсуждение результатов

3.1. Элементный состав и морфология плёнок

Состав тонких пленок ZnO:Er до и после отжига оценивался по измерениям ЭРС и оставался неизменным после термической обработки. Химический состав определяли путем усреднения значений концентрации из 10 различных точек на поверхности пленки (табл. 1). Результаты ЭРС показывают, что коэффициент включения ионов Er $^{+3}$ низок и составляет примерно 1.5%. Спектр ЭРС пленок, легированных Er, показывает сигналы Zn, O, Er, Si, C и Ca, где Si, C, Ca соответствуют подложке. Элементное картирование Zn, Er и O показывает однородное распределение всех компонентов без каких-либо концентрированных мест на поверхности (не показано в данной статье).

Аналогичный элементный состав (Zn, O, Er в атомных %) тонких пленок

Табл.1. Химический состав исходной и легированных плёнок, полученных на различных подложках

Образец	Подложка	Температура отжига, °C	Zn, ат. %	O, ат. %	Er, ат. %
i-ZnO	Si	25	49.9	50.1	—
1-ZnO:Er	Si	25	48.7	50.5	0.8
2-ZnO:Er	Si	600	49.1	50.1	0.8
3-ZnO:Er	Si	900	49.3	50.0	0.7
4-ZnO:Er	кварц	25	49.2	49.3	1.5
5-ZnO:Er	кварц	600	49.5	49.1	1.4
6-ZnO:Er	кварц	900	49.1	49.4	1.4

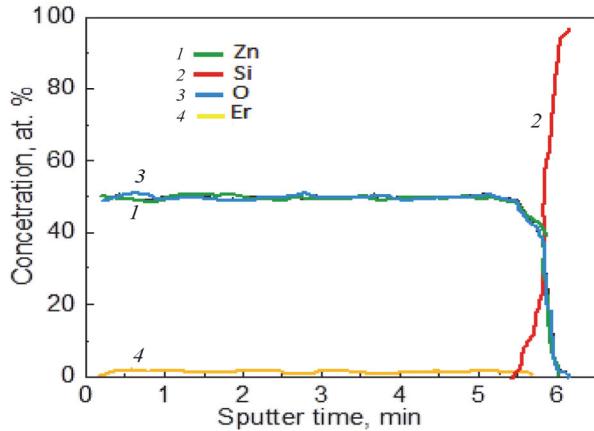


Рис.1. ЭОС спектр распределения элементов по толщине пленок ZnO:Er на кремниевой подложке.

ZnO был подтвержден методом ОЭС. В качестве примера, на рис.1 показан профиль глубины элементов для выращенной не отожженной пленки 1-ZnO:Er. Однородное распределение элементов Zn, O и Er по глубине пленки видно из рис.1. Аналогичное однородное распределение элементов также выявлено для всех исследованных пленок на разных подложках. Этот факт подтвердил высокое качество нанесенных пленок с почти идеальной стехиометрией химических элементов Zn и O. Измерения показывают, что атомная концентрация Er в ZnO не превышает 1.5 ат. % при магнетронном распылении.

Морфология поверхности и изображения поперечного сечения тонких пленок были охарактеризованы методом СЭМ. Согласно механизмам роста кристаллов, растущие грани кристаллитов соответствуют форме кристалла в равновесии и определяются ориентацией кристалла. Конкуренция за рост может начаться между соседними кристаллами в зависимости от их ориентации. Более быстро-растущие кристаллы будут расти над медленно растущими. Как только конкуренция переходит к формированию однотипных граней кристаллов, они образуют свободную поверхность. Этот режим конкурентного роста представляет собой выбор ориентации, приводящий к структуре конкурентного роста. Для ZnO стабильно предпочтительной ориентацией является ориентация вдоль оси C [1]. Термодинамически стабильной фазой ZnO является симметрия вюрцита.

Судя по изображениям СЭМ в поперечном сечении (рис.2), пленки ZnO, легированные Er, обладают хорошей плоской поверхностью, размер кристаллических зерен зависит от подложки (кремний, кварц) и условий осаждения. Как видно, пленки состоят из зерен размером 0.10–0.15 мкм с хорошо ограниченной структурой без каких-либо пор, а размер кристаллических зерен зависит от концентрации Er. Пленки ZnO:Er, изготовленные на кварцевых подложках, состоят из отдельных нанокристаллитов большего размера. Разница в морфологии выращенных и легированных Er пленок после отжига отражается на размере и форме зерен.

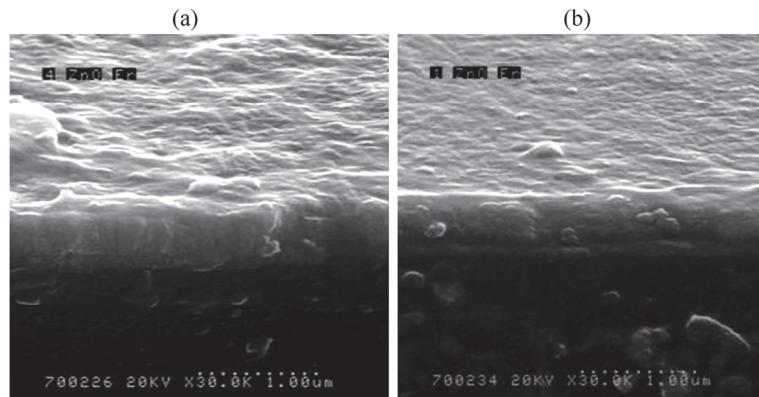


Рис.2. Типичные СЭМ-изображения поперечного сечения/скола для плёнок ZnO:Er, выращенных на кварцевой (а) и кремниевой (б) подложках.

Пленки не имеют большого количества границ зерен из-за отсутствия ионов Er на границах зерен. Термообработка, возможно, способствует росту большого размера зерен, поскольку высокотемпературный отжиг стимулирует миграцию зерен и вызывает слияние большего количества зерен. Хорошая кристалличность должна способствовать улучшению оптических и электрических свойств пленок.

АСМ изображения тонких пленок ZnO:Er показали, что покрытия являются сплошными, без видимых пор и сформированы из пирамидальных кристаллитов, выращенных в одном направлении, перпендикулярном поверхности подложки. Отчетливо наблюдается увеличение размера зерен тонких пленок ZnO, полученных на различных подложках, с увеличением концентрации Er. Среднеквадратичная шероховатость составляет 7.42, 12.26 и 26.73 нм для пленок с концентрацией Er 0.0 %, 0.8 % и 1.5 % соответственно. Скорее всего, увеличение шероховатости может быть связано с увеличением поверхностных дефектов (таких как впадины и холмы) после нанесения слоя и термической обработки.

3.2. Рентгенофазовый анализ

Типичная рентгенограмма плёнок ZnO:Er показана на рисунке 3а. Сканирование плёнок на различных подложках показывает наличие 2 пиков при $2\theta \sim 20^\circ$ и 34.5° . Эти пики обусловлены отражениями от плоскостей (002) и (004) гексагональной фазы ZnO (карта JCPDS 36-1451). Наибольшая интенсивность пика (002) показывает, что плёнки растут преимущественно ориентированными вдоль оси C, перпендикулярно подложке (столбчатая структура).

Как показано в [1,3], зерна пленки после их слияния растут в основном в направлении, перпендикулярном поверхности подложки. В случае гексагональной кристаллической структуры это направление будет единым. Большинство плотно упакованных структур имеют наименьшую свободную поверхностную энергию в плоскости (002), и кристаллизация благоприятно протекает в этом направлении. Экспериментальные данные указывают на то, что однофазные слои ZnO:Er без какой-либо второй кристаллической фазы, такой как свободный Er

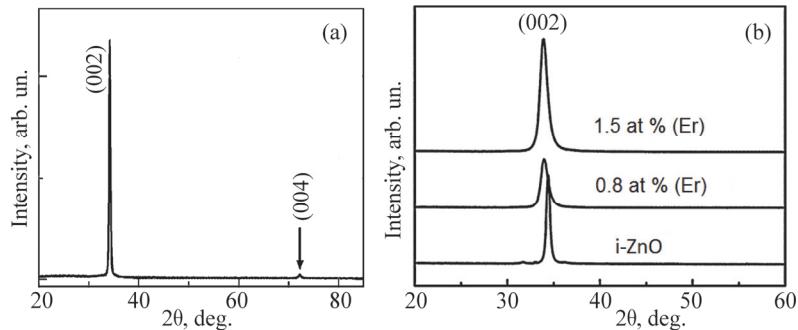


Рис.3. Рентгеновская дифракционная картина тонких пленок ZnO:Er на кварцевых подложках (а) и положение пика рентгеновского излучения в зависимости от концентрации Er (б).

или оксид эрбия, в частности, Er_2O_3 , могут быть изготовлены при используемых технологических условиях. В осажденных пленках ZnO не было обнаружено никаких признаков, связанных с фазой Er_2O_3 , что позволяет предположить, что атомы Er либо замещают Zn в решетке ZnO, либо сегрегируются в некристаллическую область на границах зерен. На рис.3б показано, что рентгеновские пики (002) с увеличением концентрации Er смещаются в сторону меньших углов по отношению к таковому для чистого ZnO ($2\theta = 34.42^\circ$).

Пленки имели значения параметра «*c*» немного выше, чем у порошкового материала ZnO ($c = 5.21 \text{ \AA}$), что указывает на то, что элементарные ячейки тонких пленок вытянуты вдоль оси *C*, и силы сжатия были преобладающими. Постоянная решетки «*c*» увеличивается с 5.21 \AA до 5.28 \AA с увеличением концентрации эрбия с 0.0 до 1.5 ат. %. Поскольку ионный радиус Er^{3+} (0.89 \AA) больше, чем у Zn^{2+} (0.74 \AA), увеличение этой постоянной решетки «*c*» указывает на то, что ионы Er^{3+} успешно замещают ионы Zn^{2+} в решетке ZnO [11]. Внутреннее напряжение сжатия в пленках связано с бомбардировкой энергичными частицами во время осаждения, а не с тепловым напряжением, возникающим из-за разницы между коэффициентом теплового расширения пленки и подложки [1,4].

С другой стороны, когда образцы подвергались отжигу, микроструктура пленок не изменялась в результате возможно окисления Er и формирования фазу Er_2O_3 . Присутствие фазы Er_2O_3 в образце не наблюдалось, что связано либо с относительно небольшим количеством атомов Er, включенных в пленку (низкий уровень легирования), либо из-за отсутствия этих фаз для используемых условий осаждения. После отжига пики были сдвинуты на более высокие углы дифракции, и пленки показали параметры решетки (*a* и *c*) несколько меньшие, чем значения для нелегированных пленок ZnO. Это наводило на мысль о том, что напряжение менялось от сжимающего к растягивающему. Возможно, что температура отжига вызвала растягивающее напряжение из-за несоответствия между коэффициентами тепловой энергии при охлаждении пленок [12]. Также было замечено, что отжиг пленок приводит к изменению интенсивности основного дифракционного пика (002) и показал увеличение его интенсивности, что

однозначно указывает на улучшение кристаллической структуры пленки. Средний размер кристаллитов был увеличен после процесса отжига. Таким образом, высокое качество кристаллической структуры полученных тонких пленок ZnO:Er делает их кандидатом для применения в приборах оптоэлектроники.

4. Заключение

Влияние различного атомного содержания ионов Er⁺³ на микроструктурные свойства пленок ZnO, выращенных на подложках из плавленого кварца и p-Si, было изучено различными экспериментальными методами. По мере повышения температуры отжига наблюдались некоторые изменения в физических свойствах. Элементное катрирование Zn, Er и O показывает однородное распределение всех компонентов без каких-либо концентрированных мест на поверхности. Результаты показывают, что коэффициент включения ионов Er⁺³ является низким и достигает примерно 1.5%. Пленки ZnO, легированные Er, обладают хорошей поверхностью, а размер кристаллических зерен зависит от подложки (кремний или кварц) и условий осаждения. Пленки состоят из зерен размером около 0.10 – 0.15 мкм с хорошо ограненной структурой без какой-либо пористости, а размер кристаллических зерен зависит от концентрации Er. Разница в морфологии выращенных и легированных Er пленок ZnO после отжига отражается на размере и форме зерен. Методом рентгенографии было обнаружено, что все исследованные пленки имеют поликристаллическую структуру типа вюрцита и демонстрируют преимущественную ориентацию (002) с осью C, перпендикулярной поверхности подложки. В пленках ZnO:Er примесных фаз обнаружено не было. Изменение параметров решетки указывает на то, что ионы легирующей примеси, замещающие ионы Zn, были включены в решетку ZnO. Высокое качество микроструктуры тонких пленок ZnO:Er делает их кандидатом на роль функционального материала для применения в приборах оптоэлектроники.

Часть работ была выполнена в рамках белорусско-армянского проекта БРФФИ № Т21АРМ-003. Автор этой работы благодарен ГЦ «Белмикроанализ» ОАО «ИНТЕГРАЛ» за исследования поверхности и химического состава тонких пленок.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Coleman, A. Victoria, C. Jagadish. Basic Properties and Applications of ZnO, Zinc Oxide Bulk, Thin Films and Nanostructures, Amsterdam: Elsevier Science Ltd, 2006.
2. Y.K. Mishra, G. Modi, V. Cretu, et. al. ACS Appl. Mater. Interfaces, 7, 14303 (2015).
3. X. Wang, X. Kong, G. Shan, et. al. J. Phys. Chem. B., **108**, 18408 (2004).
4. N.H. Nickel, E. Terukov. Zinc Oxide – A Material for Micro- and Optoelectronic Applications, Netherlands: Springer, 2005.
5. H. Akazawa, H. Shinojima. Mater. Sci. Eng. B, **189**, 38 (2014).
6. R. Das, N. Khichar, S. Chawla. J. Mater. Sci.: Mater. Electron., **26**, 7174 (2015).
7. V. Kumar, O.M. Ntwaeborwa, T. Soga, et. al. ACS Photonics, **4**, 2613 (2017).

8. **M. Kohls, M. Bonanni, L. Spanhel, et. al.** Appl. Phys. Lett., **81**, 3858 (2002).
9. **X. Meng, C. Liu, F. Wu.** J. Colloid Interface Sci., **358**, 334 (2011).
10. **A.J. Kenyon.** Prog. Quantum Electron., **26**, 225 (2002).
11. **A. Polman.** Journal of Applied Physics, **82**, 1 (1997).
12. **G. Hodes.** Chemical Solution Deposition of Semiconductor Films, New York: Marcel Dekker Inc, 2005.

MICROSTRUCTURE OF ZnO:Er FILMS PREPARED BY MAGNETRON SPUTTERING

V.F. GREMENOK

Er-doped ZnO (ZnO:Er) thin films were grown on quartz and p-Si substrates at 25°C by radio-frequency magnetron sputtering method. The effect of the heat treatment at 600°C and 900°C on the properties of the films was analyzed by scanning electron microscopy, energy dispersive X-ray spectroscopy, atomic force microscopy and X-ray diffraction analysis. A homogeneous elements distribution is revealed for all investigated films on different substrates. ZnO:Er films were found to be uniform, pinhole-free, well adherent to the substrate and the crystal grain size is dependent on the type of substrate and the preparation conditions. All the films showed a (002) preferential orientation with the c-axis perpendicular to the substrate surface. The results obtained from X-ray diffraction spectra reveal that Er³⁺ ions successfully substitute for Zn²⁺ ions in the ZnO lattice.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЛИНЕЙНОГО И
НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В
ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ,
ОБУСЛОВЛЕННОЕ БИЭКСИТОНОМ**

Ю.Ю. БЛЕЯН^{1,2*}

¹Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

²Институт химической физики НАН РА, Ереван, Армения

* e-mail: yuri.bleyan@rau.am

(Поступила в редакцию 8 июня 2022 г.)

С помощью вариационного метода исследованы биэкситонные состояния основного и возбужденного уровней в GaAs сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке. Пробная вариационная волновая функция биэкситона сконструирована на одночастичных волновых функций, полученных в рамках геометрического адиабатического приближения. Получены энергии биэкситона от геометрических параметров эллипсоидальной квантовой точки как для основного, так и для возбужденных состояний. Рассчитаны линейный и нелинейный показатели преломления биэкситона для одно- и двухфотонных резонансов как реальные части нелинейной восприимчивости первого и третьего порядка, соответственно. Получены спектры изменения показателя преломления биэкситона для переходов между основными состояниями от энергии фотона при разных значениях малой полуоси эллипсоидальной квантовой точки.

1. Введение

Экситоны (X) и биэкситоны (XX) в полупроводниковых квантовых точках (КТ) исследовались как теоретически, так и экспериментально разными авторами [1–7]. Хорошо известно, что экситон представляет собой электронно–дырочную пару, а биэкситон состоит из двух экситонов. Таким образом, биэкситон представляет собой нейтральную систему, состоящую из четырех частиц, а именно двух дырок и двух электронов. Эти вышеупомянутые квазичастицы играют существенную роль в различных оптических эффектах, в частности, переход экситонов в биэкситоны приводит к интересным физическим явлениям [8–11].

Одним из интересных явлений, которые могут возникать в полупроводниковых структурах, является нелинейное оптическое поглощение в полупроводниковых КТ, которое резко усиливается на несколько порядков по сравнению с объемными полупроводниками [12–14]. Ожидается, что оптическая нелинейность, связанная с переходами между подуровнями экситонов и биэкситонов, будет использована для новых инфракрасных устройств. Поэтому очень важно

исследовать оптические свойства не только основного состояния, но и возбужденных состояний ограниченных экситонов или мультиэкситонов [15].

В дополнение, биэкситонное состояние имеет относительно более высокую силу осциллятора для двухфотонной генерации [8,16]. Следовательно, оптическая нелинейность должна усиливаться из-за увеличения силы осциллятора. С другой стороны, авторы в различных работах акцентируют внимание на нелинейных свойствах биэкситонов [17–21]. В частности, в [18] биэкситонные состояния обсуждались в рамках вариационного метода, где обсуждена оптическая нелинейность через экситонное и биэкситонное состояния на основе трех уровней и рассчитана восприимчивость третьего порядка. В [19] представлено теоретическое исследование линейных и нелинейных свойств на основе трехуровневой модели. Рассчитаны изменения показателя преломления вокруг одно-, двух- и трехфотонного резонансов. В продолжение, в [21] были рассмотрены нелинейные оптические свойства биэкситона в эллипсоидальной КТ. В частности, рассчитаны оптические восприимчивости третьего порядка и коэффициенты поглощения основного и возбужденного биэкситонов вокруг однофотонного и двухфотонного резонансов в зависимости от энергии фотонов в эллипсоидальной КТ.

Новые технологии делают возможным выращивание КТ различных типов и относительно простой и сложной геометрии. Есть множество работ, посвященных физическим и оптическим свойствам КТ [22–25]. Стоит отметить, что эллипсоидальная КТ является одним из примеров сложной геометрии. Такие КТ имеют широкое применение в тех случаях, когда необходимо управлять энергией в широком диапазоне, а это возможно сделать с помощью двух геометрических параметров эллипса (малая и большая полуоси). Стоит особо подчеркнуть тот факт, что теорема Кона реализуется в эллипсоидальных КТ как теоретически, так и экспериментально [26, 27]. Таким образом, теоретическое исследование нелинейных свойств биэкситонных комплексов в основном и возбужденном состояниях в эллипсоидальных КТ является актуальной задачей. Кроме того, следует отметить, что в этой работе будет рассматриваться особый тип эллипсоидальной КТ, а именно сильно сплюснутая эллипсоидальная КТ, где свойства экситона и биэкситона будут отмечены как двумерные.

В настоящей работе исследованы линейные и нелинейные показатели преломления первого и третьего порядка биэкситона в сильно сплюснутой эллипсоидальной КТ (ССЭКТ).

2. Теория

Как упоминалось выше, мы будем рассматривать ССЭКТ с непроницаемыми стенками, где ограничивающая потенциальная энергия частицы в цилиндрических координатах имеет следующий вид:

$$U_{\text{conf}}(\rho, \varphi, z) = \begin{cases} 0, & \frac{\rho^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} \leq 1 \\ \infty, & \frac{\rho^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} > 1 \end{cases}, \quad a \gg c, \quad (1)$$

где c и a – малая и большая полуоси ССЭКТ, соответственно.

Гамильтониан биэкситона имеет следующий вид:

$$\hat{H}_{XX}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) = \sum_j \frac{\hat{P}_j^2}{2m_j^*} + \sum_j U_{\text{conf}}(\mathbf{p}_j, z_j) + V_{\text{int}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta). \quad (2)$$

Здесь $j = \{1, 2, \alpha, \beta\}$, $i = \{1, \alpha\}$, \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 – координаты электронов, \mathbf{r}_α и \mathbf{r}_β – координаты дырок. В дополнение, $V_{\text{int}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta)$ – энергия межчастичных взаимодействий, включая взаимодействие между электронами, между дырками, а также взаимодействие между электронами и дырками. Это взаимодействие для биэкситона имеет следующий вид:

$$V_{\text{int}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) = \frac{e^2}{\epsilon |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} + \frac{e^2}{\epsilon |\mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_\beta|} - \frac{e^2}{\epsilon |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_\alpha|} - \frac{e^2}{\epsilon |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_\beta|} - \frac{e^2}{\epsilon |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_\alpha|} - \frac{e^2}{\epsilon |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_\beta|}. \quad (3)$$

Стоит особо отметить, что специфическая геометрия ССЭКТ позволяет использовать геометрическое адиабатическое приближение, в рамках которого можно показать, что из-за сплющенной геометрии эллипсоидальной КТ и сильного размерного квантования в аксиальном направлении задача имеет ярко выраженный двумерный характер [28]. Используя это обоснование, можно прийти к следующему двумерному уравнению Шредингера [21,28]:

$$\left[\sum_j \left(\frac{\hat{P}_{yj}^2}{2m_j^*} + \frac{\hat{P}_{xj}^2}{2m_j^*} \right) + \sum_j \frac{m_j^* \Omega_j^2}{2} \rho_j^2 + V_{\text{int}}^{2D}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta) \right] \Psi_{XX}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta) = E_{XX}^{2D} \Psi_{XX}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta), \quad (4)$$

где $E_{XX}^{2D} = E_{XX} - \sum_j \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m_j^* c^2}$ и $\Omega_j = \frac{\pi \hbar}{2m_j^* ac}$ – частота параболического ограничивающего потенциала.

Задача нахождения энергии биэкситона была решена в рамках вариационного метода, где вариационная волновая функция биэкситона сконструирована на одночастичных волновых функций, аналитические виды которых были получены в рамках геометрического адиабатического приближения [25].

И так, волновая функция и энергия для одночастичной задачи в ССЭКТ имеют следующий вид, соответственно [25]:

$$\Psi(\rho, \varphi, z) = \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}} \left(c \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{a^2}} \right)^{-1/2} \sin \left(\frac{\pi n}{2c \sqrt{1 - \rho^2/a^2}} z + \frac{\pi n}{2} \right) \quad (5)$$

$$\times \sqrt{\frac{2m_e^* \Omega_e}{\hbar}} \frac{\sqrt{n_r}! \Gamma(|m|+1)}{\Gamma^{3/2}(|m|+1+n_r)} e^{-\frac{m_e^* \Omega_e \rho^2}{2\hbar}} \left(\frac{m_e^* \Omega_e}{\hbar} \rho^2 \right)^{|m|/2} {}_1F_1 \left\{ -n_r, |m|+1; \frac{m_e^* \Omega_e}{\hbar} \rho^2 \right\},$$

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{8m_e^* c^2} + \frac{\pi \hbar^2 n}{2m_e^* ac} (N+1), \quad N = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

Здесь m , n и n_r – квантовые числа, описывающие систему. В частности,

m – магнитное квантовое число, n – аксиальное квантовое число, n_r – радиальное квантовое число, $N = 2n_r + |m|$ – главное квантовое число, а ${}_1F_1\{a,b;x\}$ является вырожденной гипергеометрической функцией первого рода. Стоит отметить, что мы будем рассматривать возбужденные уровни биэкситона только по радиальному квантовому числу.

С помощью вариационного метода проведем расчеты энергии биэкситона для основного и возбужденного уровней. Вариационная волновая функция имеет вид [8]:

$$\Psi_{XX}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta) = C \psi_{100}(\mathbf{p}_1) \psi_{100}(\mathbf{p}_2) \psi_{100}(\mathbf{p}_\alpha) \psi_{100}(\mathbf{p}_\beta) \\ \times e^{-\gamma p_{\alpha\beta}} \left\{ e^{-\lambda(p_{1\alpha}+p_{2\beta})-\delta(p_{1\beta}+p_{2\alpha})} + e^{-\lambda(p_{1\beta}+p_{2\alpha})-\delta(p_{1\alpha}+p_{2\beta})} \right\}, \quad (7)$$

где C – нормировочная константа, $p_{jk} = |\mathbf{p}_j - \mathbf{p}_k|$, $j, k = \{1, 2, \alpha, \beta\}$, λ , δ , и γ – вариационные параметры, которые определяются после минимизации следующего интеграла:

$$E_{XX} = \langle \Psi_{XX}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) | \hat{H}_{XX} | \Psi_{XX}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) \rangle. \quad (8)$$

Поскольку волновые функции и энергетические спектры для биэкситона получены, в качестве следующего шага можно исследовать силу осциллятора перехода из экситонного в биэкситонное состояние и силу осциллятора из экситонного в основное состояние. Силы этих осцилляторов можно определить по формуле [8,21]:

$$f_{be} = \frac{2}{m_0 \hbar \omega_{be}} |\langle XX | p | X \rangle|^2 \\ f_{eg} = \frac{2}{m_0 \hbar \omega_{eg}} |\langle X | p | 0 \rangle|^2, \quad (9)$$

где $|XX\rangle$ и $|X\rangle$ обозначают биэкситонное и экситонное состояния соответственно; m_0 – масса свободного электрона; p – оператор импульса; $\hbar \omega_{be}$ и $\hbar \omega_{eg}$ – энергия перехода из экситонного в биэкситонное состояние и энергия экситона соответственно. Стоит отметить, что для удобства в формуле (9) использованы специальные обозначения: b будет соответствовать биэкситонному уровню; e – для экситонного уровня, а g – для основного состояния (g соответствует случаю, когда в КТ нет частиц).

Теперь перейдем к обсуждению нелинейных свойств биэкситона, в частности, нелинейного показателя преломления. Линейная и третья нелинейная восприимчивости определяются по формулам [19,21]:

$$\chi^{(1)}(\omega_2) = \frac{|\mu_{eg}|^2}{\hbar} \left(\frac{1}{(\hbar\omega_{eg} - \hbar\omega_2 - i\hbar\Gamma_{eg})} + \frac{1}{(\hbar\omega_{eg} + \hbar\omega_2 + i\hbar\Gamma_{eg})} \right) \\ \times \frac{|\mu_{be}|^2}{\hbar} \left(\frac{1}{(\hbar\omega_{be} - \hbar\omega_2 - i\hbar\Gamma_{be})} + \frac{1}{(\hbar\omega_{be} + \hbar\omega_2 + i\hbar\Gamma_{be})} \right), \quad (10)$$

$$\chi^{(3)}(2\omega_1 - \omega_2; -\omega_1, -\omega_1, \omega_2) = -\frac{i|\mu_{eg}|^4}{2} \frac{1}{i(\hbar\omega_{eg} - 2\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2) + \hbar\Gamma_{eg}} \frac{1}{i(\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1) + \hbar\Gamma_e} \times \\ \times \left(\frac{1}{i(\hbar\omega_{eg} - \hbar\omega_1) + \hbar\Gamma_{eg}} + \frac{1}{i(\hbar\omega_2 - \hbar\omega_{eg}) + \hbar\Gamma_{eg}} \right) + \frac{i|\mu_{eg}|^2 |\mu_{be}|^2}{4} \frac{1}{i(\hbar\omega_{be} - 2\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2) + \hbar\Gamma_{be}} \times \\ \times \frac{1}{i(\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1) + \hbar\Gamma_e} \times \left(\frac{1}{i(\hbar\omega_{eg} - \hbar\omega_1) + \hbar\Gamma_{eg}} + \frac{1}{i(\hbar\omega_2 - \hbar\omega_{eg}) + \hbar\Gamma_{eg}} \right) - \\ - \frac{i|\mu_{eg}|^2 |\mu_{be}|^2}{4} \frac{1}{i(\hbar\omega_{eg} - 2\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2) + \hbar\Gamma_{eg}} \frac{1}{i(\hbar\omega_{bg} - 2\hbar\omega_1) + \hbar\Gamma_{bg}} \times \left(\frac{1}{i(\hbar\omega_{eg} - \hbar\omega_1) + \hbar\Gamma_{eg}} \right) + \\ + \frac{i|\mu_{eg}|^2 |\mu_{be}|^2}{4} \frac{1}{i(\hbar\omega_{be} - 2\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2) + \hbar\Gamma_{be}} \frac{1}{i(\hbar\omega_{bg} - 2\hbar\omega_1) + \hbar\Gamma_{bg}} \times \left(\frac{1}{i(\hbar\omega_{eg} - \hbar\omega_1) + \hbar\Gamma_{eg}} \right), \quad (11)$$

где $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ – энергии первого и второго фотонов, $\hbar\omega_{ij}$ и $\hbar\Gamma_{ij}$ – разность энергий между уровнями i и j и скорость дефазировки дипольного момента перехода, соответственно, Γ_e – скорость распада экситонного состояния, которая обратно пропорциональна радиационному времени жизни. μ_{ij} – это дипольный момент перехода между уровнями i и j , который связан с силой осциллятора соотношением:

$$\mu_{ij}^2 = \frac{\hbar e^2}{2m_0\omega_{ij}} f_{ij}. \quad (12)$$

Далее будем рассматривать случай, когда два фотона имеют одинаковую энергию $\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 \equiv \hbar\omega$.

Соответствующие линейные и нелинейные показатели преломления первого и третьего порядка получаются следующим образом [19]:

$$\frac{\Delta n^{(1)}}{n_r} = \text{Re} \left(\frac{\chi^{(1)}(\omega)}{2\epsilon_0 n_r^2} \right), \quad (13) \\ \frac{\Delta n^{(3)}}{n_r} = \text{Re} \left(\frac{\chi^{(3)}(\omega) I(\omega)}{4\epsilon_0^2 n_r^3 c} \right),$$

где n_r – показатель преломления, $I(\omega)$ – интенсивность падающего света, ϵ_0 – линейная восприимчивость и c – скорость света. Общее изменение показателя преломления можно записать как [29]

$$\frac{\Delta n}{n_r} = \frac{\Delta n^{(1)}}{n_r} + \frac{\Delta n^{(3)}}{n_r}. \quad (14)$$

Для исследования нелинейных свойств биэкситона ограничимся случаем трехуровневой модели, где рассматриваются только первые три уровня экситона и биэкситона.

3. Обсуждение результатов

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Стоит отметить, что все полученные результаты сделаны для GaAs. Материальные параметры для GaAs следующие [30]: $m_e^* = 0.067m_0$, $m_h^* = 0.45m_0$, $n_r = 3.2$, $a_B^{\text{eff}} = 10.4 \text{ nm}$, $E_R^{\text{eff}} = 5.275 \text{ meV}$, $\epsilon_0 = 12.91$.

На рис.1 представлена диаграмма энергетических уровней с соответствующими переходами из биэкситонных состояний в экситонные и из экситонных состояний в основное состояние.

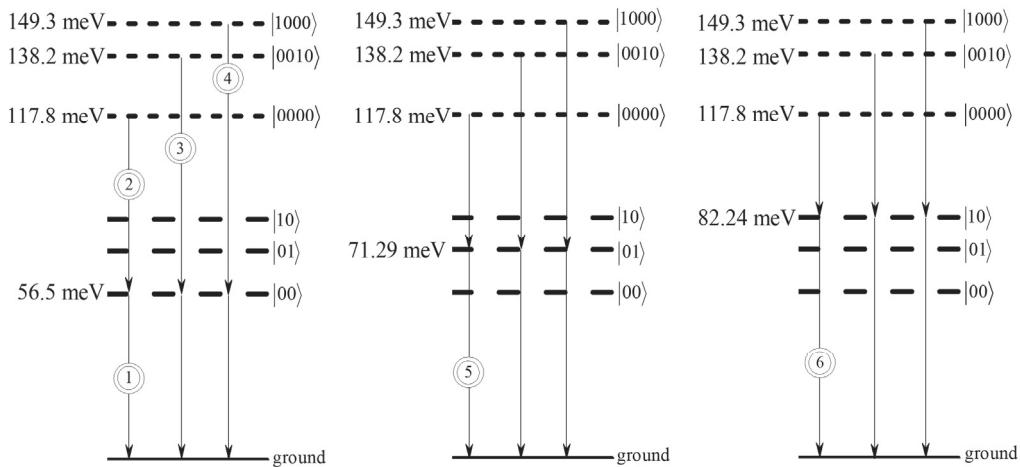


Рис.1. Диаграмма переходов для биэкситона, экситона и основного состояния. Геометрические параметры эллипсоидальной КТ выбраны следующие: $c = 5 \text{ nm}$ и $a = 50 \text{ nm}$.

На энергетических диаграммах использованы следующие обозначения: $|ij\rangle \rightarrow e^i h^j$ для экситона и $|ijkl\rangle \rightarrow e^i e^j h^k h^l$ для биэкситона, где $i, j, k, l = \{0, 1, 2, \dots\}$ – номер уровня частицы. Из диаграммы следует, что первое возбужденное состояние биэкситона обусловлено возбужденной дыркой, а состояние, соответствующее возбужденному состоянию электрона, находится выше. Схема этих переходов с соответствующими им энергиями использовалась впоследствии для получения оптических явлений для одно- и двухфотонного резонансов. Переходы, используемые в дальнейших расчетах, перечислены на рис.1.

На рис.2 представлены зависимости изменения показателя преломления биэкситона Δn от энергии фотона для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{eg}$, для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{be}$, для двухфотонного резонанса $\omega = \omega_{bg}$, а также полного показателя преломления биэкситона от энергии фотона при фиксированных значениях полуосей эллипсоидальной КТ.

Из рисунка следует, что показатель преломления меняет знак с положительного на отрицательный для всех случаев. Следует отметить, что нелинейный показатель преломления $\Delta n^{(3)}$ меняет свой знак с отрицательного на положительный, однако линейный показатель преломления $\Delta n^{(1)}$ имеет противоположное

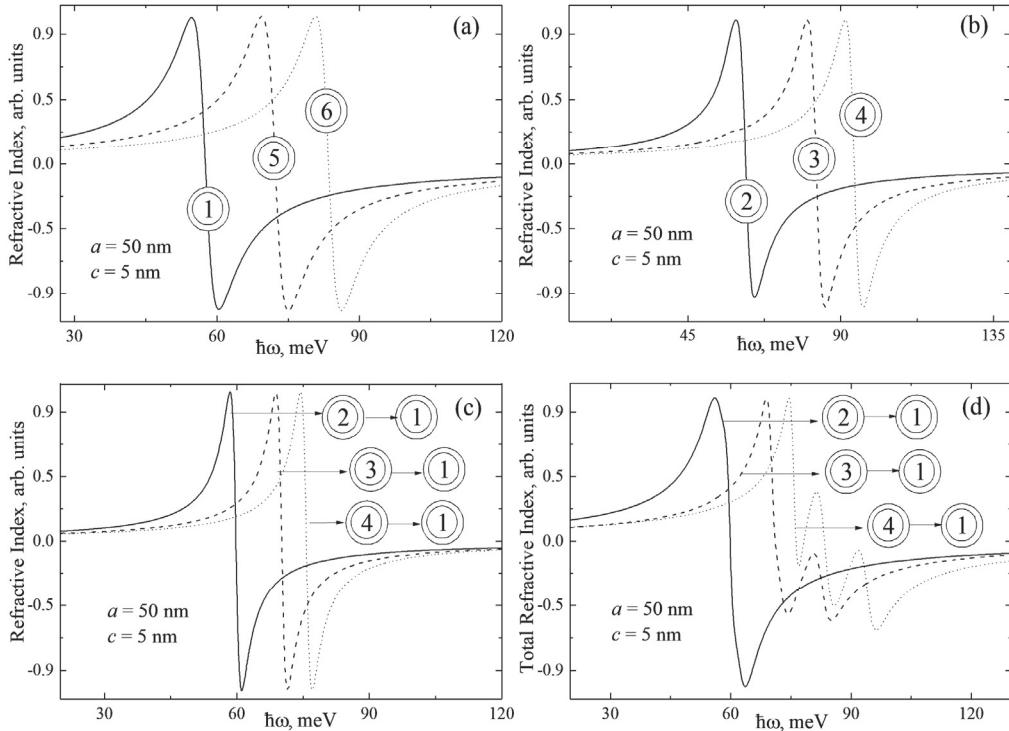


Рис.2. Зависимости изменения показателя преломления биэкситона Δn для основного и возбужденного уровней от энергии фотона: (а) – для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{eg}$; (б) – для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{be}$; (с) – для двухфотонного резонанса $\omega = \omega_{bg}$; (д) – зависимость полного показателя преломления от энергии фотона.

поведение. Это приводит к изменению показателя преломления Δn с положительного на отрицательный. В дополнение, из рисунка 2а следует, что показатели преломления биэкситона для основного и возбужденного уровней имеют одинаковые пики, однако спектры показателя преломления для возбужденных уровней смещены в сторону более высоких энергий. Такое же поведение можно найти и на рис.2б–2д. Кроме того, спектры показателя преломления для переходов $|01\rangle$ и $|10\rangle$ имеют несколько пиков. Это можно объяснить тем, что различия между энергетическими уровнями играют роль в полной энергии, что, в свою очередь, приводит к существованию многих пиков.

На рис.3 построены те же зависимости, что и на рис.2, но для переходов между основными состояниями при разных значениях малой полуоси эллипсоидальной КТ.

Как видно из рис.3а, положение пика показателя преломления смещается в красную сторону с увеличением малого геометрического параметра эллипсоидальной КТ. Это связано с тем, что увеличение размера КТ приводит к уменьшению энергии экситона и биэкситона, вызванному ослаблением электронно-дырочного кулоновского взаимодействия. Аналогичное поведение смещения пиков можно найти и на рис.3б–3д.

