

**Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева
Национальной академии наук Кыргызской Республики**

ISSN 1694-6634

www.iopjournal.org

эл.почта: info@iopjournal.org

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ

ФИЗИКА

ИЛИМИЙ ЖУРНАЛЫ

2019, №2

Кыргызстан, г. Бишкек

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ ФИЗИКА

Учредитель: Институт физики
им. академика Ж.Жеенбаева
Национальной академии наук
Кыргызской Республики

Журнал зарегистрирован в
Министерстве юстиции
Кыргызской Республики.

Свидетельство о регистрации
№1418 от 13.06.2008г.

ISSN 1694-6634

Редакционная коллегия:

Главный редактор,
д.ф.-м.н., профессор **Жеенбаев Н.Ж.**

Зам. главного редактора,
д.ф.-м.н., профессор

Касмамытов Н.К.

Ответственный секретарь, к.ф.-м.н.
Мамытбеков У.К.

Члены редколлегии:

А.Ж. Жайнаков

Академик НАН КР (Кыргызстан)

А.А. Кутанов

Академик НАН КР (Кыргызстан)

Т.С. Рамазанов

Академик НАН РК (Казахстан)

М.М. Кидибаев

Член-корр. НАН КР (Кыргызстан)

Э.М. Мамбетакунов

Член-корр. НАН КР (Кыргызстан)

Б.В. Шульгин

д.ф.-м.н., профессор (Россия)

Т.Н. Нурахметов

д.ф.-м.н., профессор (Казакстан)

С. Джуманов

д.ф.-м.н., профессор (Узбекистан)

М.Имаев

д.ф.-м.н., профессор (Россия)

А.А. Назаров

д.ф.-м.н., профессор (Россия)

В.Н. Фоломеев

д.ф.-м.н., профессор (Кыргызстан)

Р.М. Султаналиева

д.ф.-м.н. (Кыргызстан)

Н.К. Джаманкызов

д.ф.-м.н. (Кыргызстан)

Г.Дж. Кабаева

д.ф.-м.н. (Кыргызстан)

А.Т. Татыбеков

д.т.н. (Кыргызстан)

В.Ю. Иванов

к.ф.-м.н. (Россия)

К.Х. Хайдаров

к.ф.-м.н. (Кыргызстан)

К.К. Талыпов

к.т.н. (Кыргызстан)

Дж.А. Исмаилов

к.т.н. (Кыргызстан)

Б.Б.Саякбаева

к.ф.-м.н.(техн.секр-рь)(Кыргызстан)

Адрес редакции:

720071, Кыргызская Республика,
г.Бишкек, проспект Чуй, 265-а

Тел.: +(312)64-62-90

Факс: +(312)43-11-69, 43-11-71

E-mail: ulan-mk@bk.ru

РОССИЯ – КЫРГЫЗСТАН. О СОТРУДНИЧЕСТВЕ В ОБЛАСТИ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И КОММЕРЦИАЛИЗАЦИИ ТЕХНОЛОГИЙ

¹Б.В. Шульгин, ²М.М. Кидибаев, ¹В.Ю. Иванов, ¹А.В. Ищенко

¹Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

²Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР, 720071,
Кыргызстан, Бишкек, пр.Чуй 265-а

Ярким примером активного международного научного сотрудничества является сотрудничество, начатое в конце 70-х годов 20 века А.А. Алыбаковым (позже Т.О. Орозобаковым и М.М. Кидибаевым, Кыргызстан), активно поддерживаемое проф. Б.В. Шульгиным, Россия, в области фундаментальных и прикладных разработок путём согласованного предоставления для совместных исследований уже созданных и создаваемых технологий, методов, оборудования, установок, устройств и программного обеспечения. Позже в феврале 2001 года приоритетные направления были скорректированы и профессором Орозобаковым Т.О. (от ИФ НАН КР) и профессором Шульгиным (от УГТУ-УПИ). Было решено (*совместное коммюнике от 23 февраля 2001г.*), что приоритетными направлениями будут выбраны направления в фундаментальной и прикладной областях.

В фундаментальной области

1. Термодинамические исследования высокотемпературных гетерогенных процессов в плазме двухструйного плазматрона.
2. Исследование радиационно-стимулированных процессов в детекторных материалах для радиационного мониторинга. Исследование процессов модификации свойств и фазовых превращений в конденсированных средах при воздействии потоков частиц и электромагнитных полей.
3. Исследование условий равновесия и явлений переноса массы, импульса и энергии в различных агрегатных состояниях вещества.

В прикладной области

1. Проведение сертификационных испытаний различных материалов (цветных, благородных, радиоактивных).
2. Использование методов ядерной физики (методов ядер отдачи, Резерфордского обратного рассеяния) для исследования и анализа качества полупроводников (особо чистый и «имплантированный» кремний) и диэлектриков.
3. Разработка термомлюминесцентных и сцинтилляционных датчиков и дозиметрических систем.
4. Применение методов ядерной физики в радиационном материаловедении.

5. Разработка эмиссионных и ядерно-физических методов и приборов контроля.
6. Разработка и совершенствование технологии получения редких металлов, их сплавов, соединений и композитов, комплексное использование сырья.
7. Метрологическое обеспечение методов контроля высокочистых материалов, в частности, ионов урана.
8. Исследование физико-химического поведения и концентрирования радиоактивных микрокомпонентов в гетерогенных системах.
9. Разработка методологии и инструментария, системной, информационной и компьютерной поддержки работ по сложным нечётким технологиям.
10. Коммерциализация технологий и объектов интеллектуальной собственности.

Большинство из прикладных направлений (первые девять) связаны с тем, что Рамсарской конвенции в 1975 году Иссык-Кульскому региону был присвоен статус «Биосферной территории». В связи с этим особую актуальность стали приобретать вопросы охраны окружающей среды в экосистемах с повышенным содержанием природных радионуклидов. Экономические проблемы Иссык-Кульской зоны дополнительно обострены тем, что в этом районе добывалось урановое сырьё для атомной промышленности СССР. На этой территории остались хвостохранилища и отвалы уранового производства (Каджи-Сай), что приводило к радиоактивному загрязнению территории Иссык-Кульской котловины.

Активное международное сотрудничество в рамках первых 9 направлений прикладной области исследований дало свои результаты: было опубликовано более 200 совместных статей. Однако отметим, что с самого начала совместных работ особое внимание обращалось на прикладные совместные результаты инновационного характера, которые в соответствии с требованиями используемого в работах инновационного подхода оценивались с точки зрения не только новизны, но и технической полезности в плане возможности их правовой защиты как объектов интеллектуальной собственности.

Благодаря инновационному подходу уже к 2014 году было подготовлено 38 совместных патентов на изобретения и полезные модели. В справочные [1] представлены полные описания патентов на совместные изобретения и патенты на полезные модели учёных Уральского федерального университета (Россия) и Института физико-технических проблем и материаловедения. НАН КР. С участием М.М. Кидибаева, одного из самых активных изобретателей, разработаны:

- новые неорганические сцинтилляторы и способы их изготовления;
- новые термоллюминофоры;
- новые способы получения нанокристаллических покрытий.

Приведём примеры ряда