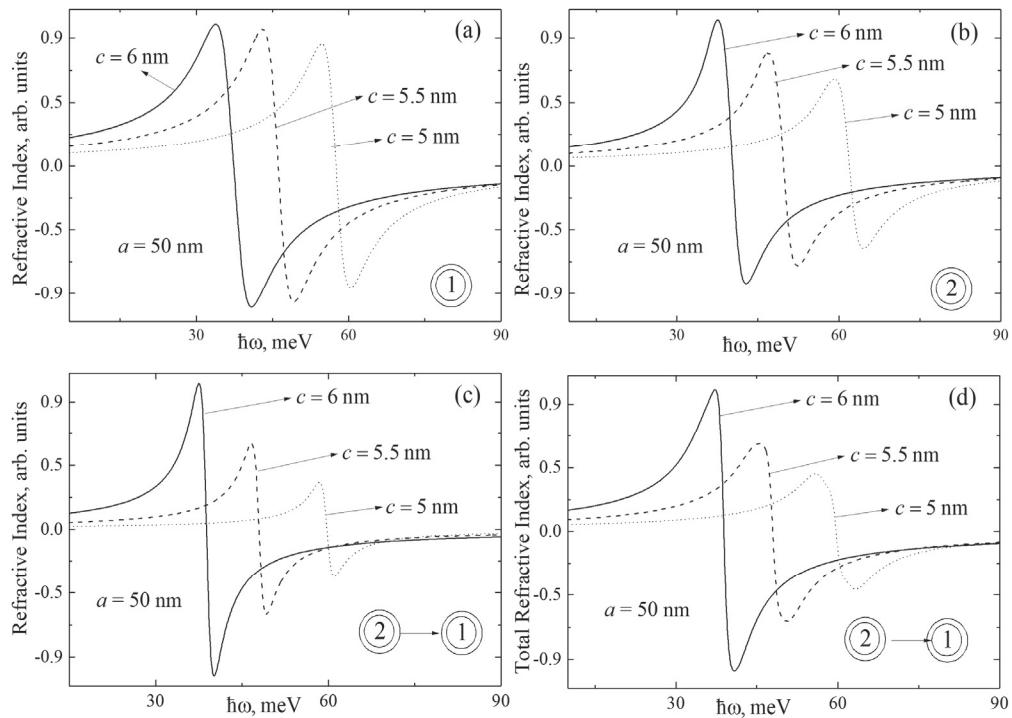


Рис.3. Зависимости изменения показателя преломления биэкситона Δn для переходов между основными состояниями от энергии фотона при разных значениях малой полуоси эллипсоидальной КТ: (а) – для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{eg}$; (б) – для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{be}$; (с) – для двухфотонного резонанса $\omega = \omega_{bg}$; (д) – зависимость полного показателя преломления от энергии фотона.

Следует отметить, что зависимость изменения показателя преломления от малой полуоси сильнее, так как размерное квантование в аксиальном направлении преобладает над радиальным. Из-за этого на рисунках приведены только зависимости для различных значениях малой полуоси эллипсоидальной КТ.

4. Заключение

В данной работе в рамках вариационного метода рассчитаны энергии биэкситонных состояний основного и возбужденного уровней в GaAs эллипсоидальных КТ. Пробные вариационные функции построены на основе одночастичной волновой функции, имеющей три вариационных параметра для биэкситона. Для простоты рассмотрены только первые три энергетических уровня экситона и биэкситона, чтобы построить квантовые переходы между этими квазичастицами. Получены соответствующие силы осцилляторов экситонных переходов, а именно для переходов биэкситон-экситон и экситон-основное состояние. Получены зависимости спектров изменения показателя преломления биэкситона от энергии фотона для однофотонных резонансов $\omega = \omega_{eg}$ и $\omega = \omega_{be}$, а также для двухфотонного резонанса $\omega = \omega_{bg}$. Было показано, что показатели преломления

бизекситона для основного и возбужденного уровней имеют одинаковые пики, однако спектры показателя преломления для возбужденных уровней смещены в сторону более высоких энергий. Кроме того, спектры показателя преломления для переходов $|01\rangle$ и $|10\rangle$ имеют несколько пиков. Было получено, что положение пика показателя преломления смещается в красную сторону с увеличением малого геометрического параметра эллипсоидальной КТ. Этот эффект можно объяснить тем, что с увеличением малой полуоси энергии экситона и бизекситона уменьшаются, а это уменьшение вызвано ослаблением электронно-дырочного кулоновского взаимодействия.

Исследование было проведено в рамках программы Faculty Research Funding, реализуемой фондом Enterprise Incubator Foundation (EIF) при поддержке PMI Science.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Nasilowski, P. Spinicelli, G. Patriarche, B. Dubertret. *Nano letters*, **15**, 3953 (2015).
2. D.B. Hayrapetyan. *J. Contemp. Phys.*, **42**, 292 (2007).
3. A.K. Atayan, E.M. Kazaryan, A.V. Meliksetyan, H.A. Sarkisyan. *J. Contemp. Phys.*, **45**, 126 (2010).
4. Y.Y. Bleyan, D.B. Hayrapetyan. *Physica B: Cond. Matter*, **632**, 413725 (2022).
5. G. Chen, T.H. Stievater, E.T. Batteh, X. Li, D.G. Steel, D. Gammon, D.S. Katzer, D. Park, L.J. Sham. *Phys. Rev. Letters*, **88**, 117901 (2002).
6. J.M. Villas-Bôas, S.E. Ulloa, A.O. Govorov. *Phys. Rev. Letters*, **94**, 057404 (2005).
7. D.B. Hayrapetyan. *Foundations*, **2**, 219 (2022).
8. T. Takagahara. *Phys. Rev. B*, **39**, 10206 (1989).
9. H. Wang, J. Shah, T.C. Damen, L.N. Pfeiffer. *Solid State Commun.*, **91**, 869 (1994).
10. S. Baskoutas, A.F. Terzis. *J. Appl. Phys.*, **98**, 044309 (2005).
11. K. Brunner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Tränkle, G. Weimann. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 1138 (1994).
12. J. He, W. Ji, J. Mi, Y. Zheng, J.Y. Ying. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 181114 (2006).
13. Y.C. Ker, J.H. Lin, W.F. Hsieh. *Japan. J. Appl. Phys.*, **42**, 1258 (2003).
14. I. Gerdova, A. Haache. *Opt. Commun.*, **26**, 205 (2005).
15. H. Kamada, H. Ando, J. Temmyo, T. Tamamura. *Phys. Rev. B*, **58**, 16243 (1998).
16. E. Hanamura. *Solid State Commun.*, **88**, 1073 (1993).
17. I. Abram. *Phys. Rev. B*, **28**, 4433 (1983).
18. S. Shojaei, A. Asgari, M. Kalafi. *Eur. Phys. J. B*, **72**, 211 (2009).
19. S. Shojaei. *Superlattices Microstruct.*, **82**, 357 (2015).
20. W. Xie. *Phys. B, Condens. Matter*, **407**, 2329 (2012).
21. Y.Y. Bleyan, P.A. Mantashyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan, G. Accorsi, S. Baskoutas, D.B. Hayrapetyan. *Nanomaterials*, **12**(9), 1412 (2022).
22. H.A. Sarkisyan. *Mod. Phys. Lett. B*, **18**, 443 (2004).
23. E.C. Niculescu, D. Bejan. *Phys. E: Low-Dimens. Syst. Nanostructures*, **74**, 51 (2015).
24. K.G. Dvoyan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, A.A. Tshantshapanyan. *Nanoscale Res. Lett.*, **2**, 601 (2007).
25. D.B. Hayrapetyan, K.G. Dvoyan, E.M. Kazaryan. *J. Contemp. Phys.*, **42**, 151 (2007).

26. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Physica E: Low-Dimens. Syst. Nanostructures, **75**, 353 (2016).
27. **H.A. Sarkisyan, D.B. Hayrapetyan, L.S. Petrosyan, E.M. Kazaryan, A.N. Sofronov, R.M. Balagula, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, A.A. Tonkikh.** Nanomaterials, **9**, 56 (2019).
28. **D.B. Hayrapetyan, Y.Y. Bleyan, D.A. Baghdasaryan, H.A. Sarkisyan, S. Baskoutas, E.M. Kazaryan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **105**, 47 (2019).
29. **W. Xie.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **43**, 1704 (2011).
30. **E. Rosenthaler, B. Vinter.** Optoelectronics, UK, Cambridge: Cambridge University Press, 2002.

**ԲԻԷՔՍԻՏՈՆԸ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԳԾԱՅԻՆ ԵՎ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԲԵԿՍԱՆ
ՑՈՒՑԻՉՆԵՐԻ ՓՈՓՈԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԷԼԻՊՍԱՐԴԱՅԻՆ
ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ**

3.3. ԲԼԵՅԱՆ

Կարիացին մեթոդի շրջանակներում հետազոտվել են բիէքսիտոնային վիճակները GaAs խիստ սեղմված էլիպսարդային քվանտային կետում հիմնական և գրգռված վիճակների համար: Բիէքսիտոնի փորձնական վարիացիոն ալիքային ֆունկցիան կառուցված է մեկմասնիկային ալիքային ֆունկցիաների վրա, որոնք ստացվել են երկրաչափական աղիաբատական մոտավորության շրջանակներում: Ստացվել են բիէքսիտոնի էներգիայի կախվածությունները էլիպսարդային քվանտային կետի տարբեր երկրաչափական պարամետրերից ինչպես հիմնական, այնպես էլ գրգռված վիճակների համար: Հաշվարկվել են բիէքսիտոնի գծային և ոչ գծային բեկման ցուցիչները մեկ- և երկֆուտոնային ռեզոնանսների համար ինչպես գծային առաջին կարգի և ոչ գծային երրորդ կարգի ընկալունակությունների իրական մասեր: Ստացվել են բիէքսիտոնի բեկման ցուցիչի փոփոխության սպեկտրերը մեկ- և երկֆուտոնային ռեզոնանսների համար հիմնական վիճակների միջև անցումների համար էլիպսարդային քվանտային կետի փոքր կիսառանցքի տարբեր արժեքների դեպքում:

INVESTIGATION OF BIEXCITON INDUCED LINEAR AND NONLINEAR REFRACTIVE INDEX CHANGES IN ELLIPSOIDAL QUANTUM DOT

Y.Y. BLEYAN

The biexciton states of the ground and excited levels in a GaAs strongly oblate ellipsoidal quantum dot are studied in the framework of the variational method. The trial variational wave function of the biexciton is constructed on the basis of single-particle wave functions, obtained in the scope of the adiabatic approximation. The biexciton energies for both ground and excited levels as a function of the ellipsoidal quantum dot's small semiaxis are obtained. The linear and nonlinear refractive indexes of the biexciton around one- and two-photon resonances are calculated as real parts of the first- and third-order nonlinear susceptibilities, respectively. The spectra of changes of the biexciton refractive index for transitions between ground states as a function of the photon energy are obtained for different values of the small semiaxis of the ellipsoidal quantum dot.

Известия НАН Армении, Физика, т.57, №4, с. 546–555 (2022)

УДК 539; 535

DOI:10.54503/0002-3035-2022-57.4-546

ОПТИЧЕСКАЯ И ЭПР-СПЕКТРОСКОПИЯ МОДИФИЦИРОВАННОГО МИКРОВОЛНОВЫМ МЕТОДОМ НАТУРАЛЬНОГО ЦЕОЛИТА

Н.Р. АГАМАЛЯН^{1*}, Г.Р. БАДАЛЯН¹, А.Т. ГЮЛАСАРЯН¹,
М.Н. НЕРСИСЯН¹, Г.Н. ЧИЛИНГАРЯН¹, А.С. СААКОВ²,
А.А. САРГСЯН³, В.В. БАГРАМЯН³

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Институт геологических наук НАН Армении, Ереван, Армения

³Институт общей и неорганической химии НАН Армении, Ереван, Армения

*e-mail: nataghram@gmail.com

(Поступила в редакцию 20 мая 2022 г.)

Исследованы образцы натурального (природного) цеолита из месторождения Нор-Кохб (Армения), а также химически и термически модифицированного микроволновым методом в сравнении с традиционным способом. Показано, что процесс микроволновой обработки протекает в 3 раза быстрее, чем традиционный. Рентгенодифракционный анализ показывает, что основным минералом в исследуемых образцах цеолита является клиноптилолит. По результатам оптической и ЭПР-спектроскопии выявлено наличие ионов Fe^{3+} в каркасных и внекаркасных позициях цеолита. Изучение спектров диффузного отражения позволило заключить, что цеолит является широкозонным материалом с шириной запрещенной зоны 4.14 эВ.

1. Введение

Задачей современной химии и материаловедения является разработка новых методов получения материалов с целью снижения энергетических расходов в технологических процессах. Весьма перспективным методом является микроволновая обработка, которая открывает новые возможности в технологии синтеза [1–3]. микроволновая обработка – эффективный способ получения и модификации неорганических материалов благодаря равномерному и быстрому нагреву реакционной смеси по всему объему, контролю за временем процесса, а также условиям высокой чистоты процесса.

Цеолиты представляют из себя алюмосиликатные кристаллические минералы природного происхождения с каркасной структурой, в которой имеются полости, занятые большими ионами и молекулами воды, причем и те и другие обладают значительной подвижностью, что обеспечивает возможность ионного обмена и обратимой дегидратации. Дегидратированные цеолиты способны

адсорбировать вместо воды другие вещества, на этих свойствах основано их применение в качестве сорбентов и ионообменников. Они применяются в нефтехимии как осушители газов и сред, для очистки питьевых и технических вод, для извлечения радионуклидов, в качестве катализаторов и т.д. [4].

Модифицировать цеолит можно разными способами, такими как обработка кислотой, основанием или солью, а также высокотемпературное прокаливание. Гибридный метод может сделать активацию цеолита более эффективной, чем другие. Целью настоящей работы является исследование природных (натуральных) и химически и термически модифицированных цеолитов для изучения их свойств методами рентгеновской дифракции, оптической и ЭПР-спектроскопии.

2. Экспериментальная часть

Микроволновую обработку цеолита осуществляли в бытовой микроволновой печи марки CE1073AR фирмы «Samsung», переделанной для проведения химических процессов, в открытой стеклянной колбе, снабженной обратным холодильником и мешалкой [5]. Условия синтеза: частота микроволн – 2.45 ГГц, мощность микроволновой печи 600 Вт. Состав вещества определяли физико-химическими методами анализа (весовым и спектроскопическим). Рентгенофазовый анализ образцов проводили порошковым методом на дифрактометре URD-63 с излучением CuKa, а дифференциальный термический анализ (ДТА) до температуры 1000°C – на дериватографе Q-1000 фирмы МОМ. Сканирующий электронный микроскоп (SEM) VegaTS-5130MM использовался при исследовании структуры поверхности для определения размера и текстуры частиц. Регистрация спектров диффузного отражения в УФ–видимой области проводилась с использованием спектрофотометра Specord M-40 с приставкой фотометрического шара в спектральной области 225–800 нм; в качестве эталона применялся порошкообразный MgO.

Содержание Fe³⁺ и других парамагнитных центров в цеолите изучали посредством ЭПР с использованием спектрометра ЭПР10-МИНИ (St. Petersburg Instruments) в X-диапазоне (~9.5 ГГц). Низкотемпературные измерения проводились в парах жидкого азота с использованием криостата, позволяющего проводить измерения от 85 К и выше. Измельченные образцы в виде порошка помещали в пробирки из плавленого кварца. Измерения проводились при следующих параметрах: частота: 9.29–9.5 ГГц (диапазон X), мощность микроволнового излучения: от 0.4 (при низких температурах) до 10 мВт (при комнатной температуре), амплитудная модуляцией 0.4 Гс для узких линий и 5 Гс для широких линий, постоянная времени 0.05 с.

3. Результаты и их обсуждение

Образцы натурального цеолита из месторождения Нор-Кохб (Ноемберянский район-Тавуш, Армения) были использованы при исследованиях. Согласно многочисленным данным, цеолит из этого месторождения преимущественно (от 56 до 85%) состоит из клиноптилолита (HEU-type zeolite) [6–8]. Природный

цеолит подвергали предварительной механической обработке путем измельчения гранул в ступке и просеивания. Затем порошок натурального цеолита очищали путем промывки дистиллированной водой и нагревали при 70°C в течение 8 часов при перемешивании со скоростью 500 об/мин для удаления водорастворимых примесей. Натуральный цеолит высушивали при температуре 105°C в течение 10 часов. Влажность определялась по потере веса в процессе высушивания, и она составила 5.3% уже после 7 часов.

Последующую обработку (модифицирование) натурального цеолита осуществляли двумя методами: традиционным и микроволновым. В обоих случаях 90 г натурального цеолита заливали 180 мл HCl (1М) и выдерживали в кислоте при постоянном перемешивании при 95°C/1.5 час в случае традиционной обработки и при мощности 600 Вт (при температуре кипения) в течение 30 мин при микроволновой обработке. Таким образом, при микроволновой обработке процесс протекал в 3 раза быстрее, чем при традиционной. Осадок тщательно отмывали от ионов Cl⁺ горячей (дистиллированной) водой, высушивали и подвергали термообработке на воздухе при 220°C в течение 2 час. Потери натурального цеолита после обработки составили 15.9%.

В табл.1. представлены результаты химического анализа состава натурального цеолита до и после обработки (микроволновой и традиционной). Соотношение молярных масс SiO₂/Al₂O₃ составило для образцов цеолита 9.51 до и 9.97 и 10.45 после обработки (соответственно микроволновой и традиционной). Такие значения характерны для армянских цеолитов из месторождения Нор-Кохб, имеющих большое содержание кремнезема (~10) [9].

Табл.1. Химический состав натурального цеолита из Кохба, а также подвергнутого микроволновой и традиционной обработке

	SiO ₂	Al ₂ O ₃	TiO ₂	Fe ₂ O ₃	FeO	CaO	MgO	P ₂ O ₅	MnO	Na ₂ O	K ₂ O	H ₂ O	ппп*	Сумма
Натуральный цеолит SiO ₂ /Al ₂ O ₃ =4.9	67.17	13.63	0.2	0.98	0.28	4.6	1.67	0.04	0.02	0.45	1.02	2.34	7.6	100.0
Традиционная обработка SiO ₂ /Al ₂ O ₃ =6.2	71.1	11.49	0.2	0.85	0.56	3.04	1.89	0.04	0.07	0.4	1.07	3.01	6.21	100.0
Микроволновая обработка SiO ₂ /Al ₂ O ₃ =6.5	73.65	11.36	0.15	1.0	0.56	3.43	2.11	0.05	0.14	0.5	1.23	3.62	2.15	100.0

*потери при прокаливании

Морфологию поверхности и текстуру частиц исследовали с помощью SEM в спрессованной из натурального цеолита таблетке (рис.1). Для простоты измерения принято, что частицы сферической формы, и средний диаметр частиц составлял ~2.5–2.6 мкм.

Термогравиметрические измерения (ДТА–ТГ) проводились на образцах натурального цеолита. Как показали результаты ТГ-измерений, потеря массы при нагреве до ~1000°C была непрерывной за счет дегидратации. На кривой ДТА наблюдается эндотермический пик в интервале температур от комнатной до 350°C, и видно, что вода из цеолитов удаляется ступенчато, причем большая

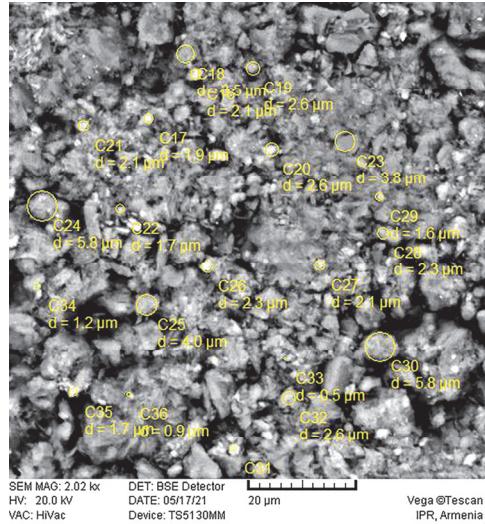


Рис.1. Микрофотография поверхности спрессованного в таблетку натурального цеолита в сканирующем электронном микроскопе.

часть удаляется при температуре 162°C. Алюмосиликатный каркас цеолитов, состоящий из тетраэдров AlO_4 и SiO_4 , имеет внутренние каналы и полости, которые могут содержать ионы, атомы и молекулы веществ, в том числе воды. Гидроксильные группы сосредоточены на поверхностях тетраэдров AlO_4 и SiO_4 . Согласно работе [10], за потерю массы ответственны гигроскопическая вода (25–100°C) и слабосвязанная вода (100–200°C). В работе [11] сообщается о двух формах воды, существующих в структуре силикатных минералов, таких как клиноптиолит – молекулярной воде и гидроксильных OH-группах, которые удаляются соответственно при температурах ниже 100°C и выше 400°C. Как следует из рис.2, на кривых ДТА наблюдаются также экзотермические пики, которые связаны со структурными изменениями в цеолите [12].

Минералогический анализ, проведенный с помощью рентгеновской дифракции в работе [13], в которой исследовался в том числе цеолит из месторождения

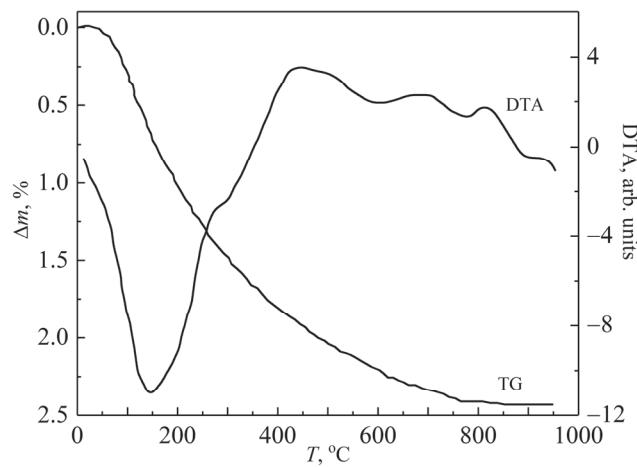


Рис.2. Кривые ДТА–ТГ образцов натурального цеолита.

Нор-Кохб, показал, что образцы цеолита состоят примерно на 80–90% из клиноптилолита. На рис.3а,б,с показаны XRD-спектры исследуемых порошкообразных образцов натурального цеолита до обработки и после обработки микроволновым и традиционным методами.

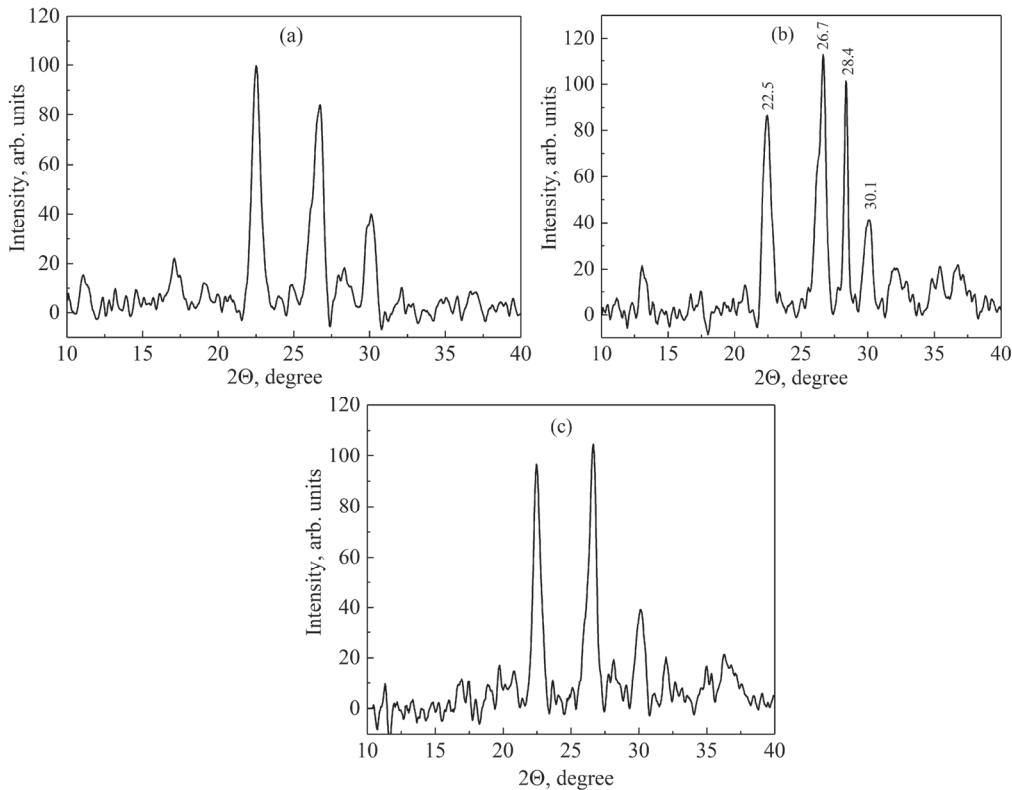


Рис.3. XRD картина порошкообразного натурального цеолита (а) до обработки и после обработки (б) микроволновым и (с) традиционным методами.

По сравнению с необработанным цеолитом при его термическом и химическом модифицировании происходит перераспределение интенсивности основных рефлексов. При микроволновой обработке видно заметное усиление рефлекса на 28.4° . Похожая картина с усилением этого рефлекса наблюдалась в работе [13] при тепловой обработке цеолита (клиноптилолита) из месторождения Нор-Кохб при температуре 700°C в течение 10 часов.

Оптические свойства натурального цеолита были получены посредством спектроскопии диффузного отражения в УФ–видимом диапазоне на образцах цеолита в области длин волн 225–800 нм (рис.4а). Коэффициент отражения натурального цеолита был высоким в области видимого света с плавным снижением в УФ-диапазоне. Все образцы демонстрируют полосу поглощения с максимумом на длине волны ~ 250 нм, который является характерным пиком поглощения для

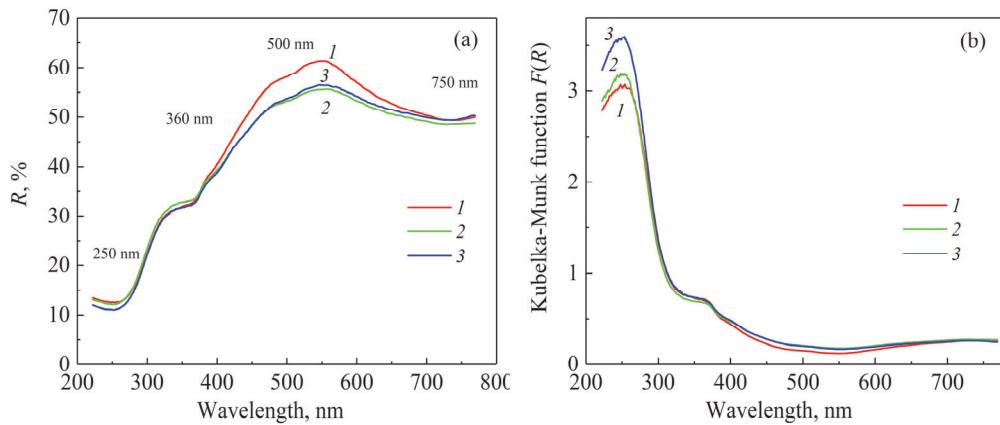


Рис.4. Спектры (а) диффузного отражения (R) и (б) поглощения (функция Кубелки–Мунка $F(R)$) порошкообразных образцов цеолита: 1 — натурального цеолита до обработки, 2 и 3 — после обработки микроволновым и традиционным способами, соответственно.

цеолитов. Эта полоса поглощения в коротковолновой области присуща различным типам цеолитов, и, вероятно, возникает в результате переноса заряда кислорода на катионы Al^{3+} . В формировании края фундаментального поглощения могут также участвовать ионы железа. Полосы поглощения на ~ 360 и ~ 500 нм, обнаруженные в спектрах диффузного отражения всех трех образцов цеолита, указывают на тот факт, что в материале присутствует железо, что согласуется с результатами химического анализа, а также с данными ЭПР спектроскопии (см. ниже). В работе [14] при изучении натурального цеолита (клиноптиолита) и модифицированного железом в спектрах поглощения первую полосу связывают с переносом заряда кислорода на катионы Fe^{3+} в октаэдрической координации, а вторую — с наличием внекаркасных олигомеров FeO_x .

В спектрах поглощения (рис.4б), пересчитанным из спектров R по формуле Кубелки–Мунка $F(R)$, преобладали интенсивные полосы переноса заряда с лиганда на металл (полосы LMCT с максимумом на длине волны 250 нм). Другие полосы поглощения на более низких частотах (λ_{\max} при ~ 360 и ~ 500 нм) имели очень низкую интенсивность. За полосу, край которой виден на длинноволновом участке спектра, по-видимому, ответственны ионы Fe^{2+} , и максимум которой приходится на ИК участок спектра.

Чтобы рассчитать ширину запрещенной зоны E_g , коэффициент диффузного отражения R преобразуется в эквивалентный коэффициент поглощения с использованием модифицированной функции Кубелки–Мунка $F(R)$, задаваемой уравнением

$$F(R) = (1-R)^2/2R, \quad (1)$$

где функция Кубелки–Мунка $F(R)$ пропорциональна коэффициенту поглощения α . С помощью формулы (1) получено представленное на рис.4б поглощение.

Ширина запрещенной зоны E_g материала может быть легко получена путем

экстраполяции линейной части до пересечения зависимости $(\alpha h\nu)^{1/n}$ от $h\nu$ с осью энергии $h\nu$ падающего света:

$$F(R) h\nu = A(h\nu - E_g)^n, \quad (2)$$

где A — коэффициент пропорциональности, связанный с природой материала, h — постоянная Планка и $n = 1/2$ для прямых разрешенных переходов и $n = 2$ для непрямых переходов, соответственно.

На рис.5 представлены полученные с помощью спектров диффузного отражения и расчетов по формулам (1) и (2) кривые зависимости $(F(R) h\nu)^2$ от энергии света $h\nu$, из которых экстраполяцией линейного участка кривых до их пересечения с осью $h\nu$ определены значения ширины запрещенной зоны для исследуемых образцов натурального и модифицированного цеолита. Видно, что значения E_g практически не отличаются для всех трех случаев исследуемого цеолита и составляют ~ 4.14 эВ, и таким образом, цеолит является широкозонным материалом.

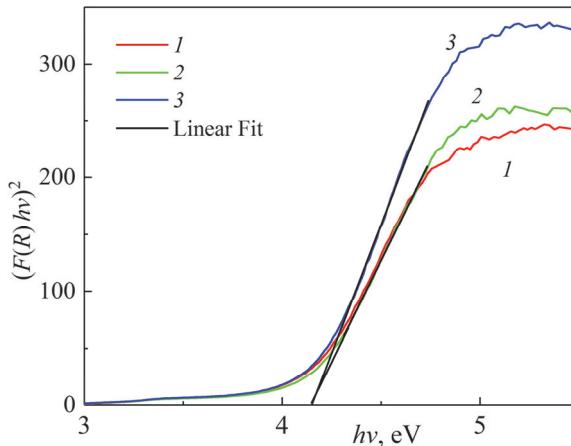


Рис.5. Кривые зависимости $(F(R) h\nu)^2$ от энергии света $h\nu$ для образцов натурального цеолита до обработки (1) и после обработки микроволновым (2) и традиционным (3) методами, соответственно.

Обычно, интерпретация ЭПР-спектров ионов Fe^{3+} в цеолитах затруднена из-за наложения различных сигналов. Известно, что ЭПР-спектры цеолитов, специально легированных железом, состоят из двух групп сигналов: один в области низких полей при $g \approx 4.3$, приписываемый к ионам Fe^{3+} в октаэдрическом окружении в каркасных и внекаркасных позициях; другая группа с широким сигналом с $g \approx 2.0$ – 2.7 связывается с междуузельным железом, а сигнал с $g \approx 2.005$ представляет вклад кластеров железа в позициях обменных катионов [15–17].

На рис.6а представлены спектры ЭПР сигналов образцов исследуемого цеолита, полученные в парах жидкого азота (85 K), до обработки (кривая 1) и соответственно после модификации микроволновым и традиционным способами (кривые 2 и 3, соответственно). Широкий и асимметричный сигнал в диапазоне от 1000 до 2500 Гц (кривая 2) с центром $g \approx 4.3$ явно состоит из двух наложенных

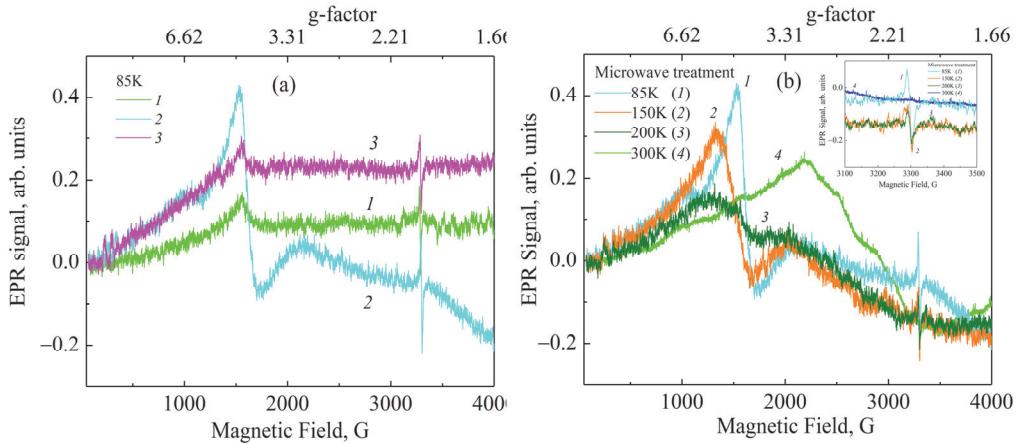


Рис.6. ЭПР-спектры образцов цеолита, полученные в (а) парах жидкого азота (85К) до обработки (1) и соответственно после микроволновой и традиционной обработки (2 и 3), и (б) в температурном интервале от 85 до 300К для модифицированного цеолита микроволновым методом. На вставке показана температурная зависимость ЭПР-сигнала с $g \approx 2$.

друг на друга сигналов разной ширины и формы, что особенно заметно для образцов цеолита, активированных по микроволновой технологии, (кривая 2); на двух других кривых форма сигнала просто асимметричная. Идентификация сигналов укладывается в описываемую выше картину, кроме узкого пика с $g \approx 2$ в области частоты 3300 Гц. Похожий узкий сигнал наблюдался нами в работе [18] для обсидиана с малым содержанием железа, где его происхождение связывается с наличием немостиковых кислородных дырочных центров NBOHC. Они являются типичным дефектом в многокомпонентных силикатных стеклах [19,20].

На рис.6б представлены температурные зависимости ЭПР сигналов в области от 85 К до комнатной для модифицированных микроволновым методом образцов цеолита, где видна динамика перераспределения интенсивности ЭПР-сигналов от температуры.

4. Заключение

Методами рентгеновской дифракции, оптической и ЭПР-спектроскопии исследованы природные (натуральные) цеолиты из месторождения Нор-Кохб (Армения), а также химически и термически модифицированные микроволновым и традиционным методами. Показано, что при микроволновой обработке процесс протекал в 3 раза быстрее, чем при традиционной. Рентгеноdifракционный анализ показывает, что клиноптилолит является основным минералом в исследуемых образцах. Результаты оптической и ЭПР-спектроскопии выявили наличие ионов Fe^{3+} в каркасных и внекаркасных позициях. Изучение спектров диффузного отражения цеолитов позволило заключить, что цеолит является широкозонным материалом со значением ширины запрещенной зоны $E_g \approx 4.14$ эВ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках научного проекта №21Т-2F024 «Исследование полупрозрачных темно-серых обсидианов из армянских месторождений под воздействием гамма-облучения».

ЛИТЕРАТУРА

1. **H. Brittany.** Microwave Synthesis Chemistry at the Speed of Light. CEM Publishing, USA, 2002.
2. **Д.Л. Рахманкулов, И.Х.Бикбулатов, Н.С. Улаев, С.Ю. Шавшукова.** Микроволновое излучение и интенсификация химических процессов, Химия, Москва, 2003.
3. **Б. Тамуна, Р.Х. Хамизов, М.Д. Бавижев, М.А. Конов.** Сорбционные и хроматографические процессы, **16**, 803 (2016).
4. **Г.В. Цицишвили, Т.Г. Андроникашвили, Г.Н. Киров, Л.Д. Филозова.** Природные цеолиты. Москва: Химия, 1985.
5. **A.A. Sargsyan, V.V. Bagramyan, N.B. Knyazyan, R.K. Ovsepyan, N.R. Agamalyan, G.R. Badalyan.** J. Contemp. Phys., **55**, 360 (2020).
6. **D. Moraetis, G.E. Christidis, V. Perdikatsis.** American Mineralogist, **92**, 1714 (2007).
7. **H. Yeritsyan, V. Harutiunian, V. Gevorkyan, N. Grigoryan, E. Hakhverdyan, S. Nikoghosyan, A. Sahakyan, R. Gevorgyan, H. Sargsyan, Y. Keheyian.** CEJP, **3**, 623 (2005).
8. **Р.Р. Григорян, Л.А. Вартикан, Т.А. Гарибян, А.О. Саргсян.** Химический журнал Армении, **59**, 70 (2006).
9. **I.Kh. Petrosov, R.T. Jrbashyan, A.Kh. Mnatsakanian.** Main Zeolite Deposits of Armenia. National Academy of Science Institute of Geology, Yerevan, 1999.
10. **N. Mansouri, N. Rikhtegar, H.A. Panahi, F. Atabi, B.K. Shahraki.** Environment Protection Engineering, **39**, 139 (2013).
11. **O. Korkuna, R. Leboda, J. Skubiszewska-Zięba, T. Vrublewska, V.M. Gun'ko, J. Ryczkowski.** Microporous and Mesoporous Materials, **87**, 243 (2006).
12. **R.G. Gevorkyan, H.H. Sargsyan, G.G. Karamyan, Y.M. Keheyian, H.N. Yeritsyan, A.S. Hovhannesyan, A.A. Sahakyan.** Chem. Erde, **62**, 237 (2002).
13. **G.E. Christidis, D. Moraetis, E. Keheyian, L. Akhalbedashvili, N. Kekelidze, R. Gevorkyan, H. Yeritsyan, H. Sargsyan.** Applied Clay Science, **24**, 79 (2003).
14. **M. Saramok, A. Szymaszek, M. Inger, K. Antoniak-Jurak, B. Samojeden, M. Motak.** Catalysts, **11**, 450 (2021).
15. **L. Akhalbedashvili, R. Kvatašidze, L.N. Todradze, N. Janashvili, S. Jalaghania, N. Gagniashvili.** Sciences of Europe, **33**, 30 (2018).
16. **G. Petcu, E.M. Anghel, S. Somacescu, S. Preda, D.C. Culita, S. Mocanu, M. Ciobanu, V. Parvulescu.** J. Nanoscience and Nanotechnology, **20**, 1158 (2020).
17. **A.M. Ferretti, L. Forni, C. Oliva, A. Ponti.** Res. Chem. Intermed., **28**, 101 (2002).
18. **N.R. Aghamalyan, Y.A. Kafadaryan, A.A. Manukyan, H.T. Gyulasaryan, H.A. Smbatyan, V. Szilágyi, I. Harsányi, K. Gmélings.** J. Contemp. Phys., **56**, 13 (2021).
19. **Y. Sakurai, K. Nagasawa.** J. Non-Crystalline Solids, **277**, 82 (2000).
20. **K. Kadono, N. Itakura, T. Akai, M. Yamashita, T. Yazawa.** J. Non-Crystalline Solids, **356**, 232 (2010).

**ՄԻԿՐՈԱԼՔԱՅԻՆ ՄԵԹՈԴՈՎ ՓՈՓՈԽՎԱԾ ԲՆԱԿԱՆ ԶԵՈԼԻՏԻ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԵՎ ԵՊՐ ՄՊԵԿՏՐՈՍԿՈՊԻԱ**

Ն.Ռ. ԱՂԱՄԱԼՅԱՆ, Գ.Ռ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Ա.Տ. ԳՅՈՒԼԱՍԱՐՅԱՆ, Մ.Ն. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ,
Գ.Ն. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ, Ա.Ս. ՍԱԱԿՈՎ, Ա.Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Վ.Վ. ԲԱՂՐԱՄՅԱՆ

Ուսումնասիրվել են Նոր-Կոխբ (Հայաստան) հանքավայրի բնական ցեղիսի նմուշները, ինչպես նաև քիմիապես և զերմային ձևափոխված նմուշներ ավանդական մեթոդով և միկրոալիքային եղանակով: Ցույց է տրվում, որ միկրոալիքային մշակման պրոցեսը 3 անգամ ավելի արագ է ընթանում, քան ավանդականը: Ունենալու դիֆրակցիոն անալիզը ցույց է տալիս, որ հետազոտված ցեղիսի նմուշներում հիմնական միներալը կլինոպթիլիտն է: Օպտիկական և ԷՊՌ սպեկտրոսկոպիայի արդյունքներով պարզվել է Fe^{3+} իոնների առկայությունը ցեղիսի ցանցային և արտացանցային դիրքերում: Ցրված անդրադարձման սպեկտրների ուսումնասիրությունը թույլ տվեց եղակացնել, որ ցեղիսի հանդիսանում լայնաշերտ նյութ 4.14 էՎ արգելված գոտինվ:

**OPTICAL AND EPR SPECTROSCOPY OF NATURAL ZEOLITE
MODIFIED BY MICROWAVE-ASSISTED METHOD**

N.R. AGHAMALYAN, G.R. BADALYAN, H.T. GYULASARYAN, M.N. NERSISYAN,
G.N. CHILINGARYAN, A.S. SAAKOV, A.A. SARGSYAN, V.V. BAGHRAMYAN

Natural zeolite samples from the Nor-Kokhb deposit (Armenia), as well as chemically and thermally modified by the microwave method, were studied in comparison with the traditional one. It is shown that the microwave treatment process proceeds 3 times faster than the traditional one. XRD analysis shows that the main mineral in the studied zeolite samples is clinoptilolite. According to the results of optical and EPR spectroscopy, the presence of Fe^{3+} ions in the framework and extraframework positions of the zeolite was revealed. The study of the diffuse reflectance spectra made it possible to conclude that the zeolite is a wide-gap material with a band gap of 4.14 eV.

Известия НАН Армении, Физика, т.57, №4, с. 556–562 (2022)

УДК 534.2, 534-13, 537.5
DOI:10.54503/0002-3035-2022-57.4-556

ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА РАДИАЛЬНЫЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ГРАДИЕНТ ГАЗА ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА

А.Г. МКРТЧЯН, Г.Ф. ХАЧАТРЯН, Л.Ш. ГРИГОРЯН,
Г.А. АРУТИОНЯН, Л.Э. ХАЧИКЯН, А.Р. АРАМЯН*

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения

*e-mail: aramyan.artur@gmail.com

(Поступила в редакцию 7 июля 2022 г.)

Экспериментально показано, что увеличение интенсивности стоячей звуковой волны в разрядной трубке приводит к уменьшению температуры газа на оси положительного столба разряда аргона и росту температуры газа на стенке трубы вследствие возникновения вихревого движения в поле звуковой волны. При этом уменьшается радиальный перепад температур по радиусу положительного столба.

1. Введение

Плазма, с которой мы сталкиваемся в природе или в лабораторных условиях, характеризуется параметрами, отличающимися в различных случаях на много порядков. Большой научный и практический интерес представляет исследование распределения заряженных частиц, в частности, электронов по радиусу положительного столба тлеющего разряда. Ведь именно по форме профиля радиального распределения концентрации электронов на оси положительного столба, можно судить о степени сжатия разряда или наоборот, о степени однородности заполнения разрядом трубы.

Взаимодействие акустических волн с заряженными частицами исследуется долгое время и имеется большое количество опубликованных работ. Эти работы можно разделить на два направления. Первое направление — воздействие акустических волн на совокупность заряженных частиц или на плазму. К ним относятся, например, влияние на такие параметры плазмы, как напряженность электрического поля внутри плазмы, распределение концентрации заряженных частиц, которое тесно связано с температурой газа [1,2]. Акустические волны также могут воздействовать на совокупность заряженных частиц и вызывать излучение электромагнитных волн в различных диапазонах — от УНЧ до светового [3–5]. Второе направление — влияние плазмы на параметры акустических волн, например, усиление звука и нестабильности в плазме [6].

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты исследования градиента температуры в газоразрядной плазме.

2. Эксперимент и результаты

При исследовании взаимодействия звуковых волн с плазмой самым непредсказуемым результатом оказалось значительное уменьшение температуры газа в плазме звуком. Явление уменьшения температуры газа в разряде под влиянием звуковой волны может оказывать положительное воздействие на работу газоразрядных лазеров. В частности, следует отметить, что эффективность работы лазеров на углекислом газе в значительной степени зависит от температуры газа в разряде. Для поддержания высокой степени инверсии в активной среде CO_2 — лазеров температура газа должна быть достаточно низкой, лазерная мощность резко снижается, и при $T > 600\text{--}650$ К генерация с ростом температуры вообще прекращается [7]. Обеспечение достаточно быстрого теплоотвода является необходимым условием работы лазера на углекислом газе. При постоянном разрядном токе и давлении газа в камере уменьшение температуры газа приводит к повышению коэффициента полезного действия и мощности излучения лазера. Рассмотренный здесь способ уменьшения температуры газа в разряде может быть достаточно эффективно использован для увеличения мощности излучения в существующих лазерах и при проектировании новых.

Измерения температуры газа выполнялись по схеме, приведенной на рис.1. Температура газа измерялась двумя термопарными датчиками с кварцевым защитным покрытием. Датчики располагались на стенке и на оси трубы на расстоянии 15 см от анода. Э.д.с. от термопар измерялась измерительным контроллером для термопарных датчиков.

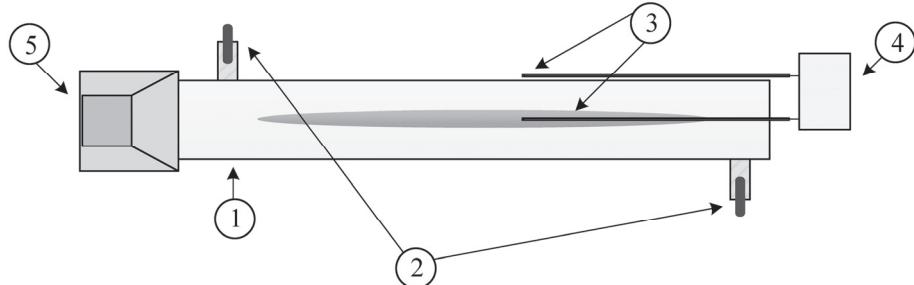


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – кварцевая разрядная трубка, 2 – электроды, 3 – термопарные датчики, 4 – измерительный контролёр для термопарных датчиков, 5 – Извлекатель акустических волн.

Экспериментальные исследования показывают, что создание звуковой волны резонансной частоты в разряде аргона приводит к уменьшению температуры газа на оси положительного столба, т.е. звуковая волна приводит к охлаждению газа.

С ростом интенсивности звука, как видно из рис.2 и рис.3, эффект охлаждения газа звуком на оси ПС проявляется сильнее. На рис.2 кривые 1 и 2 характеризуют изменение температуры газа на оси разряда, 3 и 4 — на стенке трубы. Кривые 1 и 3 получены при давлении аргона в трубке 110 мм рт. ст. и разрядном

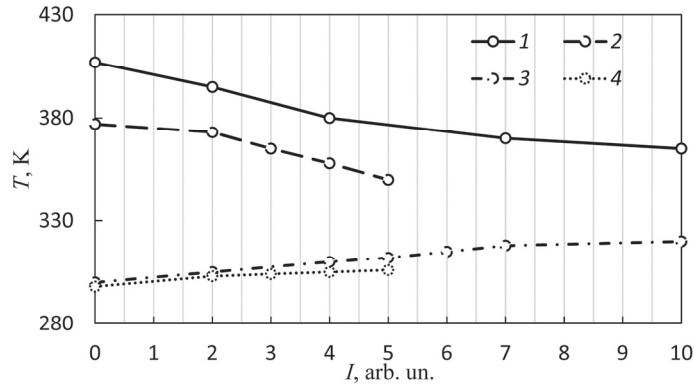


Рис.2. Графики зависимости температуры газа от интенсивности звука, при постоянном разрядном токе 60 мА: 1 — на оси разряда при давлении 110 мм рт. ст., 2 — 60 мм рт. ст., 3 — на стенке трубы при давлении 110 мм рт. ст., 4 — 60 мм рт. ст.

токе в отсутствие звука 60 мА, температура газа на оси разряда уменьшается от 407 до 365 К при увеличении интенсивности звука до 85 дБ, температура на стенке трубы при этом повышается на 20°. Кривые 2 и 4 — при 60 мм рт. ст. и токе 60 мА.

На рис.3 представлены зависимости температуры газа на оси разряда и стенке трубы от интенсивности звука при частоте 190 Гц, давлении аргона в трубке 110 мм рт. ст. и постоянном разрядном токе. Кривые 1 и 3 получены при постоянном разрядном токе 90 мА во всем диапазоне измерения интенсивности звука. Кривые 2 и 4 — при 60 мА. Из графиков следует, что температура газа на оси при токе 90 мА уменьшилась с 432 до 390 К, а при 60 мА с 403 до 360 К. На стенке трубы при разрядном токе 90 мА температура повышается от 305 до 335 К, а при 60 мА от 308 до 320 К. Таким образом, перепад температур газа между осью разряда и стенкой трубы под влиянием звуковой волны уменьшается при разрядном токе 90 мА, с 127 до 55° т.е. в 2.3 раза, а в случае 60 мА с 75

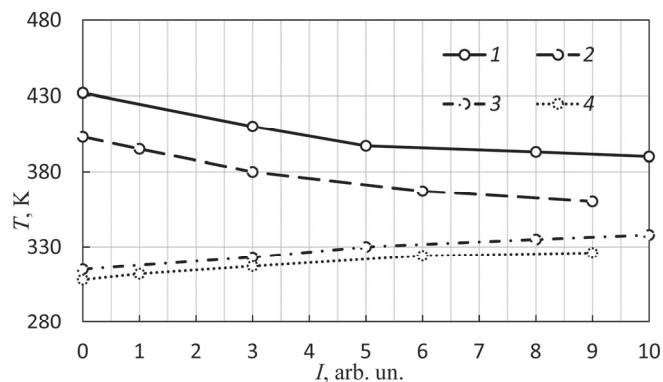


Рис.3. Графики зависимости температуры газа от интенсивности звука при давлении аргона в трубке 110 мм рт. ст.: 1 — на оси разряда при токе 90 мА, 2 — на оси при 60 мА, 3 — на стенке трубы при токе 90 мА, 4 — на стенке трубы при 60 мА.

до 40° т.е. в 1.9 раза. Зависимости перепада температур ΔT между осью и стенкой разрядной трубки от интенсивности звука, построенные из рис.2 и рис.3, представлены на рис.4, рис.5 и рис.6. Кривая 1 на рис.4 соответствует давлению 110 мм рт. ст., 2 — 80 мм рт. ст., 3 — 60 мм рт. ст.

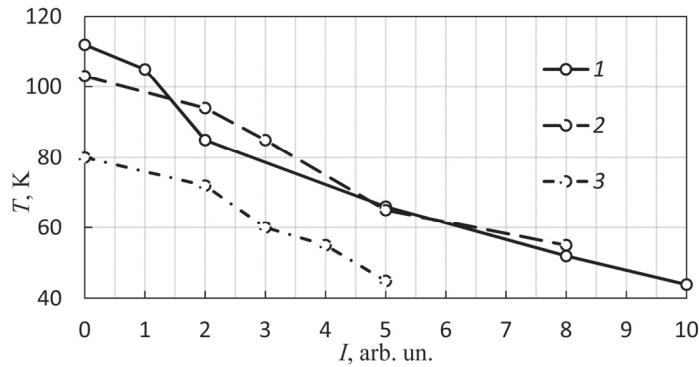


Рис.4. Зависимости разности температуры ΔT между осью и стенкой разрядной трубы от интенсивности звука. Кривые: 1 — давление 110 мм рт. ст., 2 — 80 мм рт. ст., 3 — 60 мм рт. ст. Температура на оси: 1 — 407 К, 2 — 403 К, 3 — 360 К. Разрядный ток 60 мА.

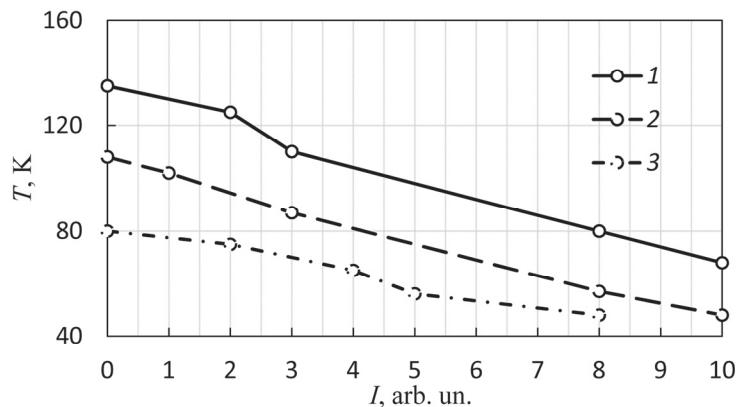


Рис.5. Зависимости разности температуры ΔT между осью и стенкой разрядной трубы от интенсивности звука. Кривые: 1 — разрядный ток 90 мА, 2 — 60 мА, 3 — 30 мА. Температуры на оси: 1 — 449 К, 2 — 408 К, 3 — 373 К. Давление газа 110 мм рт. ст.

Температура на оси в разряде без звука составляла: кривая 1 — $T_0 = 407$ К, 2 — $T_0 = 403$ К, 3 — $T_0 = 380$ К. Разрядный ток $I_p = 60$ мА. Как видно из графиков, с ростом интенсивности звуковой волны ΔT падает. Уменьшение ΔT в поле звуковой волны проявляется сильнее с ростом давления. Такое поведение градиента температуры газа в поле звуковой волны с повышением давления в разряде, по-видимому, можно объяснить тем, что поперечная неоднородность плазменного столба с ростом P усиливается, что приводит к более сильному проявлению акустического течения [8].

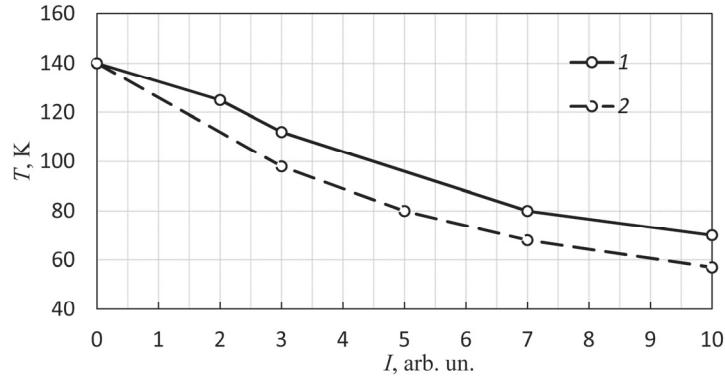


Рис.6. Зависимости разности температуры ΔT между осью и стенкой разрядной трубы от интенсивности звука. Кривые: 1 — разрядный ток 90 мА, $P = 110$ мм рт. ст., $T_0 = 449$ К; 2 — 90 мА (без звука), $P = 110$ мм рт. ст., $T_0 = 433$ К, $W \sim 250$ Вт.

В подтверждение к этому на рис.5 приведены графики зависимости ΔT от интенсивности звука для разных значений разрядного тока: 1 — 90 мА, $P = 110$ мм рт. ст., $T_0 = 449$ К; 2 — 60 мА, $P = 110$ мм рт. ст., $T_0 = 408$ К; 3 — 30 мА, $P = 110$ мм рт. ст., $T_0 = 373$ К. Из рис.5 видно, что при токе 90 мА уменьшение с ростом интенсивности звука проявляется сильнее, чем при токе 30 мА.

На рис. 6 приведены зависимости разности температуры между осью разрядной трубы и стенкой от интенсивности звука. Кривая 1 для условий, когда разрядный ток $I_p = 90$ мА и давление газа $P = 110$ мм рт. ст. поддерживаются постоянными, температура газа без звука $T_0 = 449$ К, кривая 2 соответствует условию, когда вкладываемая в разряд мощность поддерживается постоянной ($W \sim 250$ Вт), I_p и T_0 в разряде без звука соответственно 90 мА и 449 К. Как видно из приведенного рисунка, эффект уменьшения градиента температуры газа в поле звуковой волны наблюдается как в условиях, когда разрядный ток поддерживается постоянным, так и в случае, когда поддерживается неизменной мощность, вкладываемая в разряд. Можно говорить о сильно выраженном механизме охлаждения газа звуком при этих условиях.

3. Обсуждение

Механизм, объясняющий охлаждение газа звуком, основан на вихревом движении газа (акустическом течении). По своей природе акустическое течение — это медленное регулярное вихревое движение среды на фоне быстрого колебательного движения в звуковой волне, т.е. характерный временной период τ_s вихревого движения в акустическом ветре много меньше периода волны $1/\omega$: $\tau_s \ll 1/\omega$. Возможность образования акустического ветра в стоячей волне связана с поперечной неоднородностью акустического поля. В разрядной трубке неоднородность акустического поля образуется, во-первых, из-за сильного температурного градиента вдоль радиуса трубы и, во-вторых, из-за пограничного слоя около стенок,

где скорость движения уменьшается от значения в звуковой волне до нуля вблизи стенок. Во втором случае эффективный потенциал действует только в пограничном слое, создавая в нем акустическое течение, а последнее из-за вязкого трения на границе пограничного слоя возбуждает течение в остальной части трубы с той же продольной скоростью течения. В условиях нашего эксперимента скорость такого течения $U_0 \sim 10^{-6}$ см/с, что не может привести к увеличению процессов переноса. Таким образом, образование заметного акустического ветра возможно только за счет сильного температурного градиента вдоль радиуса трубы. Образование акустического течения, т.е. вихревого потока в среде в поле стоячей неоднородной звуковой волны, открывает дополнительный канал переноса частиц и энергии вдоль радиуса трубы.

Таким образом, уменьшение температуры газа на оси разряда можно объяснить возникновением стационарного вихревого движения в разряде в поле звуковой волны. Наличие такого движения приводит к перемешиванию газа по сечению трубы, сопровождаемому уменьшением радиального градиента температуры газа. Уменьшение радиального градиента температуры газа, при фиксированном давлении, вследствие зависимости $P = NkT$ приведет к более однородному распределению плотности газа по радиусу положительного столба. При этом более однородным будет также распределение параметра E/N , определяющего основные характеристики разряда, по радиусу трубы. Вследствие этого уменьшится также неоднородность распределения концентрации электронов по сечению положительного столба, т.е. возрастает диаметр видимой границы положительного столба [9]. Все это признаки расширения разряда, что и наблюдается на эксперименте.

В силу нелинейной связи n_e и T должно происходить также изменение других параметров разряда, таких как проводимость, ток и напряжение, что также наблюдается экспериментально при создании звуковой волны в разряде.

4. Заключение

Учитывая сделанные в данной работе обсуждения и приведенные результаты, можно сделать следующие выводы:

Экспериментально показано, что увеличение интенсивности стоячей звуковой волны в разрядной трубке приводит к уменьшению температуры газа на оси положительного столба разряда аргона и росту температуры газа на стенке трубы вследствие возникновения вихревого движения в поле звуковой волны. При этом уменьшается радиальный перепад температур по радиусу положительного столба. Эффекты охлаждения газа и уменьшения радиального градиента температуры газа в разряде звуком проявляются сильнее с ростом интенсивности звука и разрядного тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Antinyan, G.A. Galechyan, L.B. Tavakalyan. *Acta Acustica*, **82**, 619 (1996).
2. G.A. Galechyan. *Physics–Uspekhi*, **38**, 1309 (1995).
3. Y.G. Rapoport, O.K. Cheremnykh, V.V. Koshovy, M.O. Melnik, E.N. Tkachenko. *Annales Geophysicae*, **35**, 53 (2017).
4. Yu.A. Kopytenko, V.S. Ismaguilov, K. Hattori, M. Hayakawa. *Geophys. Res. Abstracts*, **5**, 06751, EGS, Nicca, 2003.
5. A.H. Mkrtchyan, L.Sh. Grigoryan, H.F. Khachatryan, S.G. Bilen, M. Parrot, A.V. Sargsyan, A.R. Aramyan. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **47**, 118 (2019).
6. U. Ingard. *Phys. Rev.*, **145**, 41 (1966).
7. Ya.B. Zel'dovich, Yu.P. Raizer. *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Dover Publications Inc., 2003.
8. L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Fluid Mechanics*, Oxford, Pergamon Press, 1987.
9. A.R. Aramyan, R.A. Aramyan, G.B. Hovhannesyan. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **47**, 5222 (2019).

ՀԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԴՐԱԿԱՆ ՍՅԱՆ
ԳԱԶԻ ՋԵՐՄԱՍԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳՐԱԴԻԵՆՏԻ ՎՐԱ

Ա.Հ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Հ.Ֆ. ԽԱՇԱՏՐՅԱՆ, Լ.Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ,
Գ.Ա. ՀԱՐՈՒՆՅԱՆ, Լ.Է. ԽԱՇԻԿՅԱՆ, Ա.Ռ. ԱՐԱՄՅԱՆ

Փորձնականորեն ցույց է տրվել, որ ձայնային ալիքի դաշտում մրրկած շարժման պատճառով պարպման խողովակում կանգուն ձայնային ալիքի ինտենսիվության բարձրացումը հանգեցնում է զազի ջերմաստիճանի նվազմանը, արգնային պարպման դրական այան առանցքի վրա իսկ խողովակի պատի վրա զազի ջերմաստիճանի բարձրացմանը: Այս դեպքում դրական այան շառավղով ջերմաստիճանի գրադիենտը նվազում է:

EFFECT OF SOUND WAVE ON THE GAS RADIAL TEMPERATURE GRADIENT OF POSITIVE COLUMN

A.H. MKRTCHYAN, H.F. KHACHATRYAN, L.SH. GRIGORYAN,
G.A. HARUTYUNYAN, L.E. KHACHIKYAN, A.R. ARAMYAN

It has been experimentally shown that an increase in the intensity of a standing sound wave in the discharge tube leads to a decrease in the gas temperature on the axis of the positive column of the argon discharge and an increase in the gas temperature on the tube wall due to the occurrence of vortex motion in the field of the sound wave. In this case, the radial temperature gradient decreases along the radius of the positive column.

ЭЛЕКТРОИСКРОВОЙ СИНТЕЗ ПОРОШКА α -WC И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ ОТЖИГЕ

А.В. АГАНЯН¹, А.Н. АВАГЯН², А.К. КОСТАНЯН²,
Л.А. ПЕТРОСЯН³, С.Г. МАНУКЯН¹, В.С. АРУТЮНЯН^{3*}

¹Наноцентр «Huyle», Ереван, Армения

²Институт общей и неорганической химии НАН Армении, Ереван, Армения

³Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

* e-mail: vharut@ysu.am

(Поступила в редакцию 5 июля 2022 г.)

В данной работе предложен способ синтеза порошка α -WC методом электроискрового разряда, где в качестве электродных материалов использованы WC – 8% Co (анод) и W (катод), а в качестве диэлектрической жидкости использована деионизированная вода. Синтезированный порошок после высушки был подвергнут термическому отжигу в воздушной атмосфере при температурах 250, 400 и 600°C в течение 2 ч с целью анализа его термической стабильности и выявления возможных температурно-зависимых фазовых переходов. Фазовый состав, морфология и размеры частиц синтезированного порошка и порошков, подвергнутых термическому отжигу, были исследованы методами порошковой рентгеновской дифракции и сканирующей электронной микроскопии. Синтезированный порошок содержит две фазы: доминирующую фазу α -WC и фазу α -W₂C. При температуре отжига 600°C обе фазы α -WC и α -W₂C практически полностью переходят в фазу CoWO₄. Обсуждены процессы формирования фазовых компонент синтезированного порошка и перехода этих компонент в фазу CoWO₄ в результате термического отжига.

1. Введение

Метод электроискрового разряда широко используется для нанесения покрытий WC–Co на поверхность стали [1–5], Ni [6], Ti [7], сплавов на основе Mg [8] и других типов материалов [8] для улучшения их устойчивости к коррозии и износу. В частности, нанесение покрытий WC–Co на поверхность режущих, шлифовальных и формообразующих инструментов приводит к значительному повышению их стойкости к коррозии и износу, что делает их работу более эффективной в условиях высоких давлений и температур. Электроды и микроэлектроды WC–Co эффективно используются в процессах электроэррозионной обработки (резка, сверление, формовка) твердосплавных композитов на основе

WC и других материалов [9,10]. Другим важным практическим применением электродов WC–Co является их использование в электроискровом синтезе WC содержащих порошков в различных жидкых диэлектрических средах, в частности, таких как техническое масло [11], вода [12], водные растворы глицерина [12]. Электроды WC–Co обычно изготавливают из сплава WC–Co с содержанием Co от 6 до 12 масс.%.

При электроискровом синтезе порошков с высоким содержанием WC, кроме электродов WC–Co [11,12], использовались также комбинации пар электродов W–W [13,14] и W–C (графит) [15–17]. В этом методе синтеза порошков с высоким содержанием WC в качестве жидкых диэлектрических сред использовались индустриальное масло [11,13,14], этанол [15,16], керосин [17] и деионизированная вода [12,17]. Важно отметить, что в упомянутых выше исследованиях [11–17], независимо от типа применяемых электродов, жидкой диэлектрической среды и использованных технологических параметров синтеза, в синтезированных порошках WC формировался со структурой β -WC фазы с кубической кристаллической решеткой. Фаза β -WC, для которой в литературе также используется обозначение WC_{1-x} [15,17], термодинамически стабильна при высоких температурах $> 2789\text{K}$ [17], однако, может проявлять постсинтезную стабильность и при комнатных температурах благодаря формированию вnanoструктурном состоянии [15–17]. При электроискровом разряде температура на поверхности электродов и в диэлектрической жидкости между электродами повышается до $\sim 10^4\text{ K}$ с очень высокой скоростью $10^6\text{--}10^9\text{ K s}^{-1}$. [12]. Высокая температура на этом уровне приводит к мгновенной термической эрозии электродов, что создает условия для образования в диэлектрической жидкости частиц фазы β -WC (из молекул и частиц W и C в расплавленном и паровом состояниях) при быстром понижении максимальной температуры разряда до температуры затвердевания этой фазы 3028 K [17].

В то же время представляет большой практический интерес разработка технологий синтеза методом электроискрового разряда также порошков карбида вольфрама с высоким содержанием α -WC фазы, имеющей гексагональную кристаллическую решетку. С одной стороны, этот интерес обусловлен более широким технологическим применением порошков α -WC фазы по сравнению с порошками β -WC фазы. С другой стороны, разработка технологий для синтеза чистых порошков α -WC фазы или порошков с высоким содержанием α -WC фазы методом электроискрового разряда расширит наши знания в направлении контролируемого синтеза порошков WC с определенной/требуемой полиморфной структурой.

В данной работе предложен способ прямого синтеза порошка α -WC методом электроискрового разряда. В качестве электродных материалов использованы WC–8% Co (анод) и W (катод), а в качестве диэлектрической жидкости использована деионизированная вода. Синтезированный порошок после сушки был подвергнут термическому отжигу в воздухе при температурах 250, 400 и 600°C

с целью анализа его термической стабильности и выявления возможных температурно-зависимых фазовых переходов. Фазовый состав, морфология и размеры частиц синтезированного порошка и порошков, подвергнутых термическому отжигу, были исследованы методами порошковой рентгеновской дифракции и сканирующей электронной микроскопии.

2. Эксперимент

2.1. Синтез и постсинтезный термический отжиг порошка WC

Схема экспериментальной установки, использованной для синтеза порошка WC методом электроискрового разряда, представлена на рис.1. Установка состоит из следующих основных элементов для реализации процесса синтеза: генератора импульсов разряда, электродов, стеклянного сосуда, содержащего рабочую жидкость с погруженными электродами, и системы водяного охлаждения. Разряд создавался между двумя электродами: катодом W и анодом WC-8%Co, в котором WC имеет структуру α -WC фазы. В качестве рабочей жидкости было использовано 0.3 л деионизированной воды. Синтез порошка WC основан на электроэррозии электродов [11].

Процесс синтеза порошка WC осуществлялся методом электроискрового разряда согласно экспериментальной схеме, представленной на рис.1. После серии экспериментов с целью получения синтезированных порошков с высоким содержанием фазы α -WC была установлена следующая оптимизированная комбинация технологических параметров: энергия разрядного импульса 0.13 Дж, длительность разрядного импульса 30 мкс и частота разрядов 1 Гц. Синтезированный порошок формировался в рабочей жидкости.

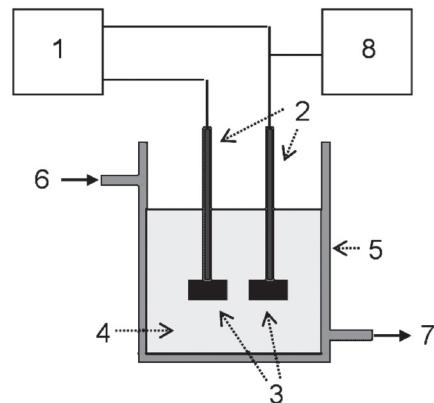


Рис.1. Схема экспериментальной установки для синтеза порошка WC методом электроискрового разряда: 1 – генератор импульсов разряда, 2 – держатели электродов, 3 – электроды (анод WC-8%Co и катод W), 4 – рабочая жидкость (деионизированная вода), 5 – сосуд с рабочей жидкостью и погруженными электродами, 6 и 7 – вход и выход для жидкости в системе водяного охлаждения, 8 – осциллограф для контроля разрядного напряжения и тока.

После отстаивания синтезированный порошок был отделен от рабочего раствора декантацией и затем трижды промыт деионизированной водой. Для исследования аналитическими методами полученный порошок был подвергнут сушке в сушильном шкафу при температуре 120°C до постоянного веса. Из высушенного порошка были отобраны три пробы и подвергнуты термическому отжигу в муфельной печи при температурах 250, 400 и 600°C в течение 2 ч.

2.2. Методы исследования полученных образцов

Фазовый состав образцов был исследован методом порошковой рентгеновской дифракции. Рентгенодифракционные спектры были зарегистрированы на дифрактометре МД-10 с источником рентгеновского излучения CuK α в диапазоне 20 углов $15^\circ < 2\theta < 70^\circ$.

Электронно-микроскопические изображения порошковых образцов были получены на сканирующем электронном микроскопе ВЕГА ТС 5130ММ при ускоряющем напряжении 20 кВ.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Рентгенодифракционные измерения

На рис.2 представлены рентгенодифракционные спектры синтезированного порошка и порошков, подвергнутых термическому отжигу при температурах 250, 400 и 600°C. Спектр, зарегистрированный от синтезированного порошка, показывает образование двух фаз. Первой, доминирующей фазой является фаза

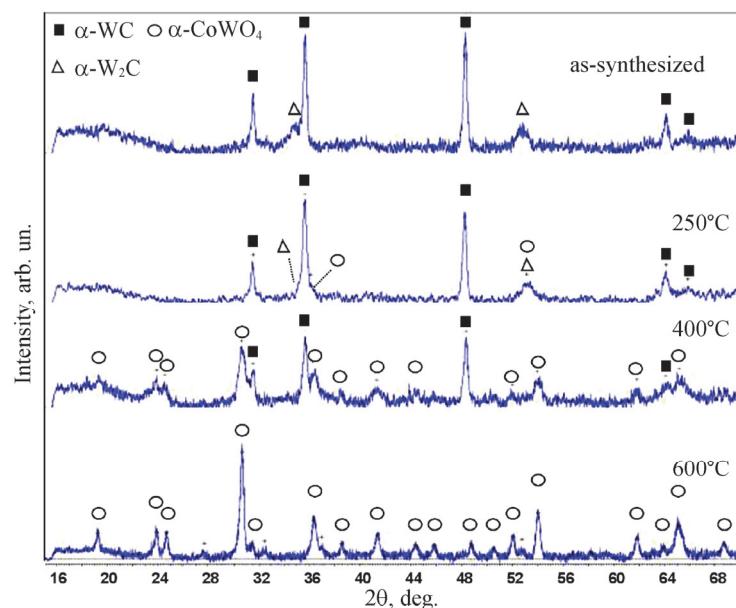


Рис.2. Рентгенодифракционные спектры синтезированного порошка и порошков, подвергнутых термическому отжигу при температурах 250, 400 и 600°C в течение 2 ч.

карбида вольфрама α -WC, идентифицированная по порошковому дифракционному файлу ICDD PDF № 25-1047, а второй фазой является α -фаза полукарбида вольфрама α -W₂C, идентифицированная по порошковому дифракционному файлу ICDD PDF № 35-0776. Фаза CoWO₄, сформировавшаяся в отожженных порошках, идентифицирована по порошковому дифракционному файлу ICDD PDF № 15-0867.

Из сравнительного анализа спектров, приведенных на рис.2 следует, что:

1. синтезированный порошок содержит две фазы: фазу α -W₂C и доминирующую фазу α -WC;
2. с повышением температуры отжига относительное содержание фазы α -WC в отожженных порошках уменьшается, а при температуре отжига 600°C эта фаза исчезает;
3. отжиг при температуре 250°C приводит к уменьшению α -W₂C, которая исчезает при более высоких температурах отжига 400 и 600°C;
4. отжиг при температуре 250°C приводит к образованию новой фазы CoWO₄, относительное содержание которой увеличивается с повышением температуры отжига;
5. при самой высокой температуре отжига 600°C обе фазы α -WC и α -W₂C практически полностью переходят в фазу CoWO₄.

Фазовые составы исследованных порошковых образцов, установленные из рентгенодифракционных спектров, представлены в табл.1.

С использованием рентгеновского спектра синтезированного порошка (рис.2), из угловых уширений дифракционных пиков фазы α -W₂C с угловыми положениями $2\theta = 34.76^\circ$ (отражение 001) и $2\theta = 52.71^\circ$ (отражение 102) рассчитано, что размеры частиц этой фазы ~0.3 мкм.

Табл.1. Фазовые составы исследованных порошковых образцов

Образец	Фазовый состав
синтезированный	α -WC, α -W ₂ C
отожженный при 250°C в течение 2 ч	α -WC, α -W ₂ C, CoWO ₄
отожженный при 400°C в течение 2 ч	α -WC, CoWO ₄
отожженный при 600°C в течение 2 ч	CoWO ₄

3.2. Электронно-микроскопические исследования

Электронно-микроскопические изображения, полученные от разных фракций синтезированного порошка и порошков, отожженных при температурах 250°C и 400°C, имели практически одинаковые особенности как по дисперсии частиц по размерам, так и по морфологии. На рис.3а и б представлены элек-

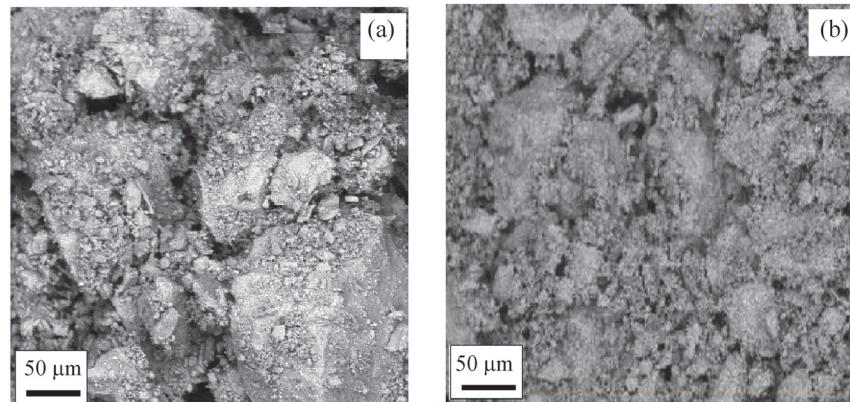


Рис.3. Электронно-микроскопические изображения синтезированного порошка (а) и порошка, отожженного при температуре 600°C в течение 2ч (б).

тронно-микроскопические изображения, полученные от синтезированного порошка и порошка, отожженного при температуре 600°C. На рис.4 представлены электронно-микроскопические изображения, полученные с большим увеличением от порошков, отожженных при температурах 250°C (рис.4а), 400°C (рис.4б) и 600°C (рис.4с). Из анализа электронно-микроскопических изображений, представленных на рис.3 и 4, и других изображений, не включенных в настоящую статью, следует, что:

1. в синтезированном порошке и во всех порошках, подвергнутых отжигу, размер частиц практически варьируется в одном и том же широком диапазоне $\approx 0.3\text{--}150$ мкм;
2. в синтезированном порошке и во всех порошках, подвергнутых отжигу, частицы размером от ≈ 1 до ≈ 150 мкм имеют неправильную форму;
3. в синтезированном порошке и во всех порошках, подвергнутых отжигу, частицы с размерами в пределах $\approx 0.3\text{--}1$ мкм имеют как неправильную, так и округлую форму, однако, доля этих частиц с округлой формой в порошке,

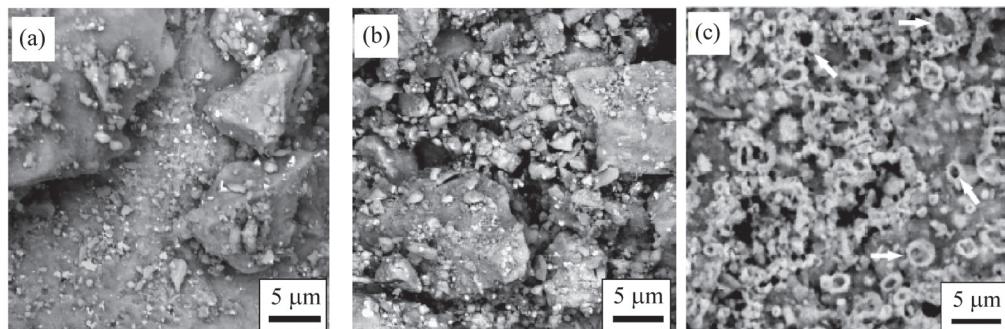


Рис.4. Электронно-микроскопические изображения порошков, отожженных в течение 2 ч при температурах 250°C (а), 400°C (б) и 600°C (с). На рисунке (с) белые стрелки указывают на некоторые агломераты частиц торOIDальной формы.

- отожженном при температуре 600°C, значительно больше, чем в синтезированном порошке и порошках, отожженных при температурах 250°C и 400°C;
4. в порошке, отожженном при температуре 600°C, часть малых частиц с размерами \approx 0.3–1 мкм образует многочисленные агломераты размером до 50 мкм, предположительно, под действием сил Ван-дер-Ваальса, а другая часть этих частиц плотно покрывает поверхность крупных частиц порошка (рис.3б);
 5. в порошке, отожженном при температуре 600°C, большое число агломератов малых округлых частиц имеет торOIDальную форму с размером/диаметром в диапазоне \approx 1–4 мкм (рис.4с).

Из сопоставления данных, полученных методами рентгеновской дифракции и электронной микроскопии, следует, что в синтезированном порошке доминирующая фаза α -WC содержится с объемной долей \approx 90% и состоит из частиц неправильной формы с размерами в диапазоне \approx 1–150 мкм, в то время как фаза α -W₂C содержится с объемной долей \approx 10% и состоит из частиц преимущественно округлой формы с размерами \sim 0.3 мкм.

3.3. Механизмы образования фаз в исследованных порошках

В процессе электроискрового разряда длительность одиночного импульса разряда может варьироваться от микросекунд до миллисекунд [13,15,17], поэтому синтез порошкообразных материалов в системе «электроды–диэлектрическая жидкость» характеризуется высокими скоростями нагрева и охлаждения и коротким изотермическим периодом выдержки максимальной температуры в канале разряда. При электроискровом разряде между электродами образуется плазменный канал с высокой температурой \sim 10⁴ К и давлением до \approx 300 МПа [12,18]. Независимо от типа электродов и диэлектрической жидкости среды, под действием высокой температуры и давления плазмы происходит эрозия поверхностных слоев электродов в жидкую (расплавленная фаза), паровую и твердую фазы [19]. Среди этих фаз, паровая фаза состоит из пузырьков пара, образующихся в результате кавитационного процесса. Эти пузырьки пара, предположительно, заполнены растворенным в рабочей жидкости воздухом, мельчайшими каплями этой жидкости, а также испаренными молекулами и наноразмерными частицами материалов электродов. Окончание импульса разряда приводит к быстрому падению температуры, коллапсу плазмы в канале разряда и затвердеванию/осаждению частиц синтезированных соединений из жидкой и паровой фаз. При электроэррозии электродов WC-Co в воде, формирующиеся из жидкой фазы частицы имеют форму, близкую к сферической, с размерами в диапазоне от нескольких микрон до \approx 60 мкм [12,18,19]. Формирующиеся из паровой фазы частицы имеют субмикронные размеры, круглую форму и образуют характерные агломераты [12,18,19]. В отличие от частиц, выпадающих из жидкой и паровой фаз, твердые частицы, образующиеся в результате эрозии электродов, имеют неправильную форму и могут достигать больших размеров \sim 150 мкм. Эти частицы неправильной формы образуются в результате хрупкого разрушения преимущественно поверхностного слоя материала анода при термических

напряжениях, вызванных процессом разряда [19]. При электроэррозии электродов WC-Co в воде, как на размеры, так и на относительные объемные доли частиц, выпадающих из жидкой, паровой и твердой фаз, сильное влияние оказывают особенно длительность и энергия импульса электроискрового разряда [18]. При этом в диапазоне частот разряда до ≈ 1600 Гц удельная эрозия (т.е. количество порошка, синтезируемого в результате эрозии электродов за единицу времени) с увеличением частоты разрядов возрастает практически линейно [18]. Это означает, что закономерности физико-химических процессов эрозии материалов электродов при единичном импульсе разряда циклически повторяются при чередовании импульсов, чем обеспечиваются равные аддитивные количественные вклады импульсов в общее количество синтезированного порошка.

С целью сравнительного анализа в табл.2 представлены данные экспериментальных параметров и фазовых составов порошков, синтезированных методом электроискрового разряда, в литературных публикациях [11,12,18,20] и настоящей работе. В этой таблице приведены следующие главные экспериментальных данные: материалы электродов (катода и анода), тип использованной диэлектрической рабочей жидкости; длительность (τ), энергия (E) и мощность (P) единичного импульса разряда и фазовый состав синтезированного порошка. Мощность P единичного импульса разряда определяется как отношение энергии импульса к его длительности:

$$P = E/\tau. \quad (1)$$

Параметр P является важным физическим параметром процесса электроискрового разряда, количественно характеризующим интенсивность выделения тепловой энергии (т.е. тепловой энергии, выделяемой за единицу времени) в канале разряда. Из физических соображений логично предположить, что именно от этого параметра зависит максимальный уровень температуры, достигаемый в канале разряда, т.е. увеличение мощности импульса P приводит к повышению максимума температуры разряда на поверхностях электродов и в рабочей жидкости в межэлектродной области. В табл.2 значения параметра P рассчитаны согласно уравнению (1) с использованием соответствующих данных параметров τ и E , приведенных в той же таблице. Данные табл.2 показывают, что в экспериментах с использованием органических рабочих жидкостей: глицеринового раствора [12], технического масла [11], керосина и этанола [20], α -WC фаза формируется при относительно большей величине мощности импульса разряда $P=13$ кВт [20], т.е. предположительно при относительно большей температуре в канале разряда. Эта тенденция сохраняется и в экспериментах (см. табл.2), в которых в качестве рабочей жидкости была использована вода, т.е. α -WC фаза формируется при относительно больших величинах мощности импульса разряда: $P = 13$ кВт в работе [20] и $P = 43.3$ кВт в настоящей работе. В этом контексте, важно отметить, что в порошках, синтезированных в работе [20], относительная объемная доля α -WC фазы по сравнению с другими фазами очень мала ($\sim 5\%$), в то время как в порошке, синтезированном в нашем эксперименте, α -WC фаза является доминирующей (≈ 90 объемных %). Это можно объяснить тем, что мощность импульсов

Табл.2. Данные экспериментальных параметров и фазовых составов порошков, синтезированных методом электроискрового разряда, в литературных публикациях и настоящей работе. Пояснения к данным таблицы: ДРЖ – диэлектрическая рабочая жидкость, τ – длительность импульса разряда, E – энергия импульса разряда, P – мощность импульса разряда, г-в раст. – водный раствор глицерина, тех. масло – техническое масло

Электроды *	ДРЖ	τ , мкс.	E , Дж	P , кВт	Фазовый состав	Ссылка
WC-Co / WC-Co	г-в раст.	300	0.9	3.0	β -WC, W ₂ C, W	[12]
WC-Co / WC-Co	тех. масло	30	0.25	8.3	β -WC, W ₂ C	[11]
WC-Co / WC-Co	керосин	200	2.6	13.0	β -WC, W ₂ C, Co ₆ W ₆ C	[20]
WC-Co / WC-Co	этанол	200	2.6	13.0	β -WC, α -WC, W ₂ C, CoO	[20]
WC-Co / WC-Co	вода	300	0.9	3.0	W ₂ C, W	[12]
WC-Co / WC-Co	вода	120	0.64	5.3	β -WC, W ₂ C, W, Co	[18]
WC-Co / WC-Co	вода	200	2.6	13.0	α -WC, W ₂ C, W, WO ₃	[20]
W / WC-Co	вода	30	1.3	43.3	α -WC, W ₂ C	наст. раб.

* В работах [11,12,18] и в настоящей работе использовались электроды состава WC-8%Co, а в работе [20] – состава WC-6%Co. Во всех этих электродах карбид вольфрама содержался со структурой α -WC фазы

разряда $P = 43.3$ кВт в нашем эксперименте намного превосходила мощность импульсов $P=13$ кВт в работе [20].

Известно, что повышение энергии импульса разряда (т.е. увеличение мощности импульса и, как следствие, повышение температуры в канале разряда) приводит к возрастанию в синтезированном порошке доли частиц неправильной формы, которые образуются в результате высокотемпературной эрозии (хрупкого разрушения) материала электродов под воздействием возникающих больших термических напряжений [19]. Из вышеприведенных доводов и результатов, представленных в разделе 3.2, можно заключить, что в порошке, синтезированном в нашем эксперименте, доминирующая фаза α -WC (с частицами неправильной формы и высоким объемным содержанием $\approx 90\%$) была сформирована в результате высокотемпературной эрозии материала анода WC-8%Co благодаря высокой мощности импульсов разряда $P = 43.3$ кВт (см. табл.2). Вторая фаза в этом порошке, фаза α -W₂C, состоящая из частиц субмикронных размеров (см. разд.3.1), предположительно была сформирована в результате конденсации из паровой фазы в канале разряда. При этом в состав этой паровой фазы предположительно определенный вклад мог иметь также W, испарившийся от катода.

Из порошков, отожженных при температурах 250, 400 и 600°C, наибольший практический интерес представляет порошок, отожженный при температуре 600°C, так как он практически полностью состоит из фазы CoWO₄. Формирование фазы CoWO₄ в результате отжига синтезированного порошка WC–W₂C в воздушной среде при температуре 600°C обусловлено процессами термической декарбонизации и окисления фазовых компонент порошка WC и W₂C. При этом

источником кобальта при формировании фазы CoWO_4 предположительно являются ультрадисперсные частицы Co, растворенные в исходных фазовых компонентах WC и W_2C при их формировании в процессе электроискрового разряда [18]. Из-за специфических оптических, электрических, магнитных и химических свойств соединения CoWO_4 [21], в последние годы ведутся интенсивные исследования с целью разработки различных эффективных методов синтеза этого вещества и его практических применений.

Результаты настоящей работы представляют определенный практический интерес для синтеза порошков фазы $\alpha\text{-WC}$ с применением метода электроискрового разряда и синтеза порошков CoWO_4 с последовательным применением методов электроискрового разряда и термического отжига.

4. Заключение

С применением метода электроискрового разряда разработан способ синтеза порошка с высоким объемным содержанием фазы $\alpha\text{-WC}$ ($\approx 90\%$). Высокое содержание фазы $\alpha\text{-WC}$ в синтезированном порошке достигается благодаря такому подбору значений энергии и длительности импульса разряда, при которых мощность импульса достигает высокого уровня $P = 43.3 \text{ кВт}$. Механизм формирования фазы $\alpha\text{-WC}$ в синтезированном порошке обусловлен высокотемпературной эрозией преимущественно материала анода WC-8%Co благодаря достигнутой в эксперименте высокой мощности импульсов разряда.

При температуре отжига 600°C практически полный переход обеих $\alpha\text{-WC}$ и $\alpha\text{-W}_2\text{C}$ фаз синтезированного порошка в фазу CoWO_4 обусловлен процессами термической декарбонизации и окисления этих компонент. При этом источником кобальта при формировании фазы CoWO_4 предположительно являются ультрадисперсные частицы Co, растворенные в исходных фазовых компонентах $\alpha\text{-WC}$ и $\alpha\text{-W}_2\text{C}$ при их формировании в синтезированном порошке в процессе электроискрового разряда.

Результаты настоящей работы представляют определенный практический интерес для синтеза порошков фазы $\alpha\text{-WC}$ с применением метода электроискрового разряда и синтеза порошков CoWO_4 с последовательным применением методов электроискрового разряда и термического отжига.

Авторы выражают глубокую благодарность Г. Бадаляну (лаборатория материаловедения ИФИ НАН РА, Аштарак, Армения) за помощь при регистрации электронно-микроскопических изображений. Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках научного проекта № 21Т-1С324.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Burkov, S.A. Pyachin. J. Mater. Engineer. Perform., **23**, 2034 (2014).
2. E.G. Grigoryev, K.L. Smirnov, E.L. Strizhakov, S.V. Neskoromniy. J. Phys.: Conf. Ser., **1393**, 012084 (2019).
3. A.V. Ribalko, O. Sahin. Surf. Coat. Technol., **201**, 1724 (2006).
4. Yu.G. Tkachenko, O.I. Tolochyn, V.F. Britun, D.Z. Yurchenko. Powder Metall. Met.

- Ceramic., **58**, 692 (2020).
5. **J.S. Wang, H.M. Meng, H.Y. Yu, Z.S. Fan, D.B. Sun.** Int. J. Miner. Metall. Mater., **16**, 707 (2009).
 6. **E.I. Zamulaeva, E.A. Levashov, A.E. Kudryashov.** Metallurgist, **55**, 628 (2012).
 7. **S.J.R. Arab, H. Aghajani.** J. Tribol., **141**, 051605 (2019).
 8. **A.T. Tabrizi, M. Pouzesh, F.F. Laleh, H. Aghajani.** Powder Metall. Prog., **20**, 30 (2020).
 9. **K. Kumar, U. Batra.** Mater. Today: Proceed., **18**, 2970 (2019).
 10. **G. Bhaduria, S.K. Jha, B.N. Roy, N.S. Dhakry.** Mater. Today: Proceed., **5**, 24760 (2018).
 11. **V.I. Marusina, G.A. Iskhakova, V.N. Filimonenko, V.I. Sindeev.** Powder Metall. Met. Ceram., **30**, 417 (1991).
 12. **M. Dvornik, E. Mikhailenko, S. Nikolenko, N. Vlasova, A. Skiruta.** Mater. Res. Express, **7**, 096504 (2020).
 13. **G.A. Iskhakova, V.I. Marusina.** Powder Metall. Met. Ceram., **28**, 749 (1989).
 14. **V.I. Marusina, G.A. Iskhakova, Kh.M. Rakhimyanov.** Powder Metall. Met. Ceram., **31**, 870 (1992).
 15. **V.S. Burakov, N.A. Savastenko, N.V. Tarasenko, E.A. Nevar.** J. Appl. Spectrosc., **75**, 114 (2008).
 16. **V.S. Burakov, A.V. Butsen, V. Bruser, F. Harnisch, P.Y. Misakov, et al.** J. Nanopart. Res., **10**, 881 (2008).
 17. **M.R. Shabgard, A.F. Najafabadi.** Adv. Powder Technol., **25**, 937 (2014).
 18. **М.И. Дворник, А.Д. Верхотов, Т.Б. Ершова, В.И. Палажченко.** Электрон. Обраб. Матер., **2**, 14 (2005).
 19. **M.I. Dvornik.** Int. J. Refract. Met. Hard Mater., **28**, 523 (2010).
 20. **M.R. Shabgard, F. Kabirinia.** Mater. Manufact. Proc., **29**, 1269 (2014).
 21. **E. Bandiello, P. Rodriguez-Hernandez, A. Munoz, M.B. Buenestado, C. Popescu, D. Errandonea.** Mater. Adv., **2**, 5955 (2021).

ELECTROSPARK SYNTHESIS OF α -WC POWDER AND STUDY OF ITS PHASE TRANSFORMATIONS UPON ANNEALING

A.V. AGANYAN, A.N. AVAGYAN, A.K. KOSTANYAN,
L.A. PETROSYAN, S.G. MANUKYAN, V.S. HARUTYUNYAN

In this paper, we propose an approach for the direct synthesis of α -WC powder by the electrospark discharge method. WC–8% Co (anode) and W (cathode) were used as electrode materials, and deionized water was used as a dielectric liquid. After drying, the synthesized powder was subjected to thermal annealing in atmospheric air at temperatures of 250, 400, and 600°C for 2 h in order to analyze its thermal stability and possible temperature-dependent phase transitions. The phase composition, morphology, and particle sizes of the synthesized powder and powders subjected to thermal annealing were studied by powder X-ray diffraction and scanning electron microscopy techniques. The synthesized powder contains two phases: the dominant α -WC phase (≈ 90 vol.%) and the α -W₂C phase. At annealing temperature of 600°C, both α -WC and α -W₂C phases almost completely transform into the CoWO₄ phase. The processes of formation of the phase components of the synthesized powder and the transition of these components to the CoWO₄ phase as a result of thermal annealing are discussed.

ВЛИЯНИЕ ВОЗДУШНОГО ПУЗЫРЯ НА ОРИЕНТАЦИЮ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

А.Л. МАРГАРЯН^{1*}, Н.Г. АКОПЯН¹, В.К. АБРААМЯН¹, Г.М. СТЕПАНЯН¹,
В.В. БЕЛЯЕВ^{2,3}, М.В. ЕРМАКОВА², В.И. МАЩЕНКО², В.А. ЖАЧКИН²

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Московский государственный областной университет, Москва, Россия

³Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

*e-mail: marhakob@ysu.am

(Поступила в редакцию 24 августа 2022 г.)

Ориентированные жидкокристаллические ячейки в скрещенных поляризаторах имеют однородный вид без приложения электрического поля. Но при приложении напряжения может наблюдаться мозаичная текстура с участками различной ориентации молекул ЖК. Плавное и последовательное передвижение образовавшегося в процессе изготовления ячейки воздушного пузыря позволило получить однородную ориентационную картину. Показано, что поверхностное натяжение пузыря сравнимо с силой сцепления молекул ЖК с ориентирующим покрытием.

1. Введение

Ориентирование молекул жидкого кристалла (ЖК) является одной из основных технологических операций при изготовлении оптических элементов на основе ЖК. Традиционные методы ориентирования [1-3] основаны на нанесении поверхностно-активного вещества, затирке или косом напылении ориентирующего слоя. Натирка, даже хорошо контролируемая, создает дефекты, которые становятся серьезной проблемой по мере уменьшения размера пикселя. Одним из примеров являются многодоменные вертикально ориентированные нематические ЖК-дисплеи [2]. Многие другие ЖК технологии требуют прецизионного ориентирования директора ЖК молекул. Огромное количество работ направлено на разработку жидкокристаллических технологий, не требующих натирки ориентирующего покрытия. Было предложено два бесконтактных метода. В одном используются ионные пучки [3], в другом – лазерное излучение (метод фотоориентирования (photoalignment)) [1,4]. Оба метода позволяют получить качество ориентирования лучшее, чем при механической затирке. Однако метод, использующий ионный пучок, требует высокого вакуума и является дорогостоящим, а методы фотоориентирования, не требующие вакуума, менее затратны.

Следующей важной технологической задачей является заполнение ячеек жидкокристаллическим веществом. При заполнении ЖК ячейки по ее апертуре

может сформироваться неоднородно ориентированная структура. Это может быть связано с разнонаправленностью потока ЖК в ячейке и с тем, что угол наклона молекул, формируемый в потоке ЖК, может не соответствовать граничным условиям ориентации на поверхности подложек ячейки или на их ориентирующих покрытиях. На ориентирование директора ЖК могут повлиять и такие внешние факторы, как частицы пыли или ACM-зонд [5,6].

Ориентированные ЖК-ячейки имеют однородный вид без приложения напряжения. Но при подаче напряжения может наблюдаться мозаичная текстура с участками различной ориентации. Одним из способов решения такой проблемы является многократное переключение напряжения. В данной работе рассмотрен эффект, который можно использовать как альтернативный метод достижения однородного ориентирования ЖК. Описано, как образовавшийся во время заполнения ячейки воздушный пузырь, при последовательном плавном перемещении улучшает ориентирование молекул ЖК по всей площади ячейки. Показано, что поверхностное натяжение пузыря сравнимо с силой сцепления молекул ЖК с поверхностью подложки.

2. Эксперимент

Для изготовления ЖК ячейки использованы две кварцевые подложки диаметром 25 мм и толщиной 3 мм, покрытые графеном в качестве прозрачного проводящего покрытия. На внутренние поверхности подложек методом центрифугирования нанесен слой фотоориентируемого полимера, и планарная ориентация записана с помощью поляризованного лазерного излучения на длине волны 325 нм. В качестве спейсера использована полиэтиленовая пленка толщиной 100 мкм, на которую наложен контактный слой в виде медной фольги толщиной 50 мкм. В результате толщина ячейки составила 150 мкм. Ячейка заполнена жидким кристаллом марки LC-BYIPS-P0 производства Instec Inc. Схема ячейки приведена на рис.1.

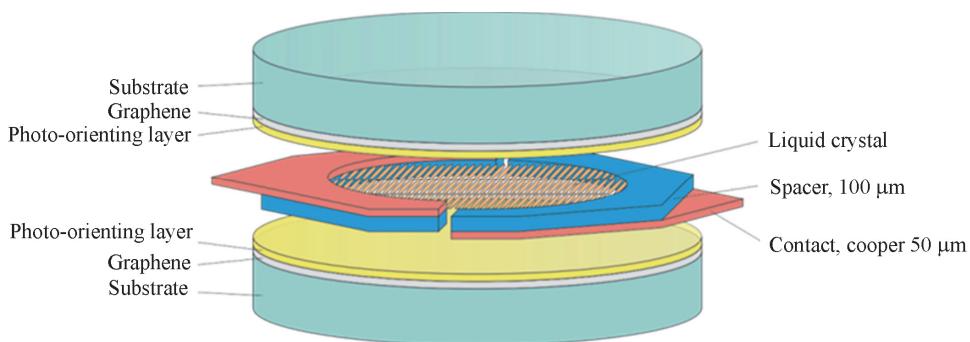


Рис.1. Схема ЖК ячейки.

При заполнении ячейки образовался воздушный пузырь диаметром около 2 мм (рис.2а). Без подачи напряжения ЖК ячейки имеют однородный вид

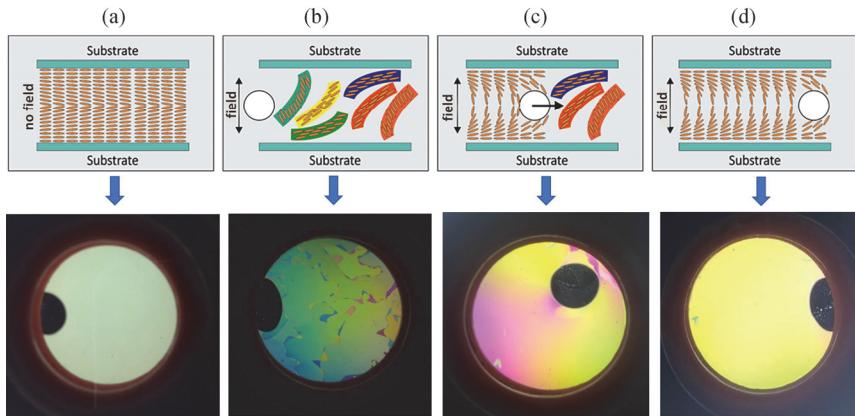


Рис.2. Схема распределения молекул ЖК и изображения ЖК ячейки:
а – напряжение не приложено; б, с, д – напряжение приложено, улучшение ориентирования при перемещении пузыря.

(рис.2а). Но, когда к ячейке прикладывается напряжение для переориентирования молекул ЖК, картина меняется и наблюдается мозаичная текстура с участками различной ориентации (рис.2б), что является следствием локальных гидродинамических потоков. Это делает невозможным использование ячейки в качестве оптического элемента.

Как отмечено выше, в таких случаях проблема часто решается путем многократного переключения напряжения.

Случайно образовавшийся в процессе заполнения ячейки ЖК материалом воздушный пузырь (рис.2) стал основой для предложения иного способа решения данной задачи. Мы заметили, что при перемещении пузыря под действием силы тяжести вышеупомянутые участки с различной ориентацией разрушаются, и, благодаря потоку ЖК, его директор приобретает новую ориентацию уже в новых условиях – в присутствии электрического поля и фотоориентированного слоя (рис.2с). Таким образом, перемещением воздушного пузыря по всей апертуре при последовательном и непрерывном вращении ячейки, можно добиться однородного ориентирования молекул ЖК по всей площади ячейки (рис.2д). При этом ячейка должна оставаться под напряжением.

Ниже приведены фотографии ячейки, помещенной в корпус со скрещенными поляризаторами, в исходном состоянии при приложении напряжения (рис.3а) и с однородным ориентированием молекул ЖК по всей площади ячейки после последовательного перемещения воздушного пузыря (рис.3б). Следует отметить, что в данном случае это переориентированное статическое состояние. Уже в таком состоянии изменение приложенного напряжения приводит к равномерному изменению ориентации по всей площади ячейки.

Из вышеизложенного можно сделать вывод о возможности коррекции с помощью воздушного пузыря мозаичной текстуры ориентационной картины молекул ЖК. Это позволит обеспечить оптическую однородность ЖК-элементов большой площади.

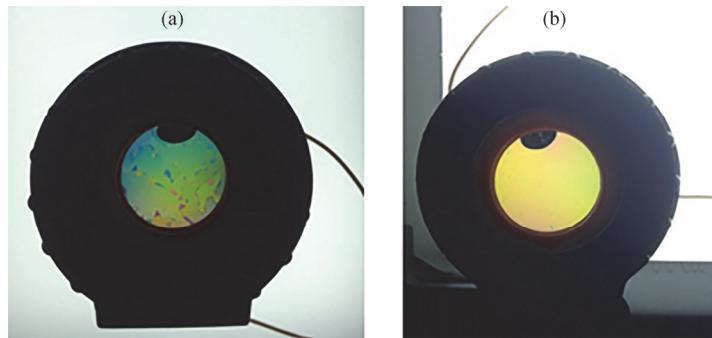


Рис.3. Ячейка в корпусе со скрещенными поляризаторами: а – исходное состояние при приложении напряжения, б – конечное состояние с однородным ориентированием.

3. Обсуждение результатов

Для объяснения наблюдаемого эффекта оценим влияние пузыря на поверхностный слой ЖК. При натирании под типичным давлением 100 Па [7] поверхности ячейки размером $10 \text{ мм} \times 10 \text{ мм}$ (10^{-4} м^2) сила, действующая на поверхность, составляет 10^{-2} Н , т. е. на площади $2 \times 2 \text{ мм}^2$ она равна $4 \times 10^{-4} \text{ Н}$. При поверхностном натяжении $0.6 \times 10^{-1} \text{ Дж/м}^2 = 0.6 \times 10^{-1} \text{ Н/м}$ и размере пузыря 2 мм стенка пузыря действует на поверхность ориентирующего покрытия со слоем ЖК с силой $1.2 \times 10^{-4} \text{ Н}$. Эти значения находятся в соответствии со значениями давления газа в пузырях различных жидкостей [8].

Сравним эти значения с параметрами поверхностного взаимодействия ЖК и подложки. Суммарная энергия такого взаимодействия составляет порядка $3 \times 10^{-1} \text{ Дж/м}^2$ [9]. Это больше энергии поверхностного натяжения, т. е. слой у стенки ячейки не разрушается. Полярная энергия взаимодействия ЖК с поверхностью подложки, отвечающая за угол предварительного наклона ЖК, составляет примерно $(3-5) \times 10^{-4} \text{ Дж/м}^2$. Азимутальная энергия взаимодействия как ЖК, так и поверхности подложки отвечает за закручивание слоя ЖК, она составляет порядка $(1-5) \times 10^{-5} \text{ Дж/м}^2$ [10-14]. В очень тонких ЖК ячейках (толщиной менее 2–3 мкм) эффективное значение энергии полярного взаимодействия увеличивается в 2–5 раз [15].

Таким образом, давление, создаваемое стенками пузырька на тонкий слой ЖК, приводит к возникновению силы, изменяющей исходную мозаичную ориентацию молекул ЖК. Воздействие пузыря приводит к однородной стабильной ориентации ЖК, заданной ориентирующим покрытием.

4. Заключение

При изготовлении оптических элементов на основе ЖК одной из основных операций является ориентирование директора ЖК. Сегодня применяются различные методы ориентирования, однако, ни один из них не позволяет получить

однородную ориентационную картину по всей площади ячейки.

Нами предложен метод улучшения ориентирования с помощью воздушного пузыря, образовавшегося при заполнении ячейки ЖК материалом. В частности, показано, что перемещение пузыря при непрерывном и плавном вращении ячейки разрушает исходную мозаичную структуру и позволяет получить однородное ориентирование молекул ЖК по всей площади ячейки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта №. 20-19-00201 (фотоориентация и оценки поверхностного взаимодействия) и Комитета по науке Республики Армения в рамках проекта №. 21T-1C211.

ЛИТЕРАТУРА

1. **V. Chigrinov, V. Kozenkov, H.-S. Kwok.** Photoalignment of Liquid Crystalline Materials: Physics and Applications, John Wiley & Sons Ltd, 2008.
2. **S.-C.A. Lien, R.A. John.** Liquid crystal displays having multi-domain cells, Patent US 5309264 A (1994).
3. **P.K. Son, J.H. Seo, J.C. Kim, T.-H. Yoon, J.H. Park.** “Ion Beam Alignment of Liquid Crystal on Amorphous SiOx Film”, Molecular Crystals and Liquid Crystals, **475**(1), 65-72 (2007).
4. **H.L. Margaryan, V.K. Abrahamyan, D.L. Hovhannisyan, N.H. Hakobyan, V.M. Aroutiounian, V.V. Belyaev, A.S. Solomatin.** “Recording of Geometric Phase Elements Based on Liquid Crystal Polymers”. J. Contemp. Phys., **52**, 258–263 (2017).
5. **D.-S. Seo.** “Effect of working on the aligning capability of liquid crystals on the rubbed polymer surfaces”, J. Contemp. Phys., **86**, 4046 (1999).
6. **J.-H. Kim, M. Yoneya, J. Yamamoto, H. Yokoyama.** “Nano-rubbing of a liquid crystal alignment layer by an atomic force microscope: a detailed characterization”. Nanotechnology, **13**, 133 (2002).
7. **G.Sh. Shmavonyan, C. Vázquez-Vázquez, M.A. López-Quintela.** “Single-step rubbing method for mass production of large-size and defect-free 2D materials”. Transl. Mater. Res., **4**(2), 025001 (2017).
8. **P.A. Ryapolov, E.A. Sokolov, V.G. Bashtovoi, A.G. Reks, E.B. Postnikov.** “Equilibrium configurations in a magnetic fluid-based field mapping and gas pressure measuring system: Experiment and simulations”. AIP Advances, **11**, 015206 (2021).
9. **A.K. Dadivanyan, D.N. Chausov, O.V. Noa, V.V. Belyaev, V.G. Chigrinov, Y.M. Pashinina.** “Influence of the order parameter on the anchoring energy of liquid crystals”. J. Exp. Theor. Phys., **115**, 1100–1104 (2012).
10. **D., Subacius, V.M., Pergamenshchik, O.D., Lavrentovich.** “Measurement of polar anchoring coefficient for nematic cell with high pretilt angle”. Appl. Phys. Lett., **67**, 214-216 (1995).
11. **Al. Muravsky, An. Murauski, V.G. Mazaeva, V. Belyaev.** “Parameters on the LC alignment of organosilicon compound films”. Journal of the Society for Information Display, **13**(4), 349 (2005).
12. **M. Sobolevsky, V. Mazaeva, V. Kovalenko, V. Belyaev, A. Kalashnikov.** “Manufacture

- and Physical Properties of Silicon-Organic Films for LC Alignment". Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals, **329**(1), 293-304 (1999).
13. **V.G. Mazaeva, L.B. Skvortsova, S.N. Natsyuk, T.I. Shulyat'eva, M.B. Lotarev.** "Conditions of the Hydrolytic Condensation Reaction of Dialkyldichlorosilanes and Separation of Dialkyl Hydrolysates in the Preparation of Organosilicone Orientants for Liquid Crystals". Zhidk. krist. ikh prakt. ispol'z. (Liq. Cryst. and their Appl.), **16**(2), 3-45 (2016).
 14. **A.I. Galeeva, E.Y. Rusakova, K.I. Sitdikova, S.A. Bogdanova, Y.G. Galyametdinov.** "Interphase interaction in the lyotropic liquid crystal – polymer orientant system". Zhidk. krist. ikh prakt. ispol'z. (Liq. Cryst. and their Appl.), **2**(40), 76-85 (2012).
 15. **R.A. Alla.** "On the Control of Nematic Liquid Crystal Alignment". Thesis for the degree of Doctor of Philosophy. Department of Physics, University of Gothenburg, Göteborg, Sweden, 2013. ISBN: 978-91-628-8685-1.

**ՕԴԻ ՊՂՊԶԱԿԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ
ԿՈՂՄՍՈՐՈՇՄԱՆ ՎՐԱ**

Հ.Լ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ, Ն.Հ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Վ.Կ. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ, Գ.Մ. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ,
Վ.Վ. ԲԵԼՅԱԵՎ, Մ.Վ. ԵՐՄԱԿՈՎԱ, Վ.Ի. ՄԱՇՉԵՆՔ, Վ.Ա. ԺԱՇԿԻՆ

Կողմնորոշված հեղուկ բյուրեղային բջիջները (ՀԲ) խաչված թևեռացուցիչների միջև ունեն համաստեղ տեսք՝ առանց էլեկտրական դաշտի կիրառման։ Սակայն, եթք լարում է կիրառվում, հնարավոր է դիտել ՀԲ մոլեկուլների տարրեր կողմնորոշման տարածքներով խճանկարային հյուսվածք։ Բջջի պատրաստման ընթացքում առաջացած օդային պղպջակի սահուն և կրկնողական շարժումը թույլ տվեց ստանալ համաստեղ կողմնորոշվածությամբ պատկեր։ Ցույց է տրված, որ պղպջակի մակերեսային լարվածությունը համեմատելի է ՀԲ մոլեկուլների և կողմնորոշիչ շերտի կազման ուժի հետ։

EFFECT OF AIR BUBBLE ON LIQUID CRYSTAL ALIGNMENT

H.L. MARGARYAN, N.H. HAKOBYAN, V.K. ABRAHAMYAN, G.M. STEPANYAN,
V.V. BELYAEV, M.V. ERMAKOVA, V.I. MASHCHENKO, V.A. ZHACHKIN

Oriented liquid crystal (LC) cells in crossed polarizers have a uniform appearance without applying voltage. But when a voltage is applied a mosaic texture with sections of different orientations of LC molecules can be observed. The smooth and consistent movement of the air bubble, formed at the LC cell making, allows obtaining a uniform orientation pattern. It is shown that the bubble's surface tension is comparable with the LC surface anchoring with orienting layer.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
ТЕПЛА В ПЯТИСЛОЙНОМ ЧУВСТВИТЕЛЬНОМ ЭЛЕМЕНТЕ
С FeSb₂ СЕНСОРОМ ПОСЛЕ ОДНОВРЕМЕННОГО
ПОГЛОЩЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ФОТОНОВ**

А.А. КУЗАНЯН^{1,2}, А.С. КУЗАНЯН^{1,3*},
В.Р. НИКОГОСЯН¹, С.Р. АРУТЮНЯН^{1,3}

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Калифорнийский университет, Лос-Анджелес, Калифорния, США

³Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

*e-mail: akuzanyan@yahoo.com

(Поступила в редакцию 19 июля 2022 г.)

Представлены результаты моделирования процессов распространения тепла в пятислойном чувствительном элементе однофотонного термоэлектрического детектора после поглощения нескольких фотонов. Рассмотрено поглощение фотонов в чувствительном элементе с площадью поверхности $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ и различной толщиной просветляющего слоя (SiO_2), поглотителя (W), термоэлектрического сенсора (FeSb_2), теплоотвода (W) и подложки (Al_2O_3). Для моделирования процессов передачи тепла использована методика, основанная на уравнении распространения тепла из ограниченного объема. Исследованы случаи одновременного поглощения нескольких фотонов на отрезке длиной 1 мкм на поверхности поглотителя. Показано, что можно определить число поглощенных фотонов вплоть до 8.

1. Введение

Возможность измерения с высокой точностью физических свойств материалов, экспериментального изучения квантовых процессов и объяснения их природы позволяет выбрать стратегию развития науки и высоких технологий. Этим объясняется растущий интерес ученых и инженеров к проблемам однофотонного детектирования. Однофотонные детекторы (SPD) востребованы в квантовой электронике, квантовой обработке информации, квантовой метрологии, физике высоких энергий, космической астрофизике, лазерной спектроскопии, медицинском приборостроении, телекоммуникационных системах и т. д. [1–3]. Среди различных типов детекторов многие рекордные характеристики принадлежат сверхпроводящим нанопроволочным детекторам (SNSPD). Они обладают высокой эффективностью детектирования и скоростью счета, низкими темновой скоростью счета и временным джиттером в широком диапазоне электромагнитного

спектра и при различных рабочих температурах [4–6]. Термоэлектрический однофотонный детектор (TSPD) имеет ряд преимуществ по сравнению с SNSPD, в частности, более простую конструкцию чувствительного элемента и менее жесткие требования к рабочей температуре [7,8]. Предложены две основные конструкции чувствительного элемента TSPD: однослойная, в которой поглотитель и теплоотвод расположены на диэлектрической подложке и соединены между собой термоэлектрическим сенсором; трехслойная, в которой теплоотвод, сенсор и поглотитель расположены друг над другом [9]. Трехслойная конструкция исключает прямой контакт поглотителя с подложкой. Четырехслойная структура, содержащая дополнительный антиотражающий слой, позволяет повысить эффективность детектирования [10]. Включение подложки в модель чувствительного элемента (пятислойная конструкция) позволяет максимально приблизится к эксперименту.

В наших предыдущих работах исследованы процессы распространения тепла в различных конструкциях чувствительного элемента TSPD после поглощения фотонов в диапазоне от ИК до рентгеновского [11]. Определены свойства чувствительного элемента TSPD с сенсором CeB_6 , $(\text{La}, \text{Ce})\text{B}_6$ и FeSb_2 , поглотителем и теплоотводом W , LaB_6 , Nb , Pb и YBCO , просветляющим слоем SiO_2 [12]. Показано, что TSPD может иметь терагерцовую скорость счета, энергетическое разрешение не менее 1% и эффективность детектирования 95%. Экспериментально исследована возможность создания некоторых вариантов чувствительного элемента TSPD. Были получены тонкие пленки W , CeB_6 , LaB_6 и SiO_2 , однослойные, трехслойные $\text{W}/\text{CeB}_6/\text{W}$ и четырехслойные $\text{SiO}_2/\text{W}/\text{CeB}_6/\text{W}$ прототипы чувствительного элемента TSPD [13].

Во многих задачах однофотонного детектирования, помимо регистрации фотонов с высокой эффективностью, необходимо определять их количество [14–17]. Некоторые типы SDP могут это делать [18–24]. SNSPD способны подсчитывать количество поглощенных фотонов до четырех [24–26]. Результаты моделирования показали, что чувствительный элемент $\text{SiO}_2/\text{W}/\text{CeB}_6/\text{W}$ может различать случаи одновременного поглощения 2, 3 и 4 фотонов [27]. Чувствительный элемент TSPD с сенсором FeSb_2 имеет более высокие характеристики, чем с сенсором CeB_6 . Показано, что они способны детектировать одиночные фотоны и обеспечивать высокое отношение сигнал/шум [28]. Целью данной работы является моделирование процессов распространения тепла в пятислойном чувствительном элементе с сенсором FeSb_2 при поглощении нескольких фотонов.

2. Параметры моделирования

Методика моделирования процессов распространения тепла в чувствительном элементе TSPD после поглощения фотонов основана на уравнении распространения тепла из ограниченного объема

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

где ρ есть плотность проводящего тепло материала, c – его удельная теплоемкость, а q_x , q_y и q_z – проекции вектора плотности теплового потока:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}, \quad q_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (2)$$

Здесь λ – теплопроводность. Компьютерное моделирование проводилось с использованием трехмерного матричного метода. Весь объем чувствительного элемента был разбит на ячейки размером Δx , Δy и Δz . Начальная температура всех ячеек принималась равной рабочей температуре (T). В поглотителе выбиралась ячейка, в которой поглощается фотон, температура в ней определялась уравнениями

$$T_0 = T + \Delta T, \quad \Delta T = E/V\rho c, \quad (3)$$

где E – энергия поглощенного фотона, V – объем ячейки, ρ и c – плотность и удельная теплоемкость материала поглотителя. Температура каждой ячейки чувствительного элемента в момент времени t_{n+1} определялась по уравнению

$$T_{ijk}(t_{n+1}) = T_{ijk}(t_n) + \frac{\Delta t}{\rho c} \left[\frac{\lambda(T_{i+1}) + \lambda(T_i)}{2} \cdot \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta x^2} \right. \\ \left. + \frac{\lambda(T_{j+1}) + \lambda(T_j)}{2} \cdot \frac{T_{j+1} - T_j}{\Delta y^2} + \frac{\lambda(T_{k+1}) + \lambda(T_k)}{2} \cdot \frac{T_{k+1} - T_k}{\Delta z^2} \right], \quad (4)$$

где i, j, k – координаты ячейки, Δt – интервал времени между моментами времени t_n и t_{n+1} , n – количество интервалов времени, прошедших с начала процесса.

В результате поглощения фотонов на границах термоэлектрического сенсора возникает напряжение, которое является сигналом чувствительного элемента. Это напряжение пропорционально разности температур на границах сенсора и коэффициенту Зеебека материала сенсора. Термоэлектрик FeSb_2 имеет максимальный коэффициент Зеебека при 9 К, и мы выбрали эту температуру в качестве рабочей температуры чувствительного элемента. Использованные в расчетах параметры материалов представлены в табл.1.

Табл.1. Параметры использованных материалов при 9К

Параметры	Материал			
	SiO_2	FeSb_2	W	Al_2O_3
Плотность, kg/m^3	2650	8170	19250	4000
Удельная теплоемкость, Дж/(кг К)	1.4 [21]	0.0133 [23]	0.187 [25]	0.0588 [27]
Теплопроводность, Вт/(м К)	0.1 [22]	500 [23]	9680 [26]	300 [28]
Коэффициент Зеебека, мкВ/К		-4200 [24]		

Расчеты выполнены для разных геометрий чувствительного элемента и разных областей термализации фотонов. Определены временные зависимости температуры чувствительного элемента и рассчитаны следующие характеристики: ΔT_m – максимальный перепад температур на границах сенсора, t_m – время достижения этого максимума, V_m – возникающее на сенсоре максимальное напряжение, t_b – время снижения температуры до фонового уровня, отличающегося от рабочей температуры на 0.1 мК, и $R = 1/t_b$ – скорость счета.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Конструкция чувствительного элемента

Рассмотрено поглощение фотонов с энергией 0.95 эВ в пятислойном чувствительном элементе термоэлектрического однофотонного детектора с площадью поверхности $10 \times 10 \text{ мкм}^2$, состоящем из слоев со следующими толщинами: подложка (Al_2O_3 , 1 мкм), теплоотвод (W, 0.1 мкм), сенсор (FeSb_2 , 0.05 мкм), поглотитель (W, 0.2 мкм) и антиотражающий слой (SiO_2 , 0.1 мкм). На рис.1 схематично представлена конструкция чувствительного элемента, расстояния между областями термализации фотонов (a) и точки на границах поглотитель–датчик (A), датчик–теплоотвод (B) и теплоотвод–подложка (C), в которых регистрировалась температура.

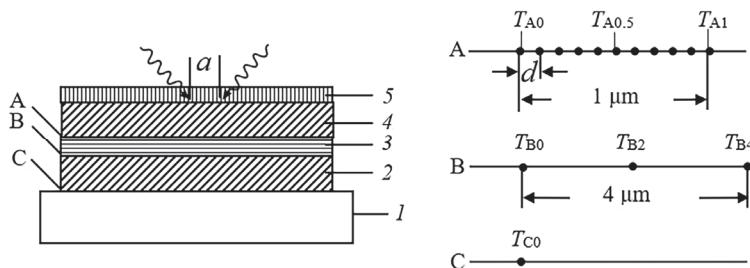


Рис.1. Чувствительный элемент TSPD: 1 – подложка (Al_2O_3), 2 – теплоотвод (W), 3 – сенсор (FeSb_2), 4 – поглотитель (W), 5 – антиотражающий слой (SiO_2); границы: поглотитель–датчик (A), датчик–теплоотвод (Б), теплоотвод–подложка (C); a – расстояние от центра поверхности поглотителя, на котором происходит поглощение фотонов, d – расстояние от центра границы A, на котором рассчитывается временная зависимость температуры.

Рассмотрим одновременное поглощение одного и более фотонов, первый из которых поглощается в центре поверхности поглотителя на глубине 0.01 мкм. Второй и последующие электроны поглощаются на отрезке длиной 1 мкм на той же глубине. Рассчитаны временные зависимости температуры на границах A, B и C, данные соответственно проиндексированы. Второй индекс рассматриваемых параметров показывает расстояние от центра границы, на которой регистрируется параметр. Индекс «0» соответствует параметрам, характеризующим центральную область слоев чувствительного элемента. Рассмотрены временные зависимости температуры непосредственно под зоной термализации фотонов на границах A (T_{A0}), B (T_{B0}) и C (T_{C0}). Также на границе A на отрезке 1 мкм от центра с шагом 0.1 мкм ($T_{A0.1}, T_{A0.2}, \dots, T_{A1}$), и на границе B на расстоянии 2 мкм от центра (T_{B2}) и 4 мкм (T_{B4}).

3.2. Поглощение одного фотона

На рис.2 показана пространственно-временная зависимость температуры границы A после поглощения одного фотона в центре поверхности поглотителя. Оси трехмерного графика обозначают время от момента термализации фотона t , расстояние от центра d и температуру на расстоянии $d - T_{Ad}$.

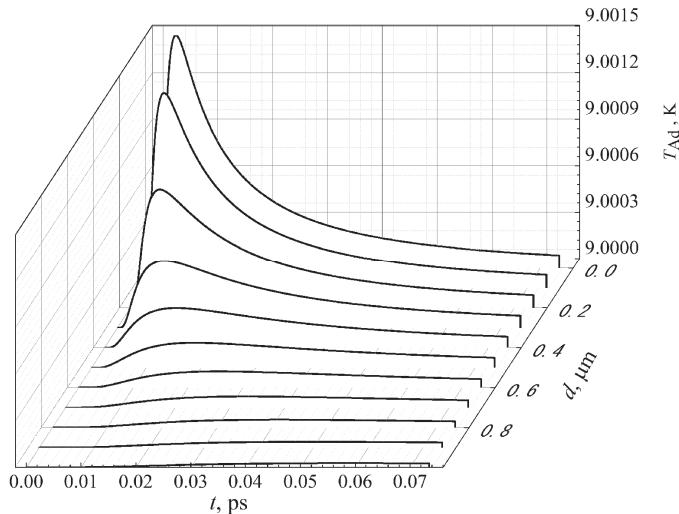


Рис.2. Пространственно-временная зависимость температуры на границе А после поглощения фотона с энергией 0.95 эВ.

Кривые $T_{Ad}(t)$ имеют одинаковую форму при всех значениях d . Температура достигает максимума T_{Adm} за время t_{Adm} , затем спадает до фонового значения за время t_{Adb} . Максимум температуры достигается за фемтосекунды. Параметр T_{A0m} имеет наибольшее значение, т.е. максимальное повышение температуры происходит непосредственно под зоной термализации фотонов. Чем больше расстояние d , тем меньше параметр T_{Adm} .

3.3. Одновременное поглощение нескольких фотонов

Моделирование процессов распространения тепла в объеме чувствительного элемента после поглощения двух фотонов показывает, что максимальная температура на границе А отличается от рассмотренного выше случая поглощения одного фотона. Временные зависимости температуры на границах В и С чувствительного элемента при поглощении двух фотонов на расстоянии 0.7 мкм представлены на рис.3. Как видно из графиков, температура выше фона регистрируется в центре границы В и С. Температура на границе В на расстоянии 2 мкм и 4 мкм от центра значительно ниже фонового значения в течение всего процесса понижения T_{Adm} до фона. На вставке к рис.3 показана временная зависимость параметров T_{A0} и T_{B0} . Максимальная температура на границе В достигается позже и ниже, чем на границе А. Значение максимальной разности температур на границах А и В (соответственно сигнал детектора) зависит от областей, в которых регистрируется напряжение. Предположим, что это можно сделать с участка на границе А, где температура максимальна, и с участка на границе В, где температура минимальна. В этом случае сигнал детектора будет пропорционален максимальному повышению температуры на границе А и коэффициенту Зеебека материала сенсора, так как на границе В находятся области, где температура после поглощения фотонов практически не повышается. Это рассуждение применимо во всех рассмотренных ниже случаях.

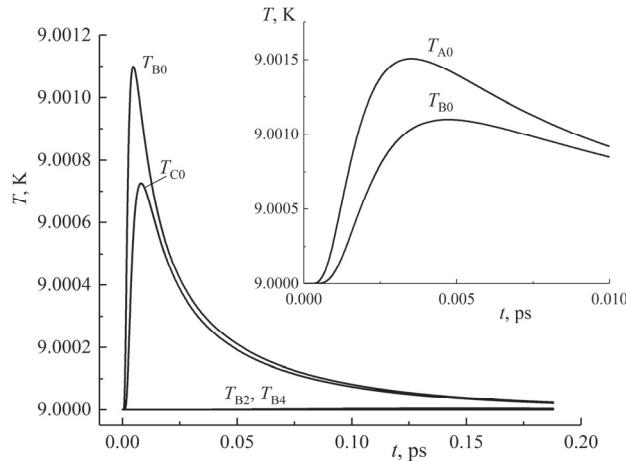


Рис.3. Временная зависимость температуры в чувствительном элементе для случая поглощения двух фотонов на расстоянии 0.7 мкм.

Численные данные анализа временной зависимости температуры на границе А после одновременного поглощения до 8 фотонов приведены в табл.2. Первые два столбца таблицы содержат количество фотонов N и расстояние a . Остальные столбцы показывают параметры временной зависимости температуры на границе А на расстоянии d от центра. В каждой ячейке таблицы приведены параметры T_{Adm} и t_{Adm} . В первой строке таблицы приведены результаты моделирования поглощения одного фотона в центре поглотителя. Следующие три расчета соответствуют поглощению двух фотонов, один из которых поглощается в центре поглотителя, второй на расстоянии 0.3, 0.5 и 0.7 мкм соответственно. Ниже

Табл.2. Параметры временной зависимости температуры на границе поглотитель–сенсор чувствительного элемента $\text{SiO}_2/\text{W}/\text{FeSb}_2/\text{W}/\text{Al}_2\text{O}_3$

N	$a, \text{мкм}$	$d, \text{мкм}$						
		0	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9	1
		$T_{\text{Adm}}, \text{K}/t_{\text{Adm}}, \text{ps}$						
1	0	9.0015 0.0663	9.0013 0.0660	9.0004 0.0612	9.0002 0.0486			
2	0, 0.3	9.0018 0.0989	9.0020 0.0998	9.0018 0.0989	9.0008 0.0938	9.0003 0.0836	9.0001 0.0635	
2	0, 0.5	9.0015 0.0950	9.0014 0.0968	9.0012 0.0980	9.0015 0.0950	9.0008 0.0881	9.0003 0.0755	9.0002 0.0653
2	0, 0.7	9.0015 0.0895	9.0013 0.0922	9.0007 0.0946	9.0008 0.0940	9.0015 0.0895	9.0008 0.0814	9.0004 0.0751
3	0, 0.5, 1	9.0015 0.1078	9.0014 0.1114	9.0012 0.1162	9.0016 0.1177	9.0012 0.1162	9.0014 0.1114	9.0015 0.1078
4	0, 0.3, 0.6, 0.9	9.0018 0.1312	9.0020 0.1342	9.0022 0.1381	9.0022 0.1387	9.0021 0.1366	9.0018 0.1312	9.0014 0.1270
6	0, 0.5, 1	9.0231 0.1099	9.0209 0.1135	9.0056 0.1182	9.0231 0.1197	9.0056 0.1182	9.0209 0.1135	9.0231 0.1099
8	0, 0.3, 0.6, 0.9	9.0036 0.1820	9.0041 0.1847	9.0043 0.1880	9.0043 0.1886	9.0042 0.1868	9.0036 0.1820	9.0027 0.1787

приведены результаты расчетов поглощения трех и четырех фотонов. Последние два расчета соответствуют поглощению шести и восьми фотонов (по два фотона на каждом отмеченном расстоянии a). Общим для всех расчетов является то, что максимальное значение T_{Adm} превышает фоновое значение в 15 и более раз и достигается за несколько фемтосекунд. Максимальное значение параметра t_{Adb} изменяется в более широком диапазоне от 0.0663 пс до 0.1886 пс.

Зависимости максимального электрического напряжения V_m и скорости счета R от расстояния между областями термализации двух фотонов представлены на рис.4. Видно, что уменьшение a от 0.7 до 0.3 мкм приводит к увеличению V_m и незначительному уменьшению R . При поглощении одного фотона V_m такое же, как при поглощении двух фотонов на расстоянии 0.7 мкм, но скорость счета значительно выше.

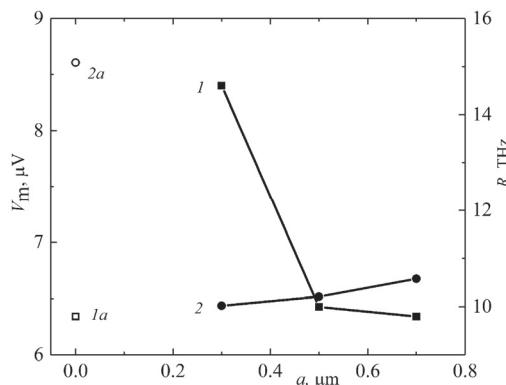


Рис.4. Электрическое напряжение (1) и скорость счета (2) в зависимости от расстояния между областями термализации двух фотонов (1a, 2a соответствуют поглощению одного фотона).

Пространственно-временное распределение температуры на границе А после поглощения трех фотонов показано на рис.5. В этом случае на графике $T_{\text{A}0}(t)$ видны три ярко выраженных температурных максимума, а при поглощении четырех фотонов выраженных максимумов нет.

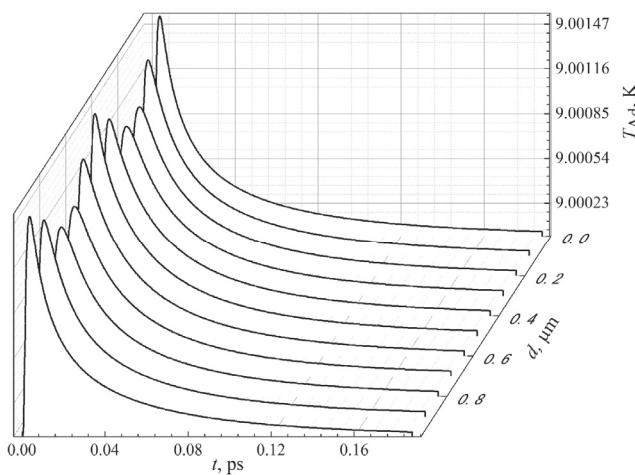


Рис.5. Пространственно-временное распределение температуры на границе поглотитель–сенсор после трехфотонного поглощения.

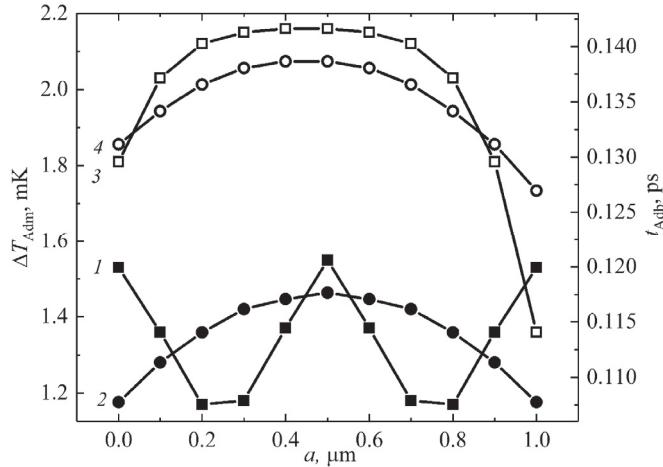


Рис.6. Значения параметров ΔT_{Adm} (1, 3) и t_{Adm} (2, 4) при поглощении трех (1, 2) и четырех фотонов (3, 4).

На рис.6 представлены зависимости максимального изменения температуры на границе А и времени спада температуры до фона от расстояния d для случаев поглощения 3 и 4 фотонов. Как и ожидалось, ΔT_{Adm} и t_{Adm} выше при поглощении 4 фотонов. При поглощении 3 фотонов максимумы параметров регистрируются при $d = 0.5$ мкм; при поглощении 4 фотонов максимумы этих параметров регистрируются в широкой области. Из табл.2 видно, что характер зависимостей параметров T_{Adm} и t_{Adm} от d идентичен для поглощения 3 и 6 фотонов, а также 4 и 8 фотонов.

Зависимости максимального напряжения и скорости счета от числа поглощенных фотонов (N) представлены на рис.7. С увеличением числа поглощенных фотонов V_m увеличивается, а R уменьшается. Зависимость V_m от числа фотонов не монотонна, а параметр R монотонно убывает; следовательно, его можно использовать для определения количества одновременно поглощенных фотонов.

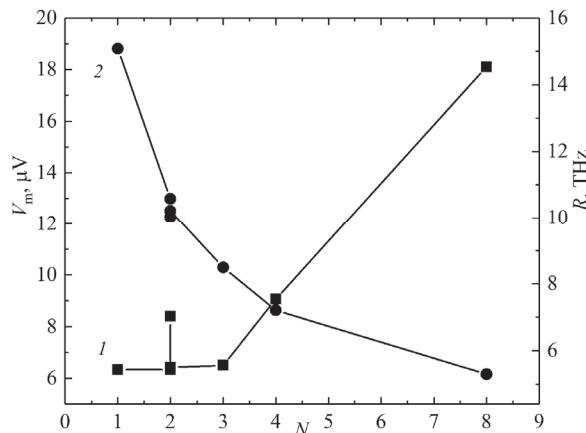


Рис.7. Зависимость параметров V_m (1) и R (2) от числа одновременно поглощенных фотонов.

4. Заключение

В статье предложена конструкция пятислойного чувствительного элемента термоэлектрического однофотонного детектора, состоящего из теплоотвода (W), сенсора (FeSb₂), поглотителя (W) и антиотражающего слоя (SiO₂), расположенных на подложке Al₂O₃. Методом моделирования исследованы процессы распространения тепла в этом чувствительном элементе после поглощения нескольких фотонов с энергией 0.95 эВ. Показано, что количество одновременно поглощаемых фотонов до восьми можно определить путем измерения времени затухания сигнала.

Следует ожидать, что в эксперименте характеристики TSPD будут отличаться от полученных в работе, но они настолько впечатляют, что экспериментальные исследования кажутся необходимыми. Перспективы использования детекторов с характеристиками близкими к полученным в данной работе весьма обширны. Это множество приложений как в современных квантовых технологиях, так и в традиционных областях детектирования одиночных фотонов: астрофизике, космической астрономии, физике высоких энергий, безопасности, тестировании микросхем, медицинском приборостроении и других.

Авторы благодарны А.М. Гуляну за интерес к работе и полезные дискуссии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках научного проекта №21Т-1С088 «Разработка сенсора термоэлектрического детектора ультрафиолетового излучения с учетом тепловых шумов».

ЛИТЕРАТУРА

1. R.H. Hadfield. Nat. Photon., **3**, 696 (2009).
2. M.D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, S.V. Polyakov. Rev. Scient. Inst., **82**, 071101 (2011).
3. T. Polakovic, W. Armstrong, G. Karapetrov, Z.E. Meziani, V. Novosad. Nanomaterials, **10**, 1198 (2020).
4. I.E. Zadeh, J.W.N. Los, R.B.M. Gourgues, J. Chang, A.W. Elshaari, J.R. Zichi, Y.J. van Staaden, J.P.E. Swens, N. Kalhor, A. Guardiani, Y. Meng, K. Zou, S. Dobrovolskiy, A.W. Fognini, D.R. Schaart, D. Dalacu, P.J. Poole, M.E. Reimer, X. Hu, S.F. Pereira, V. Zwiller, S.N. Dorenbos. ACS Photonics, **7**, 1780 (2020).
5. L. Parlato, D. Salvoni, M. Ejrnaes, D. Massarotti, R. Caruso, R. Satariano, F. Tafuri, X. Y. Yang, L. You, Z. Wang, G. P. Pepe, R. Cristiano. J Low Temp. Phys., **199**, 6 (2020).
6. L. You. Nanophotonics, **9**, 2673 (2020).
7. D. van Vechten, K. Wood, G. Fritz, J. Horwitz, A. Gyulamiryan, A. Kuzanyan, V. Varthanyan, A. Gulian. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **444**, 42 (2000).
8. A. Gulian, K. Wood, D. Van Vechten, G. Fritz. J. Mod. Opt., **51**, 1467 (2004).
9. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan. J. Contemp. Phys., **53**, 338 (2018).
10. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan. IEEE Sens., J., **20**, 3040 (2019).
11. A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan. J. Contemp. Phys., **53**, 242 (2018).
12. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan. J. Contemp. Phys., **53**, 73 (2018).
13. S.I. Petrosyan, A.A. Kuzanyan, G.R. Badalyan, A.S. Kuzanyan. J. Contemp. Phys., **53**, 157 (2018).
14. Y-L. Tang, H.-L. Yin, S-J. Chen, et al., Phys. Rev. Lett., **113**, 190501 (2014).
15. P. Kok, W.J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J.P. Dowling, G.J. Milburn. Rev. Mod.

- Phys., **79**, 135 (2007).
16. **V. Giovannetti, S. Lloyd, L. Maccone.** Nat. Photonics, **5**, 222 (2011).
 17. **M.A. Broome, A. Fedrizzi, S. Rahimi-Keshari, J. Dove, S. Aaronson, T.C. Ralph, A.G. White.** Science, **339**, 794 (2013).
 18. **B.E. Kardynal, S.S. Hees, A.J. Shields.** Appl. Phys. Lett., **90**, 181114 (2007).
 19. **D. Rosenberg, A.E. Lita, A.J. Miller, S.W. Nam.** Phys. Rev. A, **71**, 061803(R) (2005).
 20. **G. Zambra, M. Bondani, S.A. Spinelli, A. Andreoni.** Rev. Sci. Instr., **75**, 2762 (2004).
 21. **E. Waks, E. Diamanti, B.C. Sanders, S.D. Bartlett, Y. Yamamoto.** Phys. Rev. Lett., **92**, 113602 (2004).
 22. **L.A. Jiang, E.A. Dauler, J.T. Chang.** Phys. Rev. A, **75**, 062325 (2007).
 23. **M.J. Fitch, B.C. Jacobs, T.B. Pittman, J.D. Franson.** Phys. Rev. A, **68**, 043814 (2003).
 24. **A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld, A. Gaggero, R. Leoni, F. Mattioli, A. Korneev, V. Seleznov, N. Kaurova, O. Minaeva, G. Gol'tsman, K.G. Lagoudakis, M. Benkhaoul, F. Lévy, A. Fiore.** Nat. Photonics, **2**, 302 (2008).
 25. **B. Cahall, K.L. Nicolich, N.T. Islam, G.P. Lafyatis, A.J. Miller, D.J. Gauthier, J. Kim.** Optica, **4**, 1534 (2017).
 26. **K. Zou, Y. Meng, Z. Wang, X. Hu.** Photonics Res., **8**, 601 (2020).
 27. **A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan.** IEEE Sens. J., **20**, 12776 (2020).
 28. **A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, S.R. Harutyunyan.** J. Contemp. Phys., **57**, 280 (2022).
 29. **G. Carini Jr., G. Carini, D. Cosio, G.D, Angelo, F. Rossi.** Philos. Mag., **96**, 761 (2016).
 30. <https://nanoheat.stanford.edu/sites/default/files/publications/A33.pdf>.
 31. **M.S. Figueira, J. Silva-Valencia, R. Franco.** Eur. Phys. J. B, **85**, 1 (2012).
 32. **A. Bentien, S. Johnsen, G.K.H. Madsen, B.B. Iversen, F. Steglich.** Europhys. Lett., **80**, 17008 (2007).
 33. **T. R. Waite, R. S. Craig, W. E. Wallace.** Phys. Rev. Lett., **104**, 1240 (1956).
 34. http://www.efunda.com/materials/elements/TC_Table.cfm?Elment_ID=W.
 35. **G.T. Furukawa, T.B. Douglas, R.E. McCoskey, D.C. Ginnings.** J. Research National Bureau Stand., **57**, 67 (1956).
 36. http://www.phys.ufl.edu/ireu/IREEU2013/pdf_reports/Allen_Scheie_FinalReport.pdf.

SIMULATION OF HEAT PROPAGATION PROCESSES IN THE FIVE-LAYER DETECTION PIXEL WITH FeSb₂ SENSOR AFTER SIMULTANEOUS ABSORPTION OF SEVERAL PHOTONS

A.A. KUZANYAN, A.S. KUZANYAN, V.R. NIKOGHOSYAN, S.R. HARUTYUNYAN

The results of modelling of heat propagation processes in the five-layer detection pixel of a thermoelectric single-photon detector after absorption of more than one photon are presented. We have considered the absorption of photons in the detection pixel with a surface area of $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ and various thicknesses of the antireflection layer (SiO₂), absorber (W), thermoelectric sensor (FeSb₂), heat sink (W), and substrate (Al₂O₃). To simulate of heat transfer processes the technique based on the equation of heat propagation from a limited volume is used. The cases of simultaneous absorption of several photons at a length of 1 μm of the absorber surface are investigated. It is shown that the number of absorbed photons up to 8 can be determined.

ТОЧЕЧНАЯ ФОКУСИРОВКА ДИФРАГИРОВАННОЙ НА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНКЕ ДВУМЕРНО δ -ОБРАЗНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ЗОННОЙ ПЛАСТИНКИ

Л.А. АРУТЮНЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: levhar@ysu.am

(Поступила в редакцию 29 июля 2022 г.)

Рассмотрена возможность двумерной фокусировки жесткого рентгеновского излучения, дифрагированной на идеальной кристаллической пластинке. Предполагается, что имеет место лаузская геометрия дифракции, а волна, падающая на кристаллическую пластинку, имеет δ -образную форму по двум взаимно перпендикулярным направлениям тангенциальной к волновому вектору плоскости. В качестве фокусирующего элемента используется френелевская зонная пластина с эллиптическими зонами. Проведено численное моделирование фокусировки.

1. Введение

Представленная работа посвящена вопросам дифракции δ -образной рентгеновской волны на недеформированной кристаллической пластинке при симметричной геометрии Лауз.

В работах [1–4] исследованы особенности перераспределения фазы падающей на недеформированную кристаллическую пластинку исходной сферической волны, фокусировки излучения в кристалле и в вакууме, а также рассмотрена взаимосвязь между указанными фокусами. Из этих исследований следует, что в случае симметричной лаузской дифракции исходной δ -образной рентгеновской волны, в параксиальном приближении, отраженная от кристалла вакуумная рентгеновская волна, в плоскости рассеяния распространяется аналогично волне, излучаемой из точечного источника. Указанный источник расположен до (S') и после (S) кристаллической пластинки, соответственно для сильноглощающейся и слабоглощающейся ветвей дисперсионной поверхности (см. Рис.1). Расстояния обоих источников от точки O' на выходной поверхности кристалла равны друг друга и составляют $L_F = z\Gamma$, где z – толщина кристалла, а

$$\Gamma = \frac{\sin \theta_B \sin 2\theta_B}{c|\chi_{hr}|}. \quad (1)$$

Здесь θ_B – угол Брэгга, χ_{hr} – Фурье коэффициент реальной части поляризумости

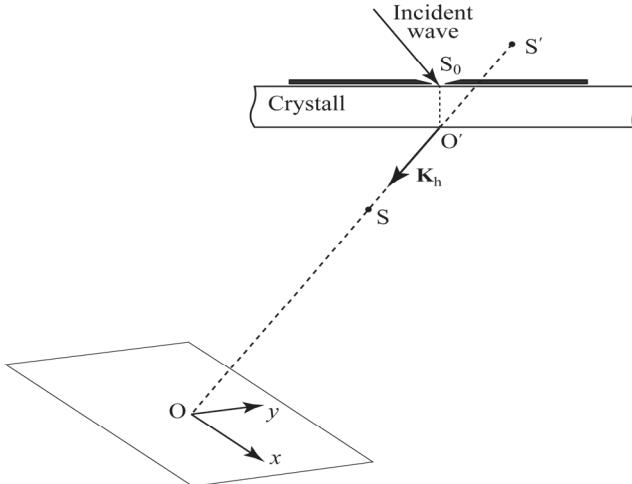


Рис.1. Схематическая картина дифракции исходной δ -образной волны на кристаллической пластинке при геометрии Лауэ ($L = OO'$, $L_F = O'S = O'S'$).

криスタлла относительно вектора обратной решетки (\mathbf{h}) рассматриваемого отражения, C – фактор поляризумости равной 1 и $\cos 2\theta_B$, соответственно для σ и π поляризаций.

По направлению перпендикулярном плоскости рассеяния, брэгговские дифракционные явления отсутствуют, и, следовательно, распространение вакуумной волны в плоскости перпендикулярной к плоскости рассеяния соответствует распространению сферической волны, излучаемого из точечного источника S_0 .

Таким образом, отраженная волна имеет различные положения источника по направлениям Ox и Oy . В работах [5,6], для фокусировки такого излучения используются эллиптические зонные пластики.

2. Фокусировка отраженного излучения

Для описания отраженного вакуумного волнового поля введем прямоугольную координатную систему (x, y) в плоскости перпендикулярной волновому вектору отраженной волны. Пусть ось x параллельна, а ось y перпендикулярна плоскости рассеяния. Обозначим через L удаление точки $x = y = 0$ от кристалла (см. Рис.1).

Согласно изложенному в предыдущем параграфе, фазовое распределение отраженного от кристаллической пластины волны в плоскости (x, y) , в параксиальном приближении, можно представить выражением

$$\Psi(x, y) \sim \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{L_x} + \frac{y^2}{L_y} \right) \right\}, \quad (2)$$

где λ – длина волны рентгеновского излучения, $L_y \approx L$, $L_x = L \mp L_F$ (верхний знак соответствует слабопоглощающейся ветви дисперсионной поверхности, а нижний – сильнопоглощающейся). Пусть в плоскости (x, y) расположена зонная пластина, а дифрагированная на нем волна фокусируется в точке Q оптической

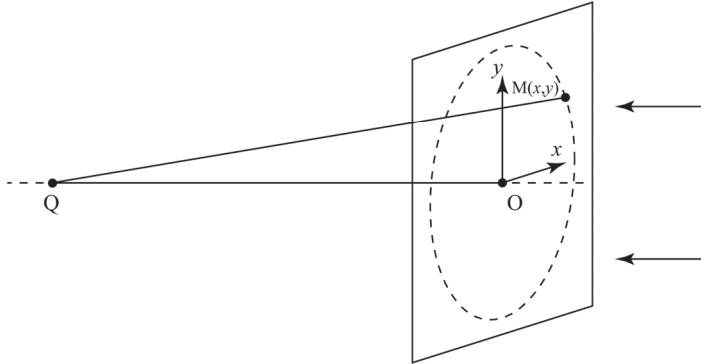


Рис.2. К вопросу о фокусировке отраженного излучения эллиптической зонной пластинкой, с коррекцией астигматизма ($q = 0Q$).

оси, на расстоянии q от зонной пластиинки (см. Рис.2). В параксиальном приближении, для разности фаз двух лучей, пересекающихся в точке фокусировки Q и проходящие, один через точку $M(x,y)$, а другой – через точку $O(0,0)$ зонной пластиинки, имеем

$$\Delta\Phi_Q(x, y) = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{L_x} + \frac{y^2}{L_y} \right) + \frac{2\pi}{\lambda} (MQ - OQ) = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{F_x} + \frac{y^2}{F_y} \right), \quad (3)$$

где

$$\frac{1}{F_x} = \frac{1}{L_x} + \frac{1}{q}, \quad \frac{1}{F_y} = \frac{1}{L_y} + \frac{1}{q}. \quad (4)$$

По аналогии с круглой френелевской зонной пластиинкой, внешние границы n -ой зоны определим из условий

$$\Delta\Phi_Q(x, y) = \pi n, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (5)$$

что, при $L_x > 0$, приводит к семейству эллипсов

$$\frac{x^2}{R_{xn}^2} + \frac{y^2}{R_{yn}^2} = 1, \quad (6)$$

где $R_{xn} = \sqrt{F_x \lambda n}$ и $R_{yn} = \sqrt{F_y \lambda n}$ – полуоси эллипсов.

При $L_x < 0$ (случай слабопоглощающей ветви дисперсионной поверхности, при $L < L_F$), и $q > |L_x|$, имеем дело с гиперболической зонной пластиинкой, рассмотрение которого выходит за рамки настоящей работы.

3. Численное моделирование

Проведено численное моделирование двумерной фокусировки дифрагированной на кристаллической пластиинке рентгеновской волны с помощью выше-представленной эллиптической френелевской зонной пластиинки. Падающий на кристалл рентгеновское поле является δ -образной волной по двум взаимно перпендикулярным направлениям тангенциальной к волновому вектору плоскости. Для фокусировки используется пучок, отраженный по симметричной геометрии Лауз от недеформированной кристаллической пластиинки с умеренным поглощением ($\mu t \leq 1$, где μ – линейный коэффициент поглощения кристалла, а t – толщина кристалла).

Дифракция рентгеновских лучей в кристалле описана численным решением уравнений Такагии [7] методом «Constant-step algorithm», представленной в работе [8]. Моделирование распространения рентгеновских волновых пакетов в вакууме основано на решении уравнении Гельмгольца методом двумерного преобразования Фурье [9]. В расчетах использованы следующие значения основных параметров эксперимента: длина волны рентгеновского излучения – $\lambda = 0.1$ нм, отражение – Si(1,1,1), толщина кристаллической пластинки – $t = 192.1$ мкм = 6.5Λ , где $\Lambda = \lambda \cos \theta_B / (C|\chi_{hr}|)$ – экстинкционная длина. Рассмотрена слабопоглощающаяся ветвь дисперсионной поверхности. Мы ограничиваемся рассмотрением только σ -поляризаций, так что $C = 1$. При вышеотмеченных значениях параметров, $L_F = 2.89$ м. Фокусные расстояния фазовой эллиптической зонной пластинки выбраны $F_x = 4.44$ м и $F_y = 4.77$ м, а полуоси эллипса – $R_x = 210.6$ мкм и $R_y = 218.5$ мкм. Количество френелевских зон – 100. Расстояние кристалл–зонная пластинка составляет $L = 15$ м, а зонная пластинка–плоскость регистрации – $q = 7$ м. Расчетное распределение интенсивности рентгеновского пучка вблизи фокусного пика приведена на Рис.3. Как видно из рисунка, FWHM пика интенсивности различна по направлениям осей x и y , и составляет, соответственно, 3.7 и 1.5 мкм.

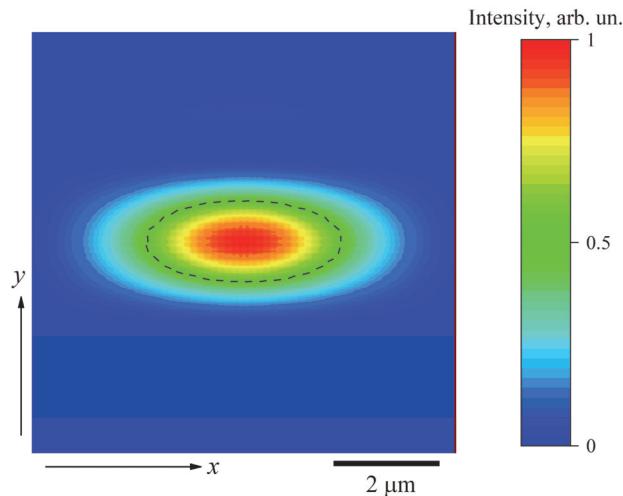


Рис.3. Расчетное распределение интенсивности вблизи фокусного пика.
Пунктиром показан контур половины максимума интенсивности.

4. Заключение

Таким образом показана, что с использованием эллиптической зонной пластики можно сфокусировать отраженной от кристаллической пластинки рентгеновское излучение, в случае точечного источника рентгеновских лучей расположенного на входной поверхности кристалла. Полученные результаты можно использовать в задачах рентгеновской микроскопии на основе кристаллических интерферометров [10,11].

Автор благодарит Л.В. Левоняну, за ценную консультацию.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М. Афанасьев, В.Г. Кон. ФТТ, **19**(6), 1775 (1977).
2. V.V. Aristov, V.I. Polovinkina, A.M. Afanas'ev, V.G. Kohn. Acta Cryst., **A36**, 1002 (1980).
3. V.L. Indenbom, I.S. Slobodetskii, K.G. Truni. Sov. Phys. JETP, **39**(3), 542 (1974).
4. Л.В. Левонян. Письма в ЖТФ, **7**(5), 269 (1981).
5. H. Ade, C.H. Ko, E. Anderson. Applied Physics Letters, **60**, 1040 (1992).
6. M. Lebugle, M. Liebi, K. Wakonig. Optics Express, **25**(18), 21145 (2017).
7. S. Takagi. Journal of the Physical Society of Japan, **26**(5), 1239 (1969).
8. Y. Epelboim. Materials Science and Engineering, **73**, 1 (1985).
9. J.W. Goodman. Introduction to Fourier Optics, New York: McGraw-Hill, 1996.
10. U. Bonse, M. Hart. Zeitschrift für Physik, **188**, 154 (1965).
11. K. Hirano, A. Momose. Jpn. J. Appl. Phys., **38**, L1556 (1999).

ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ ԹԻԹԵՂԻ ՎՐԱ ԴԻՖՐԱԿՑՎԱԾ ԵՐԿՉԱՓ Ծ-ԶԵՎՔԻ
ՈԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱԼԻՔԻ ԿԵՏԱՅԻՆ ԿԻԶԱԿԵՏՈՒՄԸ
ԷԼԻՊՏԱԿԱՆ ԳՈՏԻԱԿԱՆ ԹԻԹԵՂՈՎ

Լ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկված է իդեալական բյուրեղական թիթեղի վրա կոշտ ռենտգենյան ձարագայթման երկչափ կիզակետման հնարավորությունը։ Ենթադրվում է, որ իրականանում դիֆրակցիայի Լաուէ երկրաչափությունը, իսկ բյուրեղական թիթեղի վրա ընկնող ալիքը, ունի ծ-ալիքի ձև ավիքային վեկտորին ուղղահայաց հարթության երկու փոխուղղահայաց ուղրություններով։ Որպես կիզակետող սարք, օգտագործվում է էլիպտական գոտիական թիթեղ։ Իրականացված է կիզակետման թվային մոդելավորում։

POINT FOCUSING OF TWO-DIMENSIONAL δ -SHAPED X-RAY WAVE DIFFRACTED ON A CRYSTALLINE PLATE, USING AN ELLIPTICAL ZONE PLATE

L.A. HAROUTUNIAN

The possibility of the two-dimensional focusing of hard X-rays, diffracted on an ideal crystalline plate is considered. It is assumed, that the Laue geometry of diffraction is take place, and the wave incident on crystalline plate, in the wave-front plane is δ -shaped in both directions: parallel and perpendicular of reflection plane. The Fresnel zone plate with elliptical zones is used as a focusing device. A numerical simulation of the focusing is carried out.

ОБ НЕ-ИНВАЗИВНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ ГЛЮКОЗЫ

В.М. АРУТЮНЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: kisahar@ysu.am

(Поступила в редакцию 29 августа 2022 г.)

Общепринятые методы тестирования уровня глюкозы нуждаются в анализе капельки крови из пальца пациента, что болезненно и неудобно. Такой одноразовый метод сопряжен с инфекционным риском и не подходит для часто требуемого сегодня длительного, ежедневного непрерывного мониторинга глюкозы. Непрерывный мониторинг глюкозы может своевременно дать сведения об успехах терапии в процессе лечения и внести соответствующие корректизы. В настоящее время не существует единого метода непрерывного контроля концентрации глюкозы, хотя разработаны различные виды не-инвазивных датчиков для такого мониторинга на различных физических принципах. Такие приборы могут обеспечить безболезненное, безрисковое, недорогое и частое тестирование. В настоящей статье рассматриваются последние достижения в области не-инвазивных методов контроля глюкозы.

1. Введение

По данным Всемирной организации здравоохранения, в настоящее время в мире насчитывается около 450 миллионов человек, страдающих диабетом. Их число к 2045 может достичь 700 миллионов. Число больных сахарным диабетом в Армении сегодня составляет 73 тысячи [1].

К сожалению, диабет не может быть полностью излечен с помощью современных технологий [2]. Поэтому тестирование концентрации глюкозы является важным методом оценки толерантности к глюкозе. Непрерывный мониторинг глюкозы может своевременно дать сведения об успехах терапии в процессе лечения и внести соответствующие корректизы. В настоящее время существует два основных метода непрерывного контроля глюкозы. Общепринятые методы тестирования уровня глюкозы нуждаются в анализе капельки крови из пальца пациента, что болезненно и неудобно, если требуется, например, тестирование крови из пальца каждый раз в 30 минут. Такой одноразовый метод сопряжен с инфекционным риском и не подходит для длительного, ежедневного непрерывного мониторинга глюкозы [3–7]. В больницах используются такие динамические глюкометры как DexcomG4, Medtronic CGMS GOLD и др., которые необходимо вставлять в организм человека в стационаре, чтобы устранить риск

заражения. Сегодня особенно высока потребность в разработке и массовом использовании не-инвазивных устройств для тестирования уровня глюкозы у человека.

2. Неинвазивный мониторинг глюкозы

Различные виды не-инвазивных датчиков разработаны для мониторинга уровня глюкозы. Они могут обеспечить безболезненное, безрисковое, недорогое и частое тестирование глюкозы, что является идеальным методом для контроля глюкозы [8]. Однако на сегодняшний день не существует единого неинвазивного метода. Метод обратного ионофореза [9], оптические методы [10–14], метод метаболической тепловой конформации [15], метод биоимпедансной спектроскопии [16] являются наиболее используемыми сегодня не-инвазивными методами испытаний.

Кадуфом и др. проведено непрерывное обнаружение глюкозы путем интеграции биоимпедансной спектроскопии и фотоэлектрических датчиков [17–20]. Glucotrack of Integrity Applications из Израиля объединил три метода, включая метод теплопроводности, ультразвуковой метод и импедансную спектроскопию, причем каждый метод оценивал уровень глюкозы независимо. Затем было рассчитано средневзвешенное значение трех оценочных значений для получения окончательного значения [21]. Уровень глюкозы оценивали с помощью импедансной спектроскопии в сочетании с инфракрасной спектроскопии и рамановской спектроскопии [22]. Основным является получение значения глюкозы по физиологическим параметрам на момент тестирования [15, 17–21]. Исследователи оценили временной лаг между глюкозой крови и интерстициальной жидкостью [22–25]. Также существует временная задержка между изменениями глюкозы и изменениями физиологических параметров, а временная задержка может варьироваться от одного физиологического параметра к другому. Фактически, физиологические параметры связаны с концентрацией глюкозы в течение определенного периода времени. Вместе с тем, неправильно получать значение глюкозы, просто анализируя физиологические параметры во время тестирования.

В [26] и [27] сообщено об интеграции обратного ионофореза с помощью устройства с тонким и гибким электрохимическим датчиком для глюкозы. Разработана серия коммерческих продуктов GlucoWatch® (Cygnus Inc., Redwood, CA, США), использующих ионофорез в обратном направлении. Среди них GlucoWatch G2 Biographer (рис.1) использует чрезвычайно низкий электрический ток для извлечения глюкозы из интерстициальной жидкости, которая окружает клетки кожи, а не из крови.

Устройство может быть подготовлено как наручные часы, что позволяет анализировать и реагировать на данные, полученные от соответствующего биосенсора, который калибруется со стандартным измерением глюкозы в крови. Датчик автоматически и не-инвазивно извлекает и измеряет глюкозу каждые 10 минут в течение периода до 13 часов.



Рис.1. Изображения для GlucoWatch G2 Biographer.

Другой метод электрической импедансной спектроскопии (EIS), также был исследован для непрерывного и не-инвазивного мониторинга уровня глюкозы. Основной принцип обнаружения глюкозы на основе импеданса кожи обсуждается ниже.

3. Импедансная спектроскопия кожи для обнаружения уровня глюкозы в крови (BGL)

Как показано на рис.2а, кожа человека разделена на три основных слоя: эпидермис, дерма и подкожная клетчатка, встроенная в кровеносные сосуды. Эпидермис является самым внешним слоем нашей кожи, служащим защитным барьером. Самым внешним слоем эпидермиса является роговой слой. Большую информацию о структуре кожи можно получить, например, в литературе.

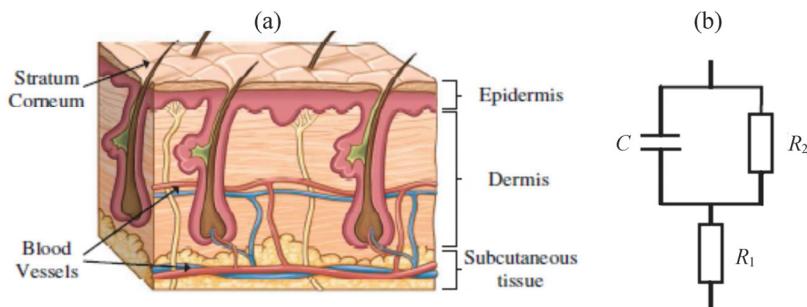


Рис.2. (а) Поперечное сечение кожи, (б) Модель Коула импеданса электрод-кожа.

Поскольку клетки крови и тканей реагируют специфически на различные уровни глюкозы, электролитный баланс в дерме будет изменяться с BGL, что приводит к изменению электрической проводимости [28–30].

Датчики на основе импеданса кожи обычно прикрепляются к коже предплечья или спины, где кожа тонкая, а кровеносные сосуды под ней большие. Хорошо известно, что BGL резко влияет на электрические и диэлектрические свойства человеческой крови [30], а также на высокую частоту электрических полей, наложенного на кожу, могут проникать на поверхность кожи, достигая нижележащих сосудов [31].

3.1. Модель импеданса кожи

Электрически эпидермис часто моделируется как параллельная комбинация конденсатора и резистора (C и R_1 на фиг.2), поэтому импеданс кожи может быть смоделирован резисторно-конденсаторной цепью. Среди различных моделей, модель импеданса кожи Коула, показанная на рис.2b, широко распространена и хорошо совпадает с измеренными данными.

Комплексный импеданс модели Коула равен

$$Z(jw) = R + jX = R_2 + \frac{R_1}{1 + jwR_1C}, \quad (1)$$

где R_1 , в диапазоне от примерно 0.1 до 5000 к Ω см 2 , моделирует сопротивление рогового слоя; C , параллельно с R_1 , представляет емкость верхнего слоя кожи; R_2 , в диапазоне от примерно 0.1 Ω до 1 к Ω см 2 , связан с более глубокой тканью кожи и другими интерференционными факторами, такими как пот [32–33].

Сопротивление и емкость на единицу площади рогового слоя составляют порядка 10 5 Ω см 2 и 30 нФ см $^{-2}$, соответственно [34]. Импеданс рогового слоя составляет большую часть всего импеданса, измеренного на коже, и он доминирует в относительно низком диапазоне частот от 1 Гц до 10 кГц [35]. Диэлектрическая проницаемость кожи заметно изменяется с BGL, который лежит в основе мониторинга BGL путем измерения импеданса кожи. Электрические токи могут проникать через клеточные мембранны при высокой частоте переменного тока [36–38], что эквивалентно обходу R_1 емкостной проводимостью через C . На частотах выше 200 кГц влияние рогового слоя резко снижается.

4. Последние разработки в датчиках импеданса кожи

4.1. Емкостные датчики

Изменения электрических и диэлектрических свойств вдоль электрического поля приведут к импедиметрическим изменениям. Эта система называется NI-CGMD, что означает не-инвазивное устройство непрерывного мониторинга глюкозы [39]. На рис.3 показана принципиальная схема такого датчика. Окаймляющие электрические поля, генерируемые здесь электродом микрополоски, проникают в ткани кожи под ним.

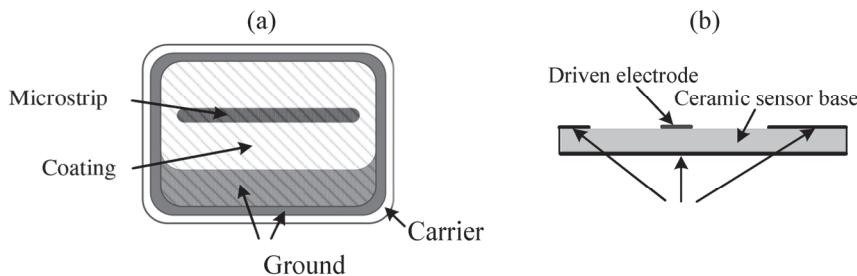


Рис.3. (а) Датчик емкости окаймления. (б) Поперечное сечение датчика.

Однако, когда датчик прикреплен к коже, между датчиком и кожей может существовать воздушный зазор, т. е. имеется паразитная емкость, которая должна быть включена в эквивалентную схему датчика. Для минимизации влияния паразитной контактной емкости конструируется тонкий слой покрытия из стекла (рис.2а). Обычно импеданс покрытия ничтожно мал, когда частота выше 100 Гц. При заданной резонансной частоте импеданс емкостного датчика коррелирует с диэлектрическими свойствами кожи.

Мюллер и др. в [39] использовали массив из трех электродов для достижения различной глубины проникновения электромагнитных полей. Этот датчик называется Solianis Multisensor. Три электрода имеют три различных размера, показанных как длинный, средний и короткий на рисунке 4. Глубина проникновения окаймляющего электрического поля определяется здесь расстоянием между ведущим электродом и плоскостью заземленного электрода. Потоотделение резко влияет на диэлектрические свойства верхних слоев кожи, а колебания температуры влияют как на верхний, так и на нижний слои кожи.

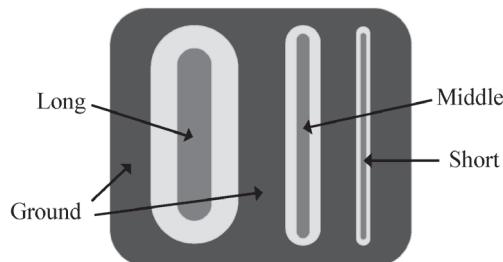


Рис.4. Ширины трех электродов составляют 3 мм, 0.6 мм и 0.3 мм в [39]. Зазоры между приводными электродами и их ближайшим заземляющим электродом равны ширине электродов.

4.2. Интердигитированные датчики

Интердигитированный датчик (рис.5) представляет собой массив переплетенных микроэлектродов на подложке.

Из-за волнобразных колебаний кожи человека, вызванных подповерхностными кровеносными сосудами, для измерения импеданса кожи требуется гибкая структура датчика. Кроме того, эксперименты показывают, что при наличии силы нажатия, приложенной к датчику, измеренная емкость будет более стабильной. Эффективность интердигитированного датчика (рис.5) в приложениях биозондирования зависит от зоны зондирования, гибкости структуры, материалов и вариаций размеров поперечного сечения [26]. Сопротивление кожи может быть измерено с помощью медных электродов на стеклопластиковой подложке [27]. Ширина (~15 мм) и длина (~20 мм) каждого электрода, а также расстояние между двумя последовательными электродами тщательно выбираются, чтобы максимизировать корреляцию между BGL и измеренным импедансом и свести к минимуму влияние образования воздушного зазора. Погрешность измерений в этом случае оказывается в пределах 10% [27].

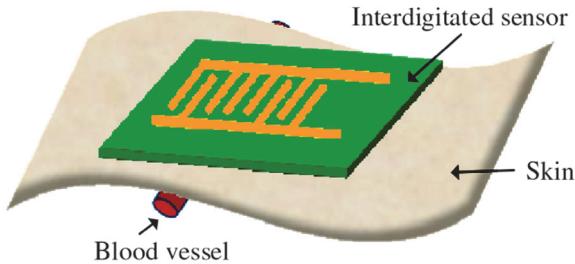


Рис.5. Интердигитированный датчик на волнистой поверхности кожи [41].

4.3. Тетраполярные микродиапазонные датчики

Био-импеданс кончика пальца может быть измерен набором из четырех микродиапазонных платиновых электродов для повышения стабильности измерений [42–43] (рис.6). Каждая электрод имеет ширину 20 мкм и длину 3 мм с зазором 20 мкм. Внешняя пара микродиапазонных электродов является электродами возбуждения, а внутренняя пара – измерительными электродами.

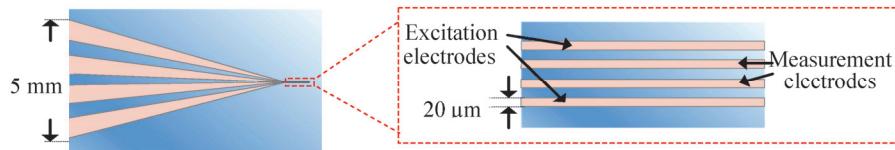


Рис.6. Четыре микродиапазонных электродов, используемых в [42].

Этот тетраполярный метод может различать импедансы интерфейса, вызванные контактом между кожей и датчиками, и удалить эффект интерфейса. Gelao et al. [43] измеряли сопротивление кожи в широком диапазоне частот (1–160 МГц), чтобы найти минимальное сопротивление R_{min} и соответствующие частоты f_{min} , которые коррелируют с BGL. Pockevicius et al. [41] исследовали влияние сопротивления и емкости интердигитированных электродов отдельно и решили использовать только емкость в качестве оценочного параметра BGL, частично из-за незначительной зависимости емкости от частоты в диапазоне частот 10–100 кГц. Емкость датчика увеличивается при повышении уровня глюкозы в крови.

4.4. Многопараметрическая система BGL

Устройство из трех электродов, работающих в различных частотных диапазонах, вместе с оптическим датчиком отражения используются для измерения перфузии, а датчик температуры – для измерения температуры поверхности кожи (рис.7).

Три емкостных датчика различной геометрии работают в диапазоне от 0.2 МГц до 100 МГц для измерения диэлектрических свойств кожи. «Копланарные волноводы» используются на частотах от 1 ГГц до 30 ГГц и перпендикулярны для обеспечения более надежных измерений, которые менее

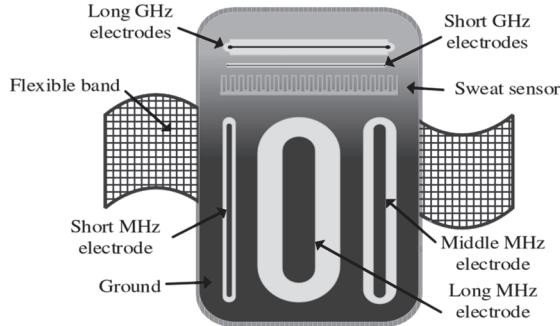


Рис.7. Мультисенсорное устройство в [32], [38].

чувствительны к шумам, вызванным относительным движением между поверхностью датчика и кожей. Когда датчики объединены в одно устройство, это имеет то преимущество, что несколько физиологических параметров собираются с одного куска кожи.

4.5. Многопараметрическая система BGL

Разработаны портативные мониторы глюкозы на основе метода EIS для оценки BGL. Один из мониторов под названием PENDRA® (рис.8) использовал один электродный датчик и был разработан компанией Pendragon Medical Ltd в, Цюрихе, Швейцария. EIS монитор был помещен в металлическую оболочку, похожую на наручные часы.



Рис.8. Часы Pendra.

5. Оптические измерения

Оптические измерения стали популярным вспомогательным методом в последнее время, например, оптические не-инвазивные методы мониторинга глюкозы, определяющие уровень глюкозы в крови [13]. Два различных метода обнаружения – поглощение в ближнем инфракрасном диапазоне (NIR) и рамановское рассеяние – привлекли большое внимание. На рис.9 показаны основные схемы этих двух стратегий.

Облучение кончиков пальцев в ближнем инфракрасном диапазоне NIR в диапазоне длин волн от 750 до 2500 нм использовано для обнаружения

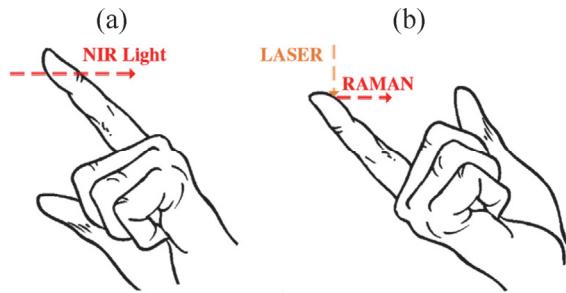


Рис.9. NIR и рамановская спектроскопия (а). Измерение коэффициента пропускания NIR (б). Измерение через кожу.

концентрации глюкозы в крови (рис.9а). [13]. Концентрацию глюкозы можно найти, измерив поглощение света на определенной длине волн при прохождении через палец. Однако абсорбционные характеристики глюкозы в длинах волн NIR перекрываются с характеристиками других веществ в крови человека, таких как белки и вода. Поэтому люди ставят под сомнение точность измерений на основе поглощения NIR. Напротив, рамановская спектроскопия обычно обеспечивает большую точность при измерениях [45]. На палец наносится лазерный луч и собираются рамановские фотонны, генерируемые матрицей ткани крови под острыми углами. На рис.9б показана принципиальная схема рамановского обнаружения, разработанная Pandey et al. [13].

Кевара и Гонсалес [46] объединили технику NIR с EIS для мониторинга глюкозы. Прибор в их работе включает в себя пару импедансных электродов и оптический зонд NIR. Оптический зонд расположен между импедансными электродами. Два измерения проводятся одновременно с помощью анализатора импеданса и спектрометра. Эта работа получила низкую среднеквадратическую ошибку при прогнозировании BGL.

6. Устройство для регистрации изменения вектора поляризации монохроматического светового пучка

Еще одно устройство для не-инвазивного определения концентрации глюкозы в организме человека запатентовано в [47]. Отметим, что ведущими заявителями данного патента являются исследователи из Ереванского государственного университета доктор Акоп Маргарян и Нуне Акопян, а также профессор Нельсон Табирян из США.

Повторим, что большинство приборов для не-инвазивного определения концентрации глюкозы основаны на рамановской [48], инфракрасной [49,50], флуоресцентной [48,49] световой спектроскопии, а также поляриметрической [51–53] и оптической когерентной томографии ([54,55].

Известны другие принципы определения концентрации глюкозы в крови, основанные на явлении оптической вращательной дисперсии (ОРД), при котором хиральная молекула в водном растворе будет вращать плоскость линейно поляризованного света, проходящего через раствор [48,54].

Угол вращения линейно зависит от концентрации хиральных молекул, длины пути через образец и константы для молекулы, которая называется специфическим вращением. Чистое вращение в градусах выражается как [51]

$$\varphi = \alpha_\lambda LC, \quad (2)$$

где α_λ – удельное вращение для вида на длине волны R , L – длина пути, а C – концентрация. Удельное вращение для любой длины волны может быть определено на основе двух измерений длин волны в спектральном диапазоне, свободном от полос поглощения данной хиральной молекулы, используя выражение [52]:

$$\alpha_\lambda = k_0 / (R^2 - 10^2), \quad (3)$$

где константы вычисляются путем определения удельного вращения на двух разных длинах волн. Удельное вращение конкретной хиральной молекулы зависит также от pH и температуры среды. При фиксированном pH и температуре это уравнение позволяет отдельно оценить вклад конкретного анализируемого вещества (глюкозы) на фоне других аналитов, если предоставлены мультиспектральные измерения и соответствующая регрессионная модель [52].

Однако в общих физиологических измерениях вращение вектора поляризации монохроматического пучка (равное 10^{-3} град) примерно в 40 раз меньше по сравнению с расчетным пределом вращающегося материала. Поэтому использование поляризационно-чувствительного оптического метода затрудняет измерение концентрации глюкозы *in vivo* в крови через кожу из-за сильного рассеяния света, которое вызывает деполяризацию света. Толщина материала 4 мм достаточно, чтобы вызвать около 95% деполяризации. По этой причине предложены приборы, с помощью которых определяется концентрация глюкозы у человека методом поляризационного изменения монохроматического пучка, отраженного от глаза [48, 51–53, 56]. Функционирование этих устройств основано на том, что поляризация монохроматического пучка, отраженного от глаза, изменяется на поляризацию падающего пучка, а также на том, что существует высокая корреляция между глюкозой в крови и в водной влаге. В среднем концентрация глюкозы в воде составляет около 70% от концентрации глюкозы в крови. Существует временная задержка в диапазоне 20–30 мин между концентрациями глюкозы в стенах кровеносных сосудов и водой [57, 58].

Существует несколько приборов, основанных на регистрации изменения поляризации монохроматического пучка, отраженного от глаза. В основном эти приборы основаны на оптических системах, где изменение поляризации регистрируется с помощью скрещенного анализатора-поляризатора [51]. В этом устройстве используется явление фазовой модуляции входного пучка, которое реализуется электрооптическим модулятором. Использование электрооптического модулятора приводит к дополнительной ошибке в определении угла поворота поляризационного вектора.

В качестве ближайшего прототипа нами был выбран прибор для измерения

концентрации глюкозы у человека не-инвазивным методом, принципом работы которого является определение поляризационного состояния монохроматического пучка, отраженного от глаза [59].

В этом устройстве имеется оптическая система, состоящая из поляризатора, исследуемого образца и анализатора, скрещенного с поляризатором. В системе фаза линейно поляризованного монохроматического пучка предварительно модулируется и, проходя через глаз, приобретает дополнительный фазовый сдвиг, соответствующий концентрации глюкозы в глазу. Концентрацию глюкозы у человека определяют путем измерения интенсивности пучка, с помощью фотоприемника, размещенного на выходе анализатора, скрещенного с поляризатором. Это основано на физическом явлении, согласно которому поляризационный вектор вращения монохроматического пучка, проходящего вдоль глаза, пропорционален концентрации глюкозы в водной влаге.

Поскольку в этом случае оптический путь пучка невелик, соответственно, и вращение вектора поляризации, обусловленное двулучепреломлением, также невелико. По этой причине требования точности для определения вектора поляризации пучка вращения возрастают.

В прототипе величина тока, регистрируемого на выходе фотоприемника, пропорциональна концентрации глюкозы. Точность измерения концентрации глюкозы с использованием прототипа ограничена использованием электрооптического модулятора.

Целью изобретения является разработка простого устройства для неинвазивного определения концентрации глюкозы, где используются только оптические элементы.

7. Краткое изложение данного изобретения

Суть изобретения заключается в том, что прибор для не-инвазивного определения концентрации глюкозы у человека имеет источник света, анализатор и фотоприемник. Согласно изобретению он имеет светоделитель, радиально-симметричный жидкокристаллический фазовый замедлитель и поляризационную дифракционную решетку, симметрично размещенные относительно источника света и делителя пучка, используемые в качестве анализатора. В качестве фотодетектора используются четыре ПЗС-камеры, которые размещаются попарно на выходе каждой дифракционной решетки перпендикулярно дифракционным пучкам.

Предложен прибор для регистрации изменения вектора поляризации монохроматического светового пучка, отраженного от глаза, определяемого двулучепреломлением глаза. Это изменение вызвано концентрацией глюкозы в водной среде.

В отличие от прототипа, в предлагаемом устройстве произвольный поляризованный световой пучок направлен на глаз, а луч, отраженный от глаза, направляется сначала на радиально-симметричный жидкокристаллический фазовый

замедлитель, затем проходит через поляризационную дифракционную решетку, размещенную после замедлителя, на выходе которого происходит вращение изображений, соответствующие радиально симметричным право- и лево-циркулярно поляризованным компонентам интенсивности. Оно регистрируются цифровой камерой. Это вращение находится в прямой пропорции к концентрации глюкозы у человека.

В предлагаемом устройстве в системе поляризатор – образец – анализатор – фотоприемник вместо поляризатора, анализатора и фотоприемника используются оптические элементы нового поколения жидкокристаллической поляризационной дифракционной решетки (PDG) – осевой симметричный жидкокристаллический фазовый замедлитель, а также и цифровая камера, что приводит к упрощению определения угла поворота вектора поляризации монохроматического пучка и повышению точности измерений. Более того, в отличие от прототипа, где используется линейно поляризованный пучок, в предлагаемом устройстве используется полупроводниковый лазерный луч с произвольной поляризацией.

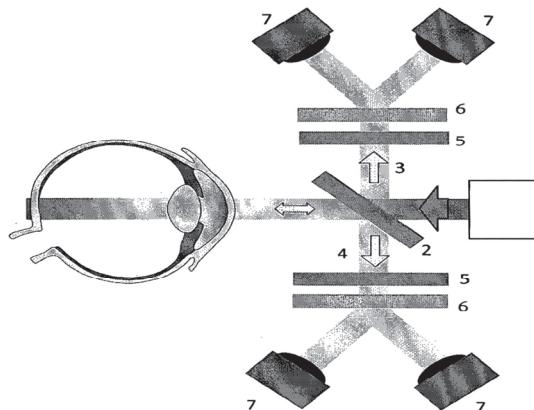


Рис.10. Оптическая схема прибора.

Оптическая схема прибора представлена на рис.10. Согласно рисунку, луч монохроматического источника света – полупроводникового лазера (1), разделен на две части светоделителем (2), одна часть которого используется в качестве опорного сигнала (3), а другая используется в качестве тестового сигнала (4) после отражения от глаза. Лево- и право-циркулярно поляризованные компоненты луча, отраженные от глаза, приобретают различные фазовые задержки, регистрируемые системой регистрации. Имеются осевой симметричный жидкокристаллический фазовый замедлитель (LCPR, 5), жидкокристаллические поляризационные дифракционные решетки (LC PDG, 6) и две цифровые камеры (CCD, 7). Разница между фазовыми задержками обусловлена двулучепреломлением, которое пропорционально концентрации глюкозы. Системой регистрации регистрируется вращение изображений, соответствующее интенсивностям радиально-симметричных лево- и право-циркулярно поляризованных компонентов исследуемого пучка, что прямо пропорционально концентрации глюкозы.

В опорной части в качестве ориентира для определения угла поворота используется вращение изображений, соответствующее интенсивностям луча лево- и право циркулярно- поляризованных компонентов. Как показано в способе, запатентованном авторами [60], применение LCPR позволяет создать уникальное соответствие между состоянием падающего вектора поляризации пучка и регистрируемыми интенсивностями лево- и право-циркулярно поляризованных пучков, полученных на выходе PDG, размещенных после LCPR.

Важно, что вращения двухмерных изображений регистрируемых радиально-симметричных интенсивностей соответствуют вращению поляризационного вектора исследуемого пучка. То есть существует уникальное соответствие между вектором поляризационного состояния исследуемого пучка и радиально-симметричными распределениями интенсивностей, соответствующими лево- и право-циркулярно поляризованным пучкам.

Для количественного описания указанного соответствия используется наш запатентованный метод [60], где используется преобразование Радона для распределения интенсивностей [61]. Преобразование Радона представляет собой проекцию симметричного изображения на заданную ось, которая является одномерной функцией от угла поворота оси и максимальные значения которой являются периодическими. Это соответствует преобразованию распределения интенсивности по окружности – распределению интенсивности по горизонтальной оси, то есть смещение максимальных значений преобразования Радона вдоль угловой оси будет соответствовать вращению радиально-симметричного изображения.

Прибор регистрирует вращение изображений, соответствующее интенсивностям отраженных от глаза и проходящих через LCPR и PDG радиально симметричные лево- и право-циркулярно поляризованные компоненты. Это вращение прямо пропорционально концентрации глюкозы в организме человека.

Уровень точности этого метода зависит от точности определения максимальных координат одномерной функции, соответствующих преобразованию Радона [62]. Согласно цифровым оценкам [60,62], в случае четырехлепесткового LCPR, когда угловое расстояние между максимумами равно 90° , точность определения одного максимума равна 0.1° , а в случае усреднения по числу максимумов точность равна 0.025° . Для повышения точности измерений может быть использован предлагаемый прибор LCPR с 10 и более лепестками.

Таким образом, предлагаемое устройство регистрирует вращение изображений, соответствующее интенсивностям отраженных от глаза и проходящих через LCPR и PDG радиально симметричных лево- и право-циркулярно поляризованных компонентов. Это вращение прямо пропорционально концентрации глюкозы в организме человека.

Итак, предлагаемый прибор для неинвазивного определения концентрации глюкозы (см. рис.11) в организме человека имеет источник света, светоделитель анализатор и фотодетектор, а в качестве анализатора используются две системы, состоящие из радиально-симметричного жидкокристаллического фазового замедлителя и поляризационной дифракционной решетки, симметричной и равноудаленной от расположенных относительно источника света и сплиттера, и

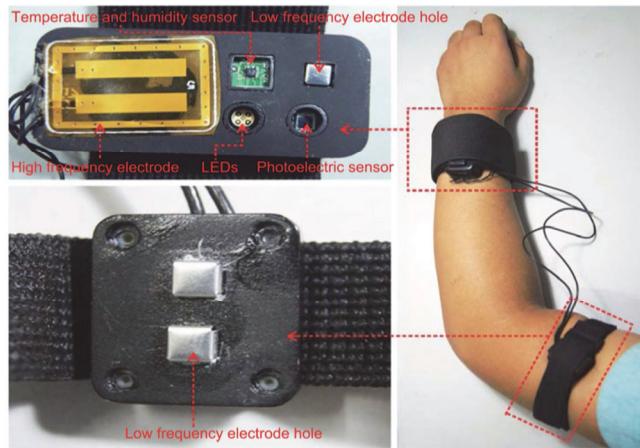


Рис.11. Мультисенсорный не-инвазивный непрерывный глюкометр. Левая часть представляет собой мультисенсорные зонды (верхняя — больший зонд, а нижняя — меньший зонд), правая часть представляла собой эскизную карту, показывающую, как носить зонды.

четыре ПЗС-камеры используются в качестве фотодетектора, при этом они устанавливаются парами на выходе каждой дифракционной решетки перпендикулярно дифракционным лучам.

8. Мультисенсорный не-инвазивный непрерывный глюкометр

В статье [63] разработан мультисенсорный, не-инвазивный непрерывный глюкометр, интегрированный с импедансной спектроскопией на низкой и высокой частоте, оптических свойствах, температуре и влажности, который может оценивать изменение глюкозы путем непрерывного получения данных временных рядов от нескольких датчиков. Путем скрининга признаков в соответствии с сходством между каждым признаком и эталонным профилем глюкозы и создания модели с использованием анализа временных рядов, предложенный глюкометр преодолел проблему временной задержки между изменениями физиологических параметров и изменениями уровня глюкозы. Показано, что после проведения экспериментов при диабетических и недиабетических заболеваниях, такой глюкометр потенциально может осуществлять не-инвазивный, ежедневный, непрерывный мониторинг глюкозы.

9. Заключение

В статье изложены последние достижения в области не-инвазивных методов мониторинга уровня глюкозы. Большинство приборов для не-инвазивного определения концентрации глюкозы основаны на методах био-импедансной, Рамановской [48], инфракрасной [49,50], флуоресцентной [48,49] световой спектроскопий, обратного ионофореза, импедансной спектроскопии (в том числе кожи а также поляриметрической [51–53] и оптической когерентной томографии

(OKT) [54,55]. Различные оптические датчики и методы, а также многопараметрическая система BGL также являются наиболее используемыми сегодня не-инвазивными методами испытаний. Разработана также серия коммерческих продуктов GlucoWatch® и портативный монитор глюкозы. Нами запатентовано устройство для регистрации изменения вектора поляризации монохроматического светового пучка с использованием жидкокристаллов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **V.M. Aroutiounian.** Non-Invasive Metal Oxide Sensors on Exhaled Aceton, *J. Contemp. Phys.*, **56**, 117–132 (2021).
2. **M. Zhang, W. Xu, Y. Deng.** A New Strategy for Early Diagnosis of Type 2 Diabetes Mellitus by standard-free, label-free LC-MS/MS quantification of glycated peptides. *Diabetes*, DB_130347 (2013).
3. **T. Battelino, J. Bolinder.** Clinical use of real-time continuous glucose monitoring. *Current Diabetes Reviews*, **4**, 218–222 (2008).
4. **S. Garg, et al.**, Improvement in glycemic excursions with a transcutaneous, real-time continuous glucose sensor a randomized controlled trial. *Diabetes care*, **29**, 44–50 (2006).
5. **G. Sparacino, A. Facchinetto, C. Cobelli**, “Smart” continuous glucose monitoring sensors: on-line signal processing issues. *Sensors*, **10**, 6751–6772 (2010).
6. **J. Huang, Z. Ying, W. Jayne.** Review of Non-invasive Continuous Glucose Monitoring Based on Impedance Spectroscopy. *Sensors and Actuators A*, **311**, 15 (2020).
7. . **S.K. Vashist.** Continuous glucose monitoring systems: A review. *Diagnostics*, **3**, 385–412 (2013).
8. **S.K. Vashist**, Non-invasive glucose monitoring technology in diabetes management. *Analytica chimica acta* **750**, 16–27 (2012).
9. **J.A. Tamada, et al.** Noninvasive glucose monitoring – Comprehensive clinical results. *Jama-J Am Med Assoc*, **282**, 1839–1844 (1999).
10. **N.V. Alexeeva, M.A. Arnold.** Impact of tissue heterogeneity on noninvasive near-infrared glucose measurements in interstitial fluid of rat skin. *Journal of diabetes science and technology*, **4**, 1041–1054 (2010).
11. **L. Heinemann, G. Schmelzeisen-Redeker.** Non-invasive continuous glucose monitoring in Type I diabetic patients with optical glucose sensors. *Diabetologia*, **41**, 848–854 (1998).
12. **M.A. Pleitez, et al.**, In vivo noninvasive monitoring of glucose concentration in human epidermis by mid-infrared pulsed photoacoustic spectroscopy. *Analytical chemistry*, **85**, 1013–1020 (2012).
13. **R. Pandey et al.**, Noninvasive Monitoring of Blood Glucose with Raman Spectroscopy. *Acc. Chem. Res.*, **50**, 264–272 (2017).
14. **J. Chaiken et al.**, Instrument for near infrared emission spectroscopic probing of human fingertips in vivo. *Review of Scientific Instruments*, **81**, 034301 (2010).
15. **F. Tang, X. Wang, D. Wang, J. Li**, Non-invasive glucose measurement by use of metabolic heat conformation method. *Sensors*, **8**, 3335–3344 (2008).
16. **G. Gelao, R. Marani, V. Carrier, A. G. Perri**, Design of a dielectric spectroscopy sensor for continuous and non-invasive blood glucose monitoring. *International Journal of Advances in Engineering & Technology*, **3**, 55 (2012).
17. **A. Caduff, et al.**, The Effect of a Global, Subject, and Device-Specific Model on a Noninvasive Glucose Monitoring Multisensor System. *Journal of diabetes science and technology*, **9**, 865 (2015).

18. **A. Caduff, et al.**, Non-invasive glucose monitoring in patients with diabetes: A novel system based on impedance spectroscopy. *Biosensors and Bioelectronics* **22**, 598–604 (2006).
19. **A. Caduff, et al.**, Non-invasive glucose monitoring in patients with Type 1 diabetes: A Multisensor system combining sensors for dielectric and optical characterization of skin. *Ibid*, **24**, 2778–2784 (2009).
20. **A. Caduff, et al.**, Characteristics of a multisensor system for non invasive glucose monitoring with external validation and prospective evaluation. *Ibid*, **26**, 3794–3800 (2011).
21. **I. Harman-Boehm, A. Gal, A.M. Raykhman, E. Naidis, Y. Mayzel**, Noninvasive glucose monitoring: increasing accuracy by combination of multi-technology and multi-sensors. *Journal of diabetes science and technology*, **4**, 583–595 (2010).
22. **J.T. Xue, et al.**, Noninvasive Measurement of Glucose in Artificial Plasma with Near-Infrared and Raman Spectroscopy. *Applied Spectroscopy* **68**, 428–433 (2014).
23. **I. Barman, C.-R. Kong, G.P. Singh, R.R. Dasari, M.S. Feld**. Accurate spectroscopic calibration for noninvasive glucose monitoring by modeling the physiological glucose dynamics. *Analytical chemistry*, **82**, 6104–6114 (2010).
24. **D.W. Schmidtke, A.C. Freeland, A. Heller, R.T. Bonnecaze**. Measurement and modeling of the transient difference between blood and subcutaneous glucose concentrations in the rat after injection of insulin. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **95**, 294–299 (1998).
25. **N. Spegazzini, et al.** Spectroscopic approach for dynamic bioanalyte tracking with minimal concentration information. *Scientific reports*, **4**, 7013 (2014).
26. **Y. Chen, S. Lu, S. Zhang, Y. Li, Z. Qu, Y. Chen, et al.**, Skin-like biosensor system via electrochemical channels for noninvasive blood glucose monitoring, *Science Advances*, **3**(12), e1701629 (2017).
27. **A.J. Bandodkar, W. Jia, C. Yardimci, X. Wang, J. Ramirez, J. Wan**. Tattoo-Based Noninvasive Glucose Monitoring: A Proof-of-Concept Study, *Analytical Chemistry*, **87**, 394–398, 2015.
28. **A. Caduff, M. Talary, L. Heinemann, Y.D. Feldman**. Non-invasive glucose monitoring in patients with diabetes: a novel system based on impedance spectroscopy, *Biosensors and Bioelectronics*, **22**(5), 598–604 (2007).
29. **M. Gusev, L. Poposka, G. Spaseverki, M. Kostoska, B. Koteska, M. Simjanoska, N. Ackovska, A. Stojmenski, J. Tasic, J. Trontelj**. Noninvasive Glucose Measurement Using Machine Learning and Neural Network Methods and Correlation with Heart Rate Variability, *Journal of Sensors*, 2020, 9628281 (2020).
30. **S. Abdalla, S.S. Al-ameer, S.H. Al-Magaishi**. Electrical properties with relaxation through human blood, *Biomicrofluidics*, **4**(3), 034101 (2010).
31. **X. Gao, J. Tang**, Human Bioelectrical impedance Measuring Method Based on Principle of Multi-frequency and Multi-segment, *Procedia Engineering*, **24**, 459463 (2011).
32. **D. Yousri, A.M. Abdelaty, L. Said, et al.**, Biological inspired optimization algorithms for cole-impedance parameters identification, *International Journal of Electronics and Communications*, **78**, 79–89, (2017).
33. **J. Heikenfeld, A. Jajack, J. Rogers, P. Gutruf, L. Tian, T. Pan, R. Li, M. Khine, J. Kim, J. Wang, J. Kim**. Wearable sensors: modalities, challenges, and prospects, *Lab. Chip*, **18**, 217–248 (2018).
34. **O.S. Birgersson, E. Birgersson, P. Aberg, I. Nicander**. Non-invasive bioimpedance of intact skin: mathematical modeling and experiments, *Physiological Measurement*, **32**, 1 (2010).
35. **D.K. Kamat, D. Bagul, P.M. Patil**. Blood Glucose Measurement Using Bioimpedance Technique, *Advances in Electronics*, **2014**, id. 406257 (2014).
36. **G. Martinsen, S. Grimnes, E. Haug**. Measuring depth depends on frequency in electrical

- skin impedance measurements, Skin Research and Technology, **5**, 179–181 (1999).
37. **U. Birgersson, E. Birgeresson, S. Ollmar.** Estimating electrical properties and the thickness of skin with electrical impedance spectroscopy: Mathematical analysis and measurements, Journal of Electrical Bioimpedance, **3**(1), 51-60 (2012).
 38. **M. Talary, F. Dewarrat, A. Caduff, A. Puzenko.** An RCL Sensor for Measuring Dielectrically Lossy Materials in the MHz Frequency Range, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, **13**(2), 247-256 (2006).
 39. **M. Mueller, M. S. Talary, L. Falco, O.D. Feo, W.A. Stahel and A. Caduff,** Data Processing for Noninvasive Continuous Glucose Monitoring with a Multisensor Device, Journal of Diabetes Science and Technology, **5**(3), 694-702 (2011).
 40. **F. Dewarrat, L.J. Falco, A. Caduff, M. Talary.** Measurement and Simulation of Conductive Dielectric Two-layer Materials with a Multiple Electrodes Sensor, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, **15**(5), 1406-1414 (2008).
 41. **V. Pockevicius, V. Markevicius, M. Cepehas, D. Andriukaitis.** Blood Glucose Level Estimation Using Interdigital Electrodes, Elektronika ir Elektrotechnika, **19**(6), 71-74 (2013).
 42. **C. Margo, K. Juliano, M. Nadi, A. Rouane.** A four-electrode low frequency impedance spectroscopy measurement system using the AD5933 measurement chip, Physiological Measurement, **34**(4), 391-405 (2013).
 43. **G. Gelao, R. Marani, V. Carrero, A.G. Perri.** Design of a Dielectric Spectroscopy Sensor for Continuous and Non-Invasive Blood Glucose Monitoring, International Journal of Advances in Engineering & Technology, **3**(2), 55-64 (2012).
 44. **S. Haxha, J. Jhoja.** Optical Based Noninvasive Glucose Monitoring Sensor Prototype, IEEE Photonics Journal, **8**(6), 1-11 (2016).
 45. **M.K. Chowdhury, A. Srivastava, D. Sharma, D. Sharma.** Challenges & Countermeasures in Optical Noninvasive Blood Glucose Detection, International Journal of Innovative Research in Science, Engineering and Technology, **2**(1), 329-334 (2013).
 46. **E. Guevara, F. Gonzalez.** Joint optical-electrical technique for noninvasive glucose monitoring, Revista mexicana de fisica, **56**(5), 430-434 (2010).
 47. **H. Margaryan, N. Hakobyan, D. Hovhannisyan, V. Aroutiounian, N. Tabirian, U. Rohatgi, V. Abrahamyan, A. Movsisyan, P. Gasparyan.** Internorganism ational Application Number PCT/AM2014/000002 18 April 2014 (18.04.2014).
 48. **J.R. Lakowicz, I. Gryczynski, Z. Gryczynski, L. Tolosa, L. Randers-Eichhorn, G. Rao.** Polarization-based sensing of glucose using an oriented reference film, J. Biomed. Opt., **4**(4), 443-449 (1999).
 49. **O.S. Khalil.** Spectroscopic and clinical aspects of noninvasive glucose measurements, Clin. Chem. **45**(2), 165-177 (1999).
 50. **R.J. McNichols, G.L. Coté.** Optical glucose sensing in biological fluids: an overview, J. Biomed. opt., **50**, 5-16 (2000).
 51. **S. Böckle, L. Rovati, R.R. Ansari.** Glucose sensing using Brewster-reflection: Polarimetric ray-tracing based upon an anatomical eye model, Proc. SPIE, 4965_21 (2003).
 52. **R.O. Esenaliev, K.N. Larin, I.V. Larina, M. Motamedi.** Noninvasive monitoring of glucose concentration with optical coherence tomography, Opt. Lett., **26**(13), 992-994 (2001).
 53. **V.V. Tuchin, R.K. Wang, E.I. Galanzha, N.A. Lakodina, A.N. Solovieva.** Monitoring of glycated hemoglobin in a whole blood by refractive index measurement with OCT, Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference, Technical Digest, Optica Publishing Group, 2003, paper CTuM45.
 54. **R.C.N. Studinski, I.A. Vitkin.** Methodology for examining polarized light interactions with tissues and tissuelike media in the exact backscattering direction, J. Biomed. Opt., **5**(3), 330-337 (2000).

55. **G.L. Coté, B.D. Cameron.** Noninvasive polarimetric measurement of glucose in cell culture media, *J. Biomed. Opt.*, **2**(3), 275-281 (1997).
56. **K.C. Hadley, I.A. Vitkin.** Optical rotation and linear and circular depolarization rates in diffusively scattered light from chiral, racemic, and achiral turbid media, *J. Biomed. Opt.* **2**(3), 291-299 (2002).
57. **Theru, G.L. Coté.** Effect of temperature, pH, and corneal birefringence on polarimetric glucose monitoring in the eye, *J. Biomed. Opt.*, **7**(3), 321-328 (2002).
58. **R.L. Stamper.** Aqueous humor: secretion and dynamics, in *Physiology of the Human Eye and Visual System*, Ed. R.E. Records, Harper & Row, Hagerstown, MD, pp. 156-182, (1979).
59. **B. Rabinovitch, W.F. March, R.L. Adams.** Noninvasive Glucose Monitoring of the Aqueous Humor of the Eye: Part L Measurement of Very Small Optical Rotations, *Diabetes care*, **5**(3), 254-258 (1982).
60. **H. Margaryan, V. Aroutiounian, N. Tabiryan, N. Hakobyan, V. Abrahamyan, D. Hovhannisyan, T. Sargsyan, A. Movsisyan.** The method for registration of changes of polarization state of monochromatic light radiation, Patent of Republic of Armenia No. 2815 A, (2014).
61. **S.R. Deans.** The Radon Transform and Some of Its Applications, New York: John Wiley & sons, 1983.
62. **H. Margaryan, D. Hovhannisyan, N. Hakobyan, T. Sargsyan, P. Gasparyan, D. Pokhsrryan, N. Tabiryan.** Device for measuring the circular dichroism spectrum in real time, *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, **22**(4), 1350042 (2013).
63. **Zh. Geng, F. Tang, Y. Ding, Sh. Li, X. Wang.** Noninvasive Continuous Glucose Monitoring Using a Multisensor-Based Glucometer and Time Series Analysis, *Sci Rep*, **7**, 12650 (2017).

ON NON-INVASIVE GLUCOSE MEASUREMENTS

V.M. AROUTIOUNIAN

Conventional glucose testing methods require the analysis of a droplet of blood from the patient's finger, which is painful and inconvenient. Such a one-time method carries an infectious risk and is not suitable for the long-term, daily continuous glucose monitoring often required today. Continuous glucose monitoring can provide timely information about the success of therapy during treatment and make appropriate adjustments. Currently, there is no single method of continuous monitoring. Currently, there is no single method of continuous monitoring. Glucose concentrations, although different kinds of non-invasive sensors have been developed for such monitoring on different physical principles. Such devices can provide painless, risk-free, inexpensive and frequent testing. This article discusses recent advances in non-invasive glucose control techniques.

Известия НАН Армении, Физика, т.57, №4, с.612–616 (2022)

УДК 577.3, 547.963.3

DOI:10.54503/0002-3035-2022-57.4-612

ВЛИЯНИЕ НИЗКОИНТЕНСИВНЫХ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ВЯЗКОСТЬ И ПЛОТНОСТЬ ВОДНО-СОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ

В.П. КАЛАНТАРЯН¹, Р.С. КАЗАРЯН¹, Ю.С. БАБАЯН^{2*}, А.А. ТАДЕВОСЯН³

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Национальный университет архитектуры и строительства, Ереван, Армения

³Ереванский государственный медицинский университет, Ереван, Армения

*e-mail: babayanyura@gmail.com

(Поступила в редакцию 1 марта 2022 г.)

Исследованы плотности водно-солевого раствора и водно-солевого раствора ДНК в зависимости от концентрации NaCl в растворе при облучении их миллиметровыми электромагнитными волнами нетепловой интенсивности резонансными для колебаний гексагональных водных молекулярных структур частотой 50.3 ГГц. Исследования показали, что при облучении плотность растворов увеличивается. Изменение плотности из-за облучения минимально для 0.9% раствора NaCl (физиологического раствора). Вискозиметрические измерения показали, что для физиологического раствора ДНК облучение (которое приводит к дегидратации ДНК) не приводит к заметному изменению вторичной и третичной структуры ДНК.

1. Введение

Анализ существующих в литературе экспериментальных данных указывает на то, что в живых организмах первичной мишенью для миллиметровых электромагнитных волн (МЭМВ) низкой интенсивности служит вода, которая играет уникальную роль в функционировании живых организмов, а также в формировании и стабилизации вторичной и третичной структуры белков и нуклеиновых кислот. Предполагается, что слабые МЭМВ могут изменять свойства водных растворов, в частности, структурированность воды [1–4]. В настоящее время обнаружены многочисленные эффекты МЭМВ нетепловой интенсивности на клеточном [5,6] и молекулярном [7–9] уровне организмов.

Недавно нами было показано [1–3], что МЭМВ нетепловой интенсивности на резонансных для водных структур частотах не поглощаются поверхностным слоем водных растворов, проникают в более глубокие слои жидкости и приводят к дегидратации присутствующих в растворе ионов, вследствие чего увеличивается плотность растворов.

Целью данной работы было исследование плотности и вязкости водно-

солевых растворов без и водно-солевых растворов дезоксирибонуклеиновой кислотой (ДНК) в зависимости от концентрации соли, когда растворы облучались низкоэнергетическими МЭМВ частотой 50.3 ГГц, совпадающей с резонансной частотой собственных колебаний гексагональных колец молекулярных водных структур.

2. Материалы и методы исследований

В работе использована ДНК тимуса теленка фирмы Sigma. Растворы ДНК были приготовлены в физиологическом растворе (0.9% NaCl). Плотность растворов определялась на денситометре DMA 4500 Anton Paar с чувствительностью 10^{-5} г/см³. Для облучения применялся генератор Г4-141, имеющий диапазон частот излучений 37.5–53.37 ГГц (плотность потока мощности в месте нахождения образца составляла 60 мкВт/см²), что подробно описано в работе [3].

Для выяснения изменений вторичной или третичной структуры ДНК вследствие облучения МЭМВ исследовалась вязкость растворов ДНК. Относительное изменение вязкости растворов исследовано при помощи вискозиметра Убеллоде. Время прохождения 2 см³ объема раствора ДНК через капилляр вискозиметра составляет примерно 80 с. Учитывая, что коэффициент вязкости (η) прямо пропорционален времени прохождения раствора через капилляр вискозиметра, определялось относительное изменение η вследствие облучения МЭМВ.

3. Результаты и их обсуждение

В работах [1–3] было показано, что под действием МЭМВ нетепловой интенсивности плотность водно-солевых растворов и растворов ДНК увеличивается, достигая наибольшего значения при облучении 90 мин., резонансного для водных структур частотой 50.3 ГГц. Принято считать электромагнитное излучение нетепловым если плотность потока мощности в месте нахождения образца не превышает 10 мВт/см². Поэтому была исследована зависимость плотности водно-солевых растворов и растворов ДНК от концентрации соли, когда растворы облучались 90мин. резонансной частотой колебаний гексагональных водных структур 50.3 ГГц [10,11]. Как следует из табл.1, где приведены плотности необлученных и облученных частотой 50.3 ГГц при 20°C образцов, вследствие облучения резонансной частотой, плотности водно-солевых растворов и растворов ДНК увеличиваются, независимо от концентрации соли. Из этих данных вычислены относительные изменения плотности ($\Delta\rho$) исследованных растворов вследствие облучения (табл. 2). Из табл. 2 следует, что при увеличении концентрации NaCl, приблизительно до 1% $\Delta\rho$ уменьшается в исследуемых растворах, причем для растворов ДНК немного больше, чем для водно-солевых растворов. Дальнейшее увеличение концентрации NaCl в растворах приводит к увеличению $\Delta\rho$. Известно, что

Табл.1. Плотность ($\text{г}/\text{см}^3$) необлученных и облученных 90 мин частотой 50.3 ГГц водно-солевого раствора и водно-солевого раствора ДНК при некоторых концентрациях NaCl , при 20°C. В растворах концентрация ДНК остается постоянной, равной 0.2 мг/л

Концентрация NaCl , массово- вая доля, %	Необлученный раствор		Облученный раствор	
	Водно-солевой раствор без ДНК	Водно-солевой раствор с ДНК	Водно-солевой раствор без ДНК	Водно-солевой рас- твор с ДНК
0.5	0.99835 ± 0.00002	0.99837 ± 0.00002	0.99850 ± 0.00003	0.99855 ± 0.00002
0.7	0.99904 ± 0.00003	0.99913 ± 0.00002	0.99918 ± 0.00002	0.99930 ± 0.00003
0.9	0.99921 ± 0.00002	0.99923 ± 0.00002	0.99932 ± 0.00003	0.99938 ± 0.00002
1.0	1.00528 ± 0.00003	1.00530 ± 0.00003	1.00540 ± 0.00002	1.00545 ± 0.00003
2.0	1.01234 ± 0.00002	1.01237 ± 0.00003	1.01247 ± 0.00002	1.01253 ± 0.00002
3.0	1.01897 ± 0.00003	1.01901 ± 0.00002	1.01910 ± 0.00003	1.01918 ± 0.00002
4.0	1.02678 ± 0.00003	1.02681 ± 0.00003	1.02693 ± 0.00002	1.02700 ± 0.00003
5.0	1.03396 ± 0.00003	1.03399 ± 0.00002	1.03412 ± 0.00002	1.03419 ± 0.00002
6.0	1.04008 ± 0.00002	1.04011 ± 0.00003	1.04025 ± 0.00003	1.04031 ± 0.00003
7.0	1.04765 ± 0.00003	1.04767 ± 0.00002	1.04782 ± 0.00003	1.04788 ± 0.00003

Примечание. Значения приведенных данных представляют собой средние арифметические из 5–6 независимых измерений. Среднее квадратичное отклонение оценивалось по формуле $(\sum_{i=1}^n d_i^2 / (n - 1))^{1/2}$ где d_i^2 – отклонение от среднего арифметического для i -го измерения, n – количество измерений.

гидратное окружение ДНК играет определяющую роль в формировании стабильных структур ДНК и ответственно за их динамическое поведение [12,13]. Следовательно, в физиологических условиях (при 0.9% раствора NaCl) образуются гидратированные структуры ДНК и ионов, которые более устойчивы к внешним МЭМВ воздействиям (вследствие облучения изменение $\Delta\rho$ наименьшее). Нами было показано [1–3], что при облучении водно-солевого раствора и раствора ДНК резонансными для колебаний водных структур частотами, происходит дегидратация присутствующих в растворе ионов Na^+ и ДНК. Часть свободившихся молекул воды заполняют пустоты гексагональных структур, вследствие чего и увеличивается плотность растворов. Согласно нашим экспериментальным данным в физиологических условиях под воздействием МЭМВ изменение гидратации ДНК и ионов Na^+ наименьшее. Вследствие дегидратации ДНК может изменяться вторичная или третичная структура ДНК [14,15], которое можно выявить, исследуя вязкость необлученных и облученных растворов ДНК.

Было определено время (t) прохождения необлученных и облученных 2cm^3 образцов через капилляр вискозиметра Убеллоде. Считая, что коэффициент вязкости (η) прямо пропорционален времени прохождения растворов через капилляр ($\eta \sim t$), определено относительное изменение коэффициента вязкости (η/η_0) вследствие облучения 0.9% водно-солевого раствора ДНК (η_0 – коэффициент вязкости необлученного 0.9% раствора ДНК). Эксперимент показал, что вследствие

Табл.2. Изменение плотности ($\Delta\rho$) водно-солевых растворов без ДНК и водно-солевых растворов с ДНК вследствие облучения 90 мин. МЭМВ частотой 50.3 ГГц при 20°C

Концентрация NaCl, массовая доля, %	$\Delta\rho \times 10^4$	
	Водно-солевой рас- твор без ДНК	Водно-солевой рас- твор с ДНК
0.5	1.5	1.8
0.7	1.4	1.7
0.9	1.1	1.5
1.0	1.2	1.5
2.0	1.3	1.6
3.0	1.3	1.7
4.0	1.5	1.9
5.0	1.6	2.0
6.0	1.7	2.0
7.0	1.7	2.1

облучения время прохождения растворов ДНК через капилляр вискозиметра в пределах погрешности эксперимента не меняется. Следовательно, можно считать, что вязкость 0.9% солевого раствора ДНК не меняется вследствие облучения: облучение не приводит к заметным изменениям во вторичной и третичной структуре ДНК, которое можно было бы зарегистрировать при помощи вискозиметрии.

4. Заключение

В клетках живых организмов вода содержит 0.9% NaCl, который обеспечивает нормальное функционирование клеточных молекул и надмолекулярных структур. Показано, что под воздействием резонансной для колебаний гексагональных молекулярных водных структур частоты 50.3 ГГц происходит дегидратация ДНК и ионов Na^+ , однако в физиологических условиях это не приводит к изменению пространственной структуры двойной спирали ДНК.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.П. Калантарян, С.Н. Акопян, Ю.С. Бабаян. Известия НАН Армении, Физика, **52**, 79 (2017).
2. В.П. Калантарян, С.Н. Акопян, П.О. Вардеванян. Известия НАН Армении, Физика, **53**, 231 (2018).
3. V. Kalantaryan, R. Martirosyan, Yu. Babayan, R. Ghazaryan. Prog. Electromag. Res. Let., **91**, 49 (2020).
4. В.И. Петросян, А.В. Майбородин, С.А. Дубовицкий. Миллиметровые волны в биологии и медицине, **1**, 18 (2005).
5. O.V. Betskii, S.V. Savelev, L.A. Morozowa. Biomedical Radioelectronics, **4**, 42 (2017).
6. M.K. Logani, I. Szabo, V.R. Makar, A. Bhanushali, S.I. Alekseev, M.C. Ziskin. Bioelectromagnetics, **27**, 258 (2007).
7. S.I. Alekseev, M.C. Ziskin. Ibid, **22**, 288 (2001).
8. V.R. Makar, M.K. Logani, A. Bhanashali, M. Kataoka, M.C. Ziskin. Ibid, **26**, 10 (2005).

9. **В.Н. Никифоров, А.В. Иванов, Е.К. Иванова, К.П. Тамаров.** Биофизика, **61**, 255 (2016).
10. **V.I. Petrosyan, N.I. Sinitzin, V.A. Elkin, N.D. Devyatkov.** Biomedical Radioelectronics, **5**, 62 (2001).
11. **V.I. Petrosyan, N.I. Sinitzin, V.A. Elkin, N.D. Devyatkov, Yu.V. Gulyaev.** Biomedical Radioelectronics, **5**, 62 (2001).
12. **В. Зенгер.** Принципы структурной организации нуклеиновых кислот: Пер. с англ. М.: Мир, 584 (1987).
13. **I. Hag.** Arch. Biochem. Biophys., **403**, 1 (2002).
14. **M. Guran, P. Plateau, M. Fioche.** J. Biophys., **88**, 1693 (2005).
15. **T.V. Chalikian.** J. Phys. Chem., **105**, 12566 (2001).

ՅԱԾՐ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՄԻԼԻՄԵՏՐԱՆՈՅ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ
ԱԼՔՖՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԶՈՒՐ-ԱՂԱՅԻՆ ԼՈՒՇՈՒՅԹՆԵՐԻ
ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՄԱԾՈՒԾԻԿՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Վ.Պ. ՔԱԼԱՆԹԱՐՅԱՆ, Ռ.Ս. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Յու.Ս. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ա.Ա. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրվել է ջուր-աղային և ԴՆԹ-ի ջուր-աղային լուծույթների խտությունը՝ կախված լուծույթում NaCl -ի կոնցենտրացիայից, երբ լուծույթները ձառագայթվել են ոչ ջերմային միլիմետրային տիրույթի ջրի հեքսագրնալ մոլեկուլյար կառուցվածքների տատանումների ռեզոնանսային 50.3 GHz հաճախության էլեկտրամագնիսական ալիքներով: Հետազոտությունները ցույց են տվել, որ ձառագայթման հետևանքով մեծանում է լուծույթի խտությունը: Ձառագայթման հետևանքով խտության նվազագույն փոփոխությունը դիտվում է 0.9% NaCl (ֆիզիոլոգիական լուծույթ) դեպքում: ԴՆԹ-ի ֆիզիոլոգիական լուծույթի մածուցիկաշափության տվյալները վկայում են, որ ձառագայթումը (որը բերում է ԴՆԹ-ի դեհիդրատացիայի) չի ուղեկցվում ԴՆԹ-ի երկրորդային և երրորդային կառուցվածքների նկատելի փոփոխությամբ:

INFLUENCE OF LOW INTENCITY MILLIMETER ELECTROMAGNETIC WAVES ON THE DENSITY AND VISCOSITY OF WATER-SALT SOLUTIONS

V.P. KALANTARYAN, R.S. GHAZARYAN, Yu.S. BABAYAN, A.A. TADEVOSYAN

The density of water-salt solutions and the water-salt solutions of DNA are studied depends on the concentration of NaCl in the solutions, when the solutions are irradiated with a resonance frequency of 50.3 GHz oscillations of the hexagonal molecular structure of water in the non-thermal millimeter range. The investigations show that in the result of radiation the density of the solution increases. In the result of radiation, the minimal change of the density is observed in the case of 0.9% NaCl solution. The viscosity data of DNA solution prove that the radiation (which brings to DNA dehydration) is not accompanied by visible changes of DNA secondary and thirdly structures.

КВАНТОВАЯ ДИНАМИКА НЕВЫРОЖДЕННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАСПАДА В ОПТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

С.Т. ГЕВОРГЯН*, М.С. ГЕВОРГЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: saribek.gevorgyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 10 июля 2022 г.)

Для процесса невырожденного параметрического распада в оптическом резонаторе, в котором квант с энергией $\hbar\omega_0$ распадается на два кванта с энергиями $\hbar\omega_2$ и $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1$, исследована квантовая динамика числа фотонов, динамика квантовой энтропии и функции Вигнера взаимодействующих мод поля. Показано, что мода с частотой ω_3 в области очень сильной связи между взаимодействующими модами может локализоваться в сжатом состоянии, а моды с частотами ω_1 или ω_2 , не зависимо от значения коэффициента связи, локализуются в состояниях являющихся статистической смесью Фоковских состояний.

1. Введение

Внутрирезонаторный параметрический распад, при котором光子 накачки параметрически преобразуются в пары фотонов внутри $\chi^{(2)}$ нелинейной среды, является интересным процессом из-за его многочисленных приложений, в частности, для создания источников света настраиваемых в широком спектральном диапазоне – даже шириной до двух октав. [1–4], и генерации сжатого света [5–7]. Отметим также, что, в частности, уже почти три десятилетия внerezонаторный параметрический распад используется для генерации запутанных пар фотонов [8,9].

Также отметим что для соответствующего внerezонаторного процесса, из-за диапазона фазового синхронизма внутри кристалла ширина полосы взаимодействующих мод относительно велика (обычно порядка терагерц или несколько нанометров) для обычных длин кристаллов [10], а использование резонатора позволяет ее сузить.

Квантовая динамика внутрирезонаторного невырожденного параметрического распада к примеру теоретически была исследована также в работах [11–13]. В работе [11] представлена квантовая теория невырожденного параметрического осциллятора выше порога генерации. Обсуждалось влияние диффузии сигнала и холостой фазы на различные типы спектральных измерений внешнего сжатия. В работе [12] развита квантовая теория управляемого внутрирезонаторного параметрического генератора в случае невырожденного сигнала и холостой

моды. В работе [13] авторы обсуждали модель невырожденного параметрического осциллятора в адиабадическом пределе сильно затухающей накачки и нашли точные аналитические решения для совместной двухмодовой функции Вигнера в стационарном режиме. В работах [14,15] достаточно хорошо теоретически исследована квантовая динамика вырожденного параметрического распада, то есть генерация второй субгармоники. В работе [14] в положительном Р представлении с помощью адиабатического исключения из ланжевеновских уравнений движения фундаментальной моды показано, что в стационарной области взаимодействия в этой системе можно получить свет, находящийся как в сжатом состоянии, так и в суперпозиционном состоянии двух когерентных компонент. В работе [15] с помощью Монте Карло метода, предложенного в работе [16], исследована квантовая динамика числа фотонов фундаментальной моды и моды субгармоники в зависимости от коэффициента нелинейной связи между взаимодействующими модами. В зависимости от этого же коэффициента исследована динамика квантовой энтропии взаимодействующих мод. Получены функции Вигнера стационарных состояний полей и динамика корреляционных функций флуктуаций числа фотонов фундаментальной моды и моды субгармоники. Показано, что динамики этих величин сильно зависят от значения коэффициента связи между взаимодействующими модами. Для больших значений коэффициента связи между модами показано, что мода субгармоники в больших временах взаимодействия локализуется в двухкомпонентном состоянии с одинаковой вероятностью обнаружения моды в каждой компоненте состояния. Квантовая энтропия этого состояния меньше максимальной энтропии двухкомпонентного состояния $\ln 2$, что показывает наличие квантовомеханической интерференции между компонентами состояния моды субгармоники. Показано также, что в подпороговом режиме генерации моды субгармоники в области больших времен взаимодействия локализуется в сжатом вакуумном состоянии.

В настоящей работе с помощью Монте Карло метода [16] исследована квантовая динамика невырожденного параметрического распада в оптическом резонаторе.

2. Нелинейная система и основные уравнения

Мы рассматриваем модель невырожденного параметрического распада в оптическом резонаторе, в которой квант с энергией $\hbar\omega_3$ распадается на два кванта с энергиями $\hbar\omega_2$ и $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1$. Мода с частотой ω_3 резонансно возмущается внешним классическим полем. Уравнение матрицы плотности этой оптической системы можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = (i\hbar)^{-1} [H_{\text{sys}}, \rho] + L(\rho), \quad (1)$$

где

$$H_{\text{sys}} = \frac{i\hbar\chi}{2} (a_3^+ a_2 a_1 - a_3 a_2^+ a_1^+) + i\hbar E (a_3^+ - a_3), \quad (2)$$

$$L(\rho) = \sum_{i=1}^3 \frac{\gamma_i}{2} (2a_i \rho a_i^+ - \rho a_i^+ a_i - a_i^+ a_i \rho). \quad (3)$$

Здесь a_i и a_i^+ ($i=1,2,3$) – операторы уничтожения и рождения фотонов взаимодействующих мод, χ – коэффициент связи между модами пропорциональный нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$ среды, E – классическая амплитуда возмущающего поля на частоте ω_3 , γ_i ($i=1,2,3$) – коэффициенты затухания взаимодействующих мод через зеркала резонатора. В выражении (2) фаза возмущающего поля для простоты опущена.

Исследуем динамику числа фотонов и квантовой энтропии мод поля. Последние вычисляются с помощью формулы

$$S_i(t) = -\text{Tr}(\rho_i(t) \ln(\rho_i(t))), \quad (i=1,2), \quad (4)$$

где матрицы плотности взаимодействующих мод получаются с помощью вычисления следа от матрицы плотности системы. Квантовую энтропию мод поля вычисляем с помощью численной диагонализации соответствующих матриц плотностей в фоковском базисе [17]. Для исследования квантовых свойств оптической системы вычисляем также функции Вигнера состояния мод поля. Эти функции вычисляем в полярных координатах $x = r \cos(\theta)$, $y = r \sin(\theta)$ с помощью формулы [17]

$$W_i(r, \theta) = \sum_{m,n} \rho_{i,mn} w_{mn}(r, \theta), \quad (i=1,2,3). \quad (5)$$

Здесь $\rho_{i,mn}$ – матричные элементы матриц плотности взаимодействующих мод в фоковском базисе. Выражение для $w_{mn}(r, \theta)$ определяется с помощью следующей формулы:

$$w_{mn}(r, \theta) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} (-1)^n \left(\frac{n!}{m!} \right)^{1/2} \exp(i(m-n)\theta) \exp(-2r^2) (2r)^{m-n} L_n^{m-n}(4r^2), & m \geq n, \\ \frac{2}{\pi} (-1)^m \left(\frac{m!}{n!} \right)^{1/2} \exp(i(m-n)\theta) \exp(-2r^2) (2r)^{n-m} L_m^{n-m}(4r^2), & m \leq n. \end{cases} \quad (6)$$

В последнем выражении L_p^q – полиномы Лагерра.

В работе, как приведено выше, наряду со средним значением числа фотонов мы исследуем также квантовую энтропию и функции Вигнера взаимодействующих мод. Для вычисления последних двух величин необходимо иметь матрицу плотности системы. (см. формулу 4 вместе с приведенным алгоритмом вычисления квантовых энтропий взаимодействующих мод поля и формулы 5, 6 с помощью которых вычисляются функции Вигнера).

Уравнение (1) для матрицы плотности оптической системы решаем численным Монте Карло методом, приведенным в работе [16], в случае начального вакуумного состояния всех взаимодействующих мод. Согласно этого алгоритма матрицу плотности системы в случае развития из начального чистого состояния можно вычислить как математическое ожидание величины $\sigma(t) = |\phi(t)\rangle\langle\phi(t)|$

$$\rho(t) = M\{\sigma(t)\} \equiv M\{|\phi(t)\rangle\langle\phi(t)|\}. \quad (7)$$

Здесь $|\phi(t)\rangle$ представляют квантовые траектории системы, которые вычисляются с помощью некоторого Монте Карло алгоритма [16].

Для читателя не знакомого с методом [16], кратко без формул и выражений опишем как вводится случайность в схему вычислений, которая и приводит к отличным друг от друга траекториям метода.

Для вычисления квантовой траектории системы в данный момент времени вычисляется вероятность квантового скачка траектории системы в предыдущий момент времени. Затем генерируется случайное число, имеющее равномерное распределение в интервале ноль-один. Если число меньше вероятности квантового скачка, то в системе должен произойти квантовый скачок траектории системы. В этом случае вычисляются нормированные вероятности, которые определяют вероятности квантовых скачков траектории системы с помощью операторов скачков соответствующих каналов диссипации. Генерируется второе случайное число имеющее равномерное распределение в интервале ноль – один. Используя значения вышеуказанных вероятностей и случайного числа выбирается оператор, с помощью которого должен произойти скачок траектории системы. Далее с помощью этого оператора выполняется скачкообразное изменение траектории системы. В противном случае, если первое случайное число больше вероятности квантового скачка траектории системы, то система развивается непрерывным образом с помощью некоторого неэрмитового Гамильтониана.

Динамику системы исследуем в безразмерном времени $\tau = \gamma_1 t$ в случае равенства коэффициентов затухания мод в оптическом резонаторе $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3$ и в безразмерных параметрах:

$$\varepsilon = E / \gamma_1, \quad k = \chi / \gamma_1, \quad (8)$$

в случае развития взаимодействующих мод из начальных вакуумных состояний, для значения внешнего классического возмущения $\varepsilon = 10$ и для значений параметра $k = 0.1, 1, 10$.

3. Квантовая динамика оптической системы в случае слабой связи между взаимодействующими модами

Рассмотрим квантовую динамику оптической системы в случае слабой связи между взаимодействующими модами ($k = 0.1$). На рис.1 кривая 1 представлена квантовая динамика числа фотонов моды частотой ω_3 . В области больших времен взаимодействия ($\tau > 10$) число фотонов этой моды переходит в стационарное значение и приблизительно равно $n_3 \approx 8$. На рис.1 кривая 2 представлена квантовая динамика числа фотонов моды с частотой ω_2 . Из рисунка видно, что число фотонов этой моды в области больших времен взаимодействия намного меньше единицы $n_2 \ll 1$. В этом случае эта мода поля локализована в вакуумном состоянии, что является следствием слабости взаимодействия между модами. На рис.2 (кривая 1) представлена динамика квантовой энтропии моды с частотой ω_3 . Квантовая энтропия этой моды в области больших времен взаимодействия ($\tau > 10$) переходит в стационарное значение и приблизительно равна $s_3 \approx 2.7$. Последнее показывает, что эта мода в этой области взаимодействия локализована

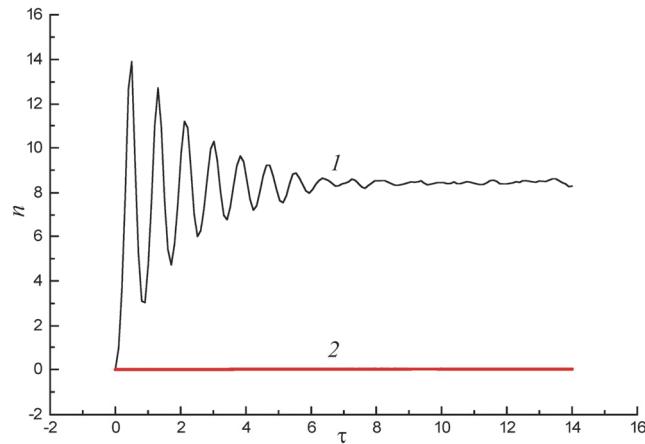


Рис.1. Динамика числа фотонов моды частотой ω_3 (кривая 1) и динамика числа фотонов моды частотой ω_2 (кривая 2) для значения параметра системы $k = 0.1$.

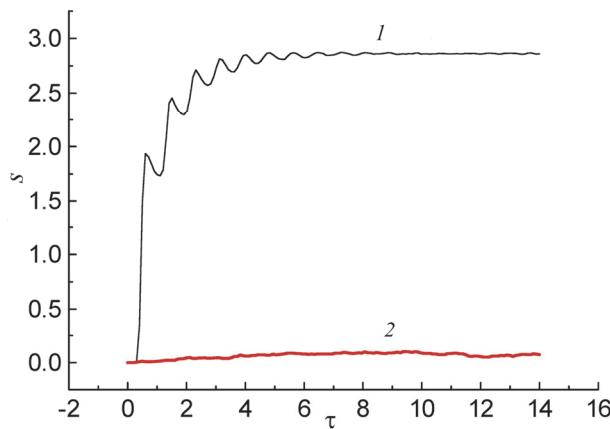


Рис.2. Динамика квантовой энтропии моды частотой ω_3 (кривая 1) и динамика квантовой энтропии моды частотой ω_2 (кривая 2) для значения параметра системы $k = 0.1$.

в состоянии являющимся статистической смесью. Функция Вигнера этого состояния представлена на рис.3. Она имеет сложную структуру и представляет статистическую смесь. На рис.2 (кривая 2) представлена динамика квантовой энтропии моды с частотой ω_2 . Квантовая энтропия этой моды в области больших времен взаимодействия много меньше единицы $s_2 \approx 0.06$. Малое значение квантовой энтропии показывает, что в этой области взаимодействия эта мода локализуется в чистом состоянии. На рис.4 представлена функция Вигнера моды с частотой ω_2 в области больших времен взаимодействия ($\tau = 15$). Она напоминает функцию Вигнера вакуумного состояния. Таким образом, мода с частотой ω_2 в случае слабой связи между взаимодействующими модами и в области больших времен взаимодействия локализуется в чистом вакуумном состоянии, а мода с частотой ω_3 в этой же области взаимодействия локализуется в состоянии являющемся статистической смесью.

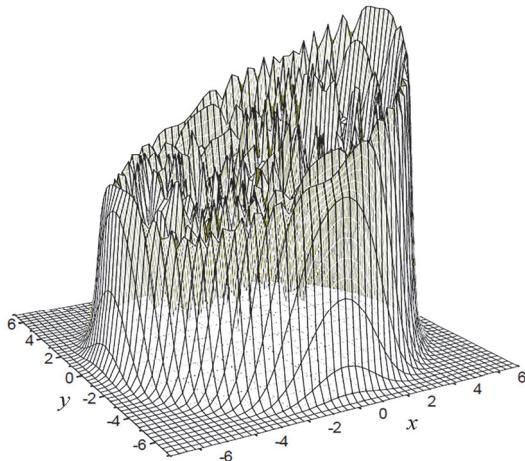


Рис.3. Функция Вигнера стационарного состояния поля моды частотой ω_3 для значения параметра системы $k = 0.1$.

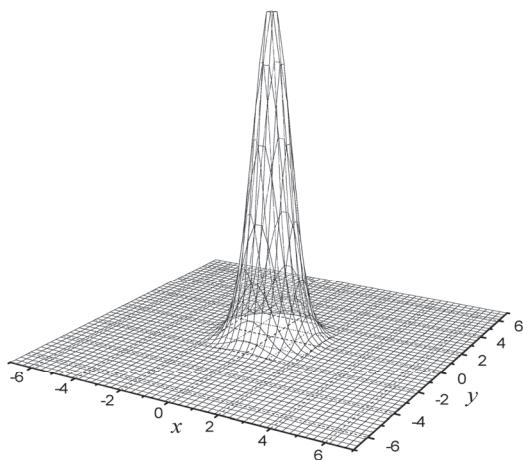


Рис.4 Функция Вигнера стационарного состояния поля моды частотой ω_2 для значения параметра системы $k = 0.1$.

4. Квантовая динамика оптической системы в случае сильной связи между взаимодействующими модами

В этом разделе исследуем квантовую динамику оптической системы для случая сильной связи между взаимодействующими модами ($k = 1$). На рисунке 5 кривая 1 и кривая 2 представлены квантовые динамики числа фотонов мод с частотами ω_3 и ω_2 соответственно. Как видно из рисунка 5 (кривая 2), мода ω_2 уже находится выше порога генерации этой моды. В области больших времен взаимодействия ($\tau > 10$) среднее значение числа фотонов этой моды переходит в стационарное значение и приблизительно равно $n_2 \approx 5$. Среднее значение числа фотонов моды с частотой ω_3 в этом случае почти не менялось и в области больших времен взаимодействия приблизительно равно $n_3 \approx 8$. На рис.6 (кривая 1)

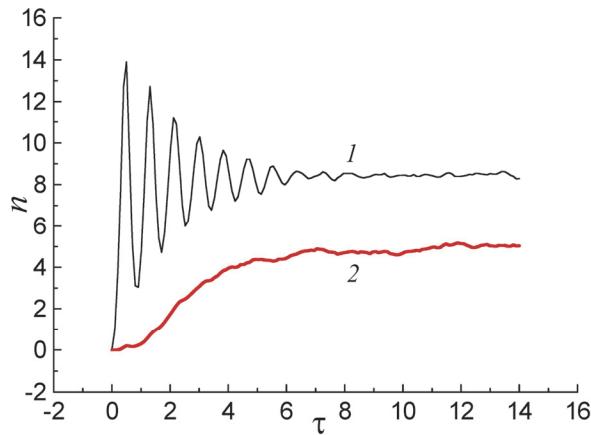


Рис.5. Динамика числа фотонов моды частотой ω_3 (кривая 1) и динамика числа фотонов моды частотой ω_2 (кривая 2) для значения параметра системы $k = 1$.

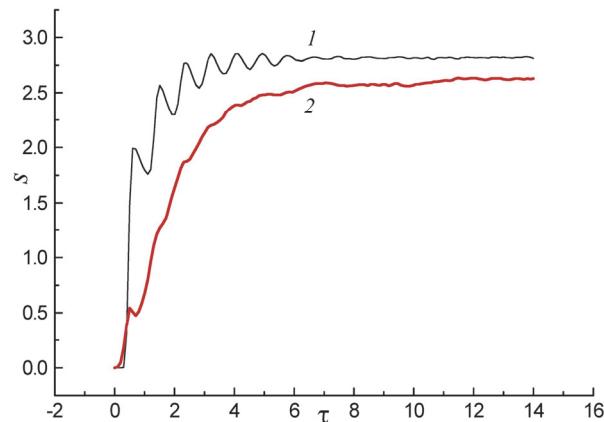


Рис.6. Динамика квантовой энтропии моды частотой ω_3 (кривая 1) и динамика квантовой энтропии моды частотой ω_2 (кривая 2) для значения параметра системы $k = 1$.

представлена динамика квантовой энтропии моды с частотой ω_3 . Квантовая энтропия этой моды в области больших времен взаимодействия переходит к тому же стационарному значению $s_3 \approx 2.7$ как и для предыдущего случая взаимодействия с коэффициентом связи $k = 0.1$. Большое значение квантовой энтропии показывает, что мода локализована в состоянии являющемся статистической смесью. На рис.7 для этого случая ($k = 1$) и в области больших времен взаимодействия ($\tau = 15$) представлена функция Вигнера моды с частотой ω_3 , Функция Вигнера имеет сложную структуру и можно сказать, что она представляет статистическую смесь. На рис.6 (кривая 2) для этого случая представлена динамика квантовой энтропии поля с частотой ω_2 . Квантовая энтропия этого случая, в отличие от квантовой энтропии той же моды в случае малого коэффициента связи между модами в области больших времен взаимодействия, имеет большое

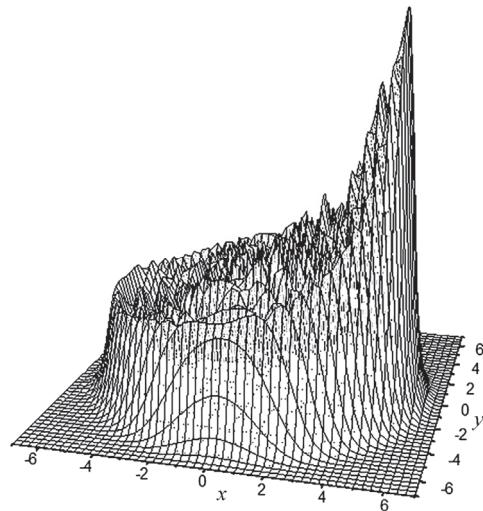


Рис.7. Функция Вигнера стационарного состояния поля моды частотой ω_3 для значения параметра системы $k = 1$.

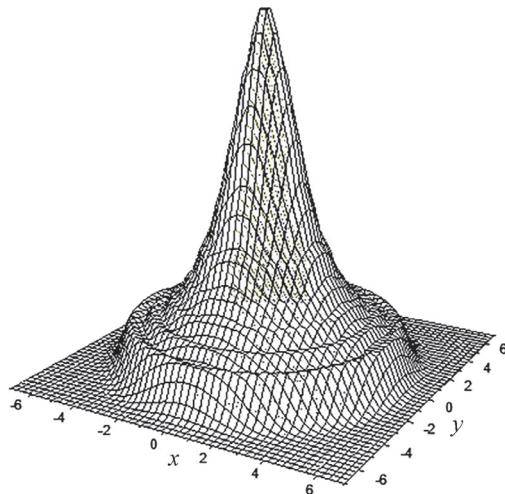


Рис.8. Функция Вигнера стационарного состояния поля моды частотой ω_2 для значения параметра системы $k = 1$.

значение и уже представляет не чистое состояние, а статистическую смесь чистых состояний. Значение квантовой энтропии этой моды в стационарном пределе в области больших времен взаимодействия приблизительно равно $s_2 \approx 2.5$. На рис.8 для этого случая в области больших времен взаимодействия ($\tau = 15$) представлена функция Вигнера оптической моды с частотой ω_2 . Она напоминает функцию Вигнера статистической смеси Фоковских состояний.

5. Квантовая динамика оптической системы в случае очень сильной связи между взаимодействующими модами

В этом разделе рассматриваем квантовую динамику оптической системы в случае очень сильной связи между взаимодействующими модами ($k = 10$). На рисунке 9 кривая 1 и кривая 2 представлены квантовые динамики числа фотонов

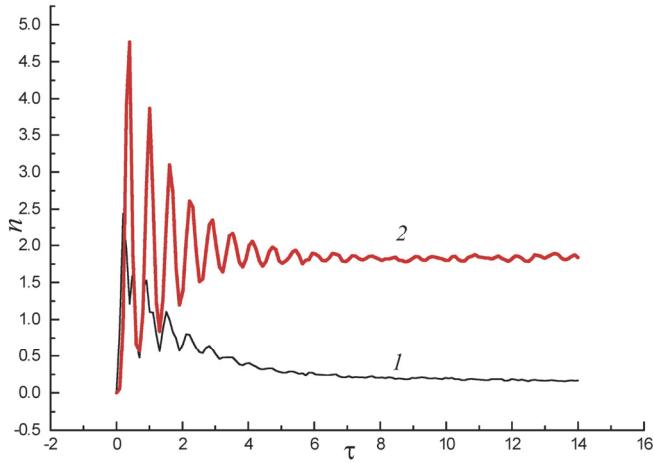


Рис.9. Динамика числа фотонов моды частотой ω_3 (кривая 1) и динамика числа фотонов моды частотой ω_2 (кривая 2) для значения параметра системы $k = 10$.

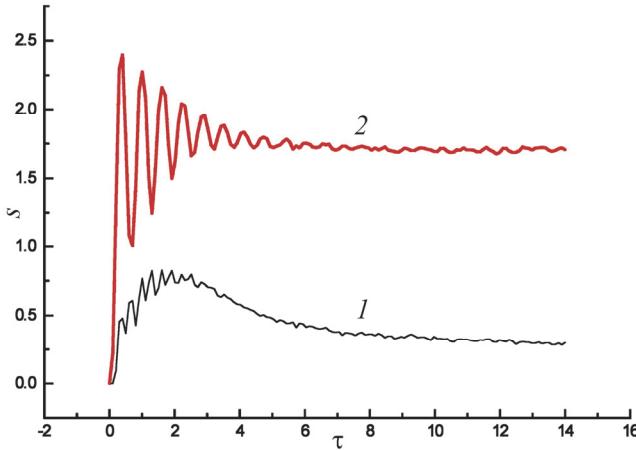


Рис.10. Динамика квантовой энтропии моды частотой ω_3 (кривая 1) и динамика квантовой энтропии моды частотой ω_2 (кривая 2) для значения параметра $k = 10$.

мод оптического поля с частотами ω_3 и ω_2 соответственно. В этом случае, в противоположность случаю слабой связи между взаимодействующими модами, в области больших времен взаимодействия числа фотонов моды с частотой ω_3 уже наоборот намного меньше числа фотонов моды с частотой ω_2 . На рисунке 10 (кривая 1) представлена динамика квантовой энтропии моды с частотой ω_3 . Значение квантовой энтропии этой моды в области больших времен взаимодействия в стационарном пределе приблизительно равна $s_3 \approx 0.2$. Это значение намного меньше значения квантовой энтропии той же моды в случае слабой связи между модами. Очень малое значение квантовой энтропии показывает, что в области больших времен взаимодействия эта мода локализуется в почти чистом состоя-

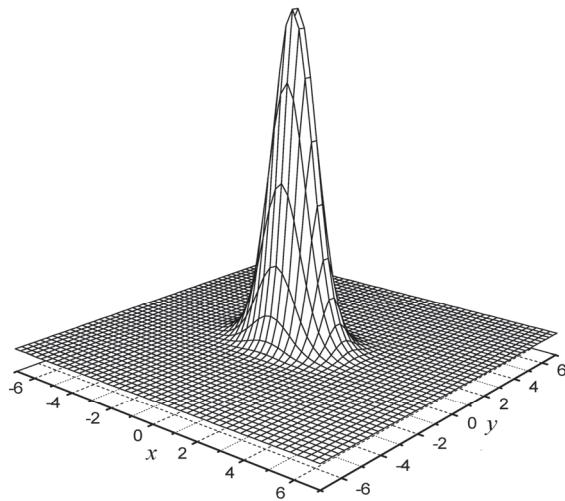


Рис.11. Функция Вигнера стационарного состояния поля моды частотой ω_3 для значения параметра системы $k=10$.

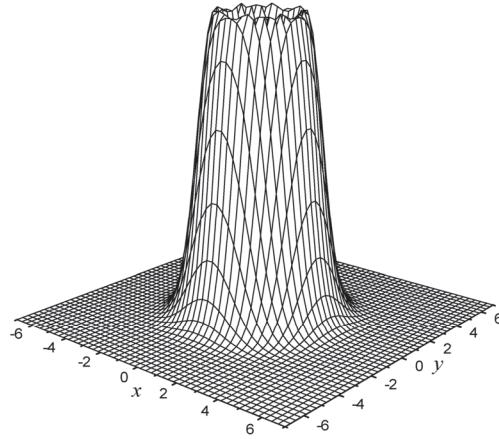


Рис.12. Функция Вигнера стационарного состояния поля моды частотой ω_2 для значения параметра системы $k=10$.

ний. На рисунке 11 для этого случая и этой моды в области больших времен взаимодействия ($\tau = 15$) в стационарном пределе приведена функция Вигнера. Эта функция напоминает функцию Вигнера сжатого состояния света. Таким образом можно сказать, что в случае очень сильной связи между модами, в области больших времен взаимодействия мода с частотой ω_3 локализуется в сжатом состоянии с очень малой квантовой энтропией. На рисунках 10 (кривая 2) и 12 представлены динамика квантовой энтропии взаимодействующих мод с частотой ω_2 и функция Вигнера стационарного состояния этой же моды соответственно. Квантовая энтропия моды в области больших времен взаимодействия, в стационарном пределе приблизительно равна $s_3 \approx 0.25$. Функция Вигнера напоминает функцию Вигнера статистической смеси Фоковских состояний оптического

поля. Таким образом, в случае сильной и очень сильной связи между взаимодействующими модами моды с частотами ω_2 и ω_l в области больших времен взаимодействия локализуются в состояниях являющихся статистической смесью Фоковских состояний оптического поля, а в области слабой связи между модами в стационарном пределе взаимодействия локализуются в вакуумном состоянии.

6. Заключение

В работе Монте Карло методом [16] исследована квантовая динамика взаимодействующих мод поля в процессе невырожденного параметрического распада в оптическом резонаторе. Показано, что квантовые состояния взаимодействующих мод поля сильно зависят от коэффициента связи между взаимодействующими модами оптического поля. В области очень сильной связи между модами мода с частотой ω_3 ($\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_l$) локализуется в сжатом состоянии. Другие моды поля в зависимости от коэффициента связи локализуются в квантовых состояниях поля, которые являются статистической смесью Фоковских состояний, функции Вигнера которых сильно отличаются.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.K. Olsen. Phys. Rev. A, **96**, 063839 (2017).
2. D.B. Kolker, N.Y. Kostyukova, A.A. Boyko, V.V. Badikov, D.V. Badikov, A.G. Shadrintseva, N.N. Tretyakova, K.G. Zenov, A.A. Karapuzikov, J.-J. Zondy. J. Phys. Commun., **2**, 035039 (2018).
3. M.K. Olsen. Opt. Commun., **410**, 966 (2018).
4. J. Li, M.K. Olsen. Phys. Rev. A, **97**, 043856 (2018).
5. J.U. Fürst, D.V. Strekalov, D. Elser, A. Aiello, U.L. Andersen, C. Marquardt, G. Leuchs. Phys. Rev. Lett. **106**, 113901 (2011).
6. V. Peano, H.G.L. Schwefel, C. Marquardt, F. Marquardt. Phys. Rev. Lett., **115**, 243603 (2015).
7. U.L. Andersen, T. Gehring, C. Marquardt, G. Leuchs. Phys. Scr., **91**, 053001 (2016).
8. P.G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A.V. Sergienko, Y. Shih. Phys. Rev. Lett., **75**, 4337 (1995).
9. P.G. Kwiat, E. Waks, A.G. White, I. Appelbaum, P.H. Eberhard. Phys. Rev. A, **60**, R773 (1999).
10. O. Slattery, L. Ma, P. Kuo, X. Tang. Quantum Communications and Quantum Imaging XIII, International Society for Optics and Photonics, 961507 (2015).
11. M.D. Reid, P.D. Drummond. Phys. Rev. A, **40**, 4493 (1989).
12. P.D. Drummond, M.D. Reid. Phys. Rev. A, **41**, 3930 (1990).
13. K.V. Kheruntsyan, K.G. Petrosyan. Phys. Rev. A, **62**, 015801 (2000).
14. M. Wolinski, H.J. Carmichael. Phys. Rev. Lett., **60**, 1836 (1988).
15. S. Gevorgyan, M. Gevorgyan. Quantum Phenomena in Simple Optical Systems, Cambridge Scholars Publishing, 2020.
16. K. Molmei, Y. Gastin, J. Dalibard. JOSA B, **10**, 1447 (1992).
17. L. Gilles, B.M. Garraway, P.L. Knight, S.J. D. Phoenix. Phys. Rev. A., **49**, 2785 (1994).

**ԶԱՅԼԱՍԵՐՎԱԾ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿԱԿԱՆ ՏՐՈՀՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ
ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԴԻՆԱՄԻԿԱՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՈԵԶՈՆԱՏՈՒՐՈՒՄ**

Ս.Թ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Մ.Ս. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

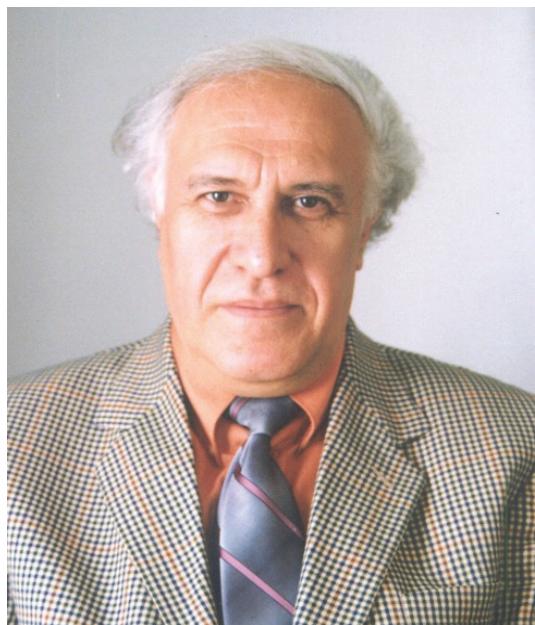
Օպտիկական ռեզոնատորում չայլասերված պարամետրիկական տրոհման երևոյթի համար, որում $\hbar\omega_3$ էներգիայով քվանտը տրոհվում է $\hbar\omega_2$ և $\hbar\omega_1$ էներգիաներով երկու քվանտի, որտեղ $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1$, հետազոտված է ֆուտոնների թվի, դաշտի փոխազդող մոդերի քվանտային էնտրոպիաների և Վիզուելի ֆունկցիաների քվանտային դինամիկան: Ցույց է տրված, որ ω_3 հաճախություն ունեցող մոդանը մոդերի միջև շատ ուժեղ փոխազդեցության տիրույթում կարող է լոկալացվել սեղմ վիճակում, իսկ ω_1 կամ ω_2 հաճախությամբ մոդերը անկախ մոդերի միջև եղած փոխազդեցության գործակցի արժեքից լոկալացվում են Ֆուկի վիճակների վիճակագրական խառնուրդ հանդիսացող վիճակում:

**QUANTUM DYNAMICS OF NON-DEGENERATE PARAMETER
DECAY IN AN OPTICAL CAVITY**

S.T. GEVORGYAN, M.S. GEVORGYAN

The quantum dynamics of the number of photons, of the quantum entropy, and the Wigner functions of field interacting modes are studied for the process of non-degenerate parametric decay in an optical cavity, where a quantum with energy $\hbar\omega_3$ decays into two photons with energies $\hbar\omega_2$ and $\hbar\omega_1$ ($\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1$). It is shown that the mode with frequency ω_3 can localize in a squeezed state in the region of very strong coupling between the interacting modes. It is shown that the modes with frequencies ω_1 and ω_2 localize in states that are a statistical mixtures of Fock states regardless of the value of the coupling coefficient.

ПАМЯТИ ВЛАДИМИРА МИХАЙЛОВИЧА АРУТЮНЯНА



11 октября 2022 года ушел из жизни главный редактор журналов «Известия НАН Физика» и «Armenian Journal of Physics», видный армянский физик, признанный специалист по физике и технике полупроводников, радиофизике и электронике, лауреат Премии Президента РА, заслуженный деятель науки РА, академик Владимир Михайлович Арутюнян.

В. М. Арутюнян родился в 1940 г. в г. Ереване. Отец – известный инженер, мать – заслуженный деятель высшей школы, доцент консерватории, воспитатель 2-х народных артисток Армении и многих лауреатов конкурсов вокалистов. С

отличием окончил факультет радиоэлектроники Киевского политехнического института по специальности «Полупроводники и диэлектрики» (1964 г.). Кандидатскую диссертацию защитил в 1970 г., а докторскую – в 1977 г. В 1981 г. утвержден в ученом звании профессора. В 1990 г. избран членом-корреспондентом, а в 1996 г. – академиком НАН РА по специальности «Радиофизика и электроника». Владимир Михайлович избран также действительным членом Инженерной Академии РА и международной Инженерной Академии, членом 2 других академий и международных научных обществ по солнечной энергии и материаловедению и т. д. Член бюро Отделения физики и астрофизики НАН РА и Научного Совета «Функциональные материалы для электроники» Международной ассоциации Академий наук. Являлся членом ряда ученых и экспертных советов в республике и научных советов СССР. Многие годы являлся членом спецсоветов в ЕГУ и ГИУА.

С 1992 г. – главный редактор журнала «Известия НАН РА. Физика», полностью переводимого с русского языка на английский и издаваемого издательством Springer (Германия) под названием «Journal of Contemporary Physics». Тринадцатый год под его редакцией издается электронный журнал «Armenian Journal of Physics», в котором публикуются не только работы армянских авторов, но и результаты исследований физиков из более чем двадцати стран. Один из редакторов международного журнала «Nanomedicine, Nanotechnology and Nanomaterials» и член редколлегий 6 журналов, издаваемых в России, Франции, Канаде, Сингапуре, и 2 журналов в Армении.

С 1965 г. работал в Институте радиофизики и электроники НАН Армении, в том числе 14 лет со дня основания в качестве заведующего лабораторией физики полупроводниковых приборов. В декабре 1977 г. был приглашен на работу в ЕГУ на должность зав. кафедрой «Физика полупроводников и диэлектриков» и научного руководителя НИЛ физики полупроводниковых материалов и приборов радиофизического факультета. Позже кафедра была переименована в кафедру «Физика полупроводников и микроэлектроника», а на базе НИЛ был создан Научный центр полупроводниковых приборов и нанотехнологий.

Круг научных интересов академика В. М. Арутюняна весьма широк. Его работам свойственно сочетание фундаментальных исследований с приборными разработками. В центре внимания Владимира Михайловича и его соавторов находятся тщательное изучение различных явлений, наблюдавшихся на границах раздела полупроводников с электролитом, газом или жидким кристаллом, в различных полупроводниковых гетероструктурах, в том числе содержащих квантовые ямы, точки и т.д. Весомый вклад им с коллегами внесен в развитие таких исключительно важных для прикладной науки разделов, как фотоприемники инфракрасного, ультрафиолетового и микроволнового диапазонов спектра. Крупный вклад внесен Владимиром Михайловичем в решение проблем по созданию химических сенсоров и преобразователей солнечной энергии в химическую или электрическую энергию. ЕГУ был ведущей организацией в СССР в рамках всесоюзной научно-технической программы по преобразованию солнечной энергии по разделу «Фотоэлектрохимическое преобразование солнечной энергии». В настоящее время продолжаются интенсивные исследования явлений в газовых сенсорах, эпитаксиальных тонких пленках и жидких кристаллах.

Большое внимание уделялось академиком международному сотрудничеству. Им опубликованы около 100 статей и докладов совместно с учеными США, Франции, России, Швеции, Германии и Италии. Получено 6 совместных патентов. Выезжал в длительные научные командировки в США, Францию, Германию, Италию, Великобританию, Чехию и Румынию, многократно принимал участие в работе научных конференций (в том числе, с приглашенными докладами) во многих странах, являлся членом Оргкомитетов конференций в Чехии и Франции. На кафедре и в научном центре ЕГУ выполнены совместные проекты, в том числе в рамках более чем 20 зарубежных грантов.

Предложены новые приборы, установки, технологии и методы измерений, многие из которых защищены 54 патентами и авторскими свидетельствами Армении и РФ, а также 1 патентом США и 2 патентами Франции. Эти разработки по своим параметрам, как правило, превышают характеристики зарубежных аналогов. Внедрение ряда разработок было осуществлено в Армении, Москве и Санкт-Петербурге. До раз渲ла СССР Владимир Михайлович возглавлял созданную им в ПО «Позистор» совместную с ЕГУ отраслевую лабораторию, что способствовало внедрению многих результатов в производство и повышению процента выхода продукции.

По всем вышеперечисленным направлениям академиком Арутюняном опубликованы 3 монографии, 12 книг, нескольких учебных пособий, главы в 10 совместных монографиях, опубликованных за рубежом, 30 обзорных статей, более

550 статей и докладов в научных журналах и трудах международных конференций. Многие работы получили высокую оценку научной общественности и ведущих ученых мира, в том числе лауреатов Нобелевской премии Н. Н. Семенова и Ж. И. Алферова. Международные научометрические организации Google Scholar и Mendeley сообщают об 3600 ссылках на его работы и 65 тысячах их прочтений за рубежом за последние 25 лет.

Наряду с интенсивной научной деятельностью всегда в центре внимания Владимира Михайловича воспитание и подготовка кадров. В ЕГУ в разные годы им прочитаны лекции по физике полупроводников и полупроводниковых приборов, оптоэлектронике, полупроводниковой СВЧ-электронике, микроэлектронике, сенсорам, нанотехнологиям, преобразователям солнечной энергии. Им опубликованы учебные пособия на армянском и русском языках.

Научная и научно-организационная деятельность В. М. Арутюняна во многом способствовала подготовке в Армении высококвалифицированных кадров. На кафедре и в центре, возглавляемых Владимиром Михайловичем, царит творческая обстановка. Им лично подготовлены 6 докторов наук и более 30 кандидатов наук. Он был членом первой в Армении Высшей аттестационной комиссии. Только в Армении В. М. Арутюняном с сотрудниками организовано 6 всесоюзных, 12 международных конференций и ряд различных выездных секций научных советов. Научные работы возглавляемого им коллектива дважды удостоены Премий Президента РА. Среди его учеников и коллег – иностранный член НАН РА и 7 лауреатов Премии Президента РА.

За успехи в науке и подготовке кадров академику В. М. Арутюняну присуждена правительственные награда – медаль А. Ширакаци. Его деятельность в 2009 г. отмечена благодарностью Премьер-министра РА. Награжден золотыми медалями Мин. науки и высшего образования Армении, Международной ассоциации водородной энергетики за 2019 г., медалью Российской академии наук и Московского государственного университета памяти Эммануэля 2019 г., золотой медалью 2009 г. для Армении (США), медалью “ArmTech’09” (США), золотыми медалями Инженерной Академии наук, Ереванского и Одесского университетов и др.

Для становления здорового творческого коллектива, научной школы, формирования международных связей, наряду с высоким научным уровнем и актуальностью проводимых работ, большое значение имеют характеризующие его как личность качества. Это, прежде всего, глубокие знания, интеллигентность, интуиция, трудолюбие, сильно развитое чувство ответственности, целеустремленность, неиссякаемая энергия в работе, принципиальность, сочетающаяся с отзывчивостью и доброжелательностью, коммуникабельностью в общении с людьми на всех уровнях.

Редакция журнала «Известия НАН Физика» скорбит и выражает глубокое соболезнование семье и родственникам в связи с кончиной главного редактора журнала академика В. М. Арутюняна.

Редакционная коллегия

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Ս. Հակոբյան, Հ.Հ. Մարուբյան, Գ.Գ. Գուլքելյան, Հ.Տ. Թորոսյան, Ա.Զ. Բաբայան, Լ.Ռ. Վահրապյան. Երևանի ԱՐՈՒՍ սինթրոտրոնի արդիականացման որոշ նախագծերի մասին Գ.Հ. Հովհաննիսյան, Տ.Մ. Բախչիջյան. Ֆոտոմիջուկային ռեակցիաները միջին զանգվածային թվով միջուկներում..... Մ.Կ. Բայյան. Լիցքների դաշտերը և դիֆրակցիոն դաշտերը էլեկտրադի- նամիկայում Ա.Ժ. Խաչատրյան, Է.Է. Էլքալյան, Ա.Ն. Պարսամյան, Վ.Ա. Խոնցյան. Հարակից գոտում ալիքային դաշտի նկարագրման մասին Գ. Դեմիրիսյան, Ն. Կոկանյան, Մ. Այլլերի, Է. Կոկանյան. LiNbO ₃ :Er ³⁺ բյուրեղի սպեկտրադիտական հատկությունները 1470–1635 նմ ալիքների տիրույթում Վ.Ֆ. Գրեմենով. Մագնետրոնային փոշենստեցման եղանակով պատրաստված ZnO:Er թաղանթի միկրոկառուցվածքը Յ.Յ. Բլեյյան. Բիէքսիտոնով պայմանավորված գծային և ոչ գծային բեկման ցուցիչների փոփոխման ուսումնափրումը էլիպսարդային քվանտային կետում Ն.Ռ. Աղամայյան, Գ.Ռ. Բադայյան, Ա.Տ. Գյուլասարյան, Մ.Ն. Ներսիսյան, Գ.Ն. Չիլինգարյան, Ա.Ա. Սաակով, Ա.Ա. Սարգսյան, Վ.Վ. Բադրամյան. Միկրոալիքային մեթոդով փոփոխված բնական գեռլիտի օպտիկական և EPR սպեկտրոսկոպիա Ա.Հ. Մկրտչյան, Հ.Ֆ. Խաչատրյան, Լ.Շ. Գրիգորյան, Գ.Ա. Հարությունյան, Լ.Խ. Խաչիկյան, Ա.Ռ. Արամյան. Զայնային ալիքի ազդեցությունը դրական այան գազի ջերմաստիճանային գրադիենտի վրա Ա.Վ. Ազանյան, Ա.Ն. Ավագյան, Ա.Վ. Կոստանյան, Լ.Ա. Պետրոսյան, Ս.Գ. Մանուկյան, Վ.Ա. Հարությունյան. Էլեկտրակայծային պարպման մեթոդով α-WC փոշու սինթեզը և դրա ջերմային թրծմամբ պայմանավորված ֆազային փոխակերպումների հետազոտումը Հ.Լ. Մարգարյան, Ն.Հ. Հակոբյան, Վ.Կ. Աբրահամյան, Գ.Մ. Ստեփանյան, Վ.Վ. Բեյյան, Մ.Վ. Երմակովա, Վ.Ի. Մաշենկո, Վ.Ա. Ժաշկին. Օդի պղղակի ազդեցությունը հեղուկ բյուրեղի կողմնորոշման վրա 	471 484 492 507 520 528 536 546 556 563 574
--	---

Ա.Ա. Կուզանյան,	Ա.Ա. Կուզանյան,	Վ.Ռ. Նիկողոսյան,		
Ս.Ռ. Հարությունյան.	Մի քանի ֆոտոնների միաժամանակ կլանումից հետո FeSb ₂ տվիչով հնգաշերտ զգայուն տարրում ջերմության տարածման պրոցեսների մոդելավորում.....	580		
Լ.Ա. Հարությունյան.	Բյուրեղական թիթեղի վրա դիֆրակցված երկչափ ծ-ձևի ռենտգենյան ալիքի կետային կիզակետումը էլիպտական գոտիական թիթեղով.....	590		
Վ.Մ. Հարությունյան.	Գլուկոզի ոչ ինվազիվ շափումների մասին	595		
Վ.Պ. Քալանթարյան,	Ռ.Ա. Ղազարյան,	Յու.Ա. Բաբայան,	Ա.Ա. Թաղենոսյան.	
Ցածր ինտենսիվության միլիմետրանոց էլեկտրամագնիսական ալիքների ազդեցությունը ջուր-աղային լուծույթների խտության և մածուծիկության վրա	612			
Ս.Թ. Գևորգյան,	Մ.Ա. Գևորգյան.	Չայլասերված պարամետրիկական տրոհման երևույթի քվանտային դինամիկան օպտիկական ռեզոնատորում	617	
Վլադիմիր Միքայելի Հարությունյանի հիշատակին.			629	

CONTENTS

A.S. Hakobyan, H.H. Marukyan, G.G. Gulbekyan, H.T. Torosyan, A.Z. Babayan, L.R. Vahradyan. On Some Projects of Modernization of the Yerevan Synchrotron ARUS.....	471
G.H. Hovhannisyan, T.M. Bakhshian. Photonuclear Reactions on Medium Weight Nuclei	484
M.K. Balyan. Fields of Charges and Diffraction Fields in Electrodynamics	492
A.Zh. Khachatrian, E.E. Elbakyan, A.N. Parsamyan, V.A. Khoetsyan. On the Problem of Describing the Wave Field in the Near Zone	507
G. Demirkhanyan, N. Kokanyan, M. Aillerie, E. Kokanyan. Spectroscopic Properties of LiNbO ₃ :Er ³⁺ Crystal in the Wavelength of 1470–1635 nm.....	520
V.F. Gremenok. Microstructure of ZnO:Er Films Prepared by Magnetron Sputtering	528
Y.Y. Bleyan. Investigation of Biexciton Induced Linear and Nonlinear Refractive Index Changes in Ellipsoidal Quantum Dot.....	536
N.R. Aghamalyan, G.R. Badalyan, H.T. Gyulasaryan, M.N. Nersisyan, G.N. Chilingaryan, A.S. Saakov, A.A. Sargsyan, V.V. Baghramyan. Optical and EPR Spectroscopy of Natural Zeolite Modified by Microwave-Assisted Method	546
A.H. Mkrtchyan, H.F. Khachatryan, L.Sh. Grigoryan, G.A. Harutyunyan, L.E. Khachikyan, A.R. Aramyan. Effect of Sound Wave on the Gas Radial Temperature Gradient of Positive Column	556
A.V. Aganyan, A.N. Avagyan, A.K. Kostanyan, L.A. Petrosyan, S.G. Manukyan, V.S. Harutyunyan. Electrospark Synthesis of α -WC Powder and Study of its Phase Transformations upon Annealing	563
H.L. Margaryan, N.H. Hakobyan, V.K. Abrahanyan, G.M. Stepanyan, V.V. Belyaev, M.V. Ermakova, V.I. Mashchenko, V.A. Zhachkin. Effect of Air Bubble on Liquid Crystal Alignment	574
A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, S.R. Harutyunyan. Simulation of Heat Propagation Processes in the Five-Layer Detection Pixel with FeSb ₂ Sensor after Simultaneous Absorption of Several Photons	580
L.A. Haroutunyan. Point Focusing of Two-Dimensional δ -Shaped X-Ray Wave Diffracted on a Crystalline Plate, using an Elliptical Zone Plate	590
V.M. Aroutiounian. On Non-Invasive Glucose Measurements	595
V.P. Kalantaryan, R.S. Ghazaryan, Yu.S. Babayan, A.A. Tadevosyan. Influence of Low Intencity Millimeter Electromagnetic Waves on the Density and Viscosity of Water-Salt Solutions	612
S.T. Gevorgyan, M.S. Gevorgya. Quantum Dynamics of Non-Degenerate Parameter Decay in an Optical Cavity	617
S.T. Gevorgyan, M.S. Gevorgya. Quantum Dynamics of Non-Degenerate Parameter Decay in an Optical Cavity	617
In the memory of Vladimir Aroutiounian	629

СОДЕРЖАНИЕ

А.С. Акопян, Г.О. Марукян, Г.Г. Гульбекян, Г.Т. Торосян, А.З. Бабаян, Л.Р. Ваградян. О некоторых проектах модернизации ереванского синхротрона АРУС	471
Г.О. Оганесян, Т.М. Бахшиян, Г.В. Мартиросян. Фотоядерные реакции на среднетяжелых ядрах	484
М.К. Балян. Поля зарядов и дифракционные поля в электродинамике....	492
А.Ж. Хачатрян, Э.Е. Элбакян, А.Ф. Парсамян, В.А. Хоецян. К задаче описания волнового поля в ближней зоне	507
Г. Демирханян, Н. Коканян, М. Айллери, Э. Коканян. Спектроскопические свойства кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ в области длин волн 1470–1635 нм	520
В.Ф. Гременок. Микроструктура плёнок $\text{ZnO}:\text{Er}$ изготовленных методом магнетронного распыления	528
Ю.Ю. Блеян. Исследование изменения линейного и нелинейного показателей преломления в эллипсоидальной квантовой точке, обусловленное биэкситоном	536
Н.Р. Агамалиян, Г.Р. Бадалян, А.Т. Гюласарян, М.Н. Нерсисян, Г.Н. Чилингарян, А.С. Сааков, А.А. Саргсян, В.В. Баграмян. Оптическая и ЭПР-спектроскопия модифицированного микроволновым методом натурального цеолита.....	546
А.Г. Мкртчян, Г.Ф. Хачатрян, Л.Ш. Григорян, Г.А. Арутюнян, Л.Э. Хачикян, А.Р. Арамян. Влияние звуковой волны на радиальный температурный градиент газа положительного столба....	556
А.В. Аганян, А.Н. Авагян, А.К. Костанян, Л.А. Петросян, С.Г. Манукян, В.С. Арутюнян. Электроискровой синтез порошка $\alpha\text{-WC}$ и исследование его фазовых превращений при отжиге	563
А.Л. Маргарян, Н.Г. Акопян, В.К. Абраамян, Г.М. Степанян, В.В. Беляев, М.В. Ермакова, В.И. Машенко, В.А. Жачкин. Влияние воздушного пузыря на ориентацию жидкого кристалла	574
А.А. Кузанян, А.С. Кузанян, В.Р. Никогосян, С.Р. Арутюнян. Моделирование процессов распространения тепла в пятислойном чувствительном элементе с FeSb_2 сенсором после одновременного поглощения нескольких фотонов	580

Л.А. Арутюнян. Точечная фокусировка дифрагированной на кристаллической пластинке двумерно δ -образной рентгеновской волны, с использованием эллиптической зонной пластиинки	590
В.М. Арутюнян. Об не-инвазивных измерениях глюкозы	595
В.П. Калантарян, Р.С. Казарян, Ю.С. Бабаян, А.А. Тадевосян. Влияние низкоинтенсивных миллиметровых электромагнитных волн на вязкость и плотность водно-солевых растворов	612
С.Т. Геворгян, М.С. Геворгян. Квантовая динамика невырожденного параметрического распада в оптическом резонаторе	617
Памяти Владимира Михайловича Арутюняна.....	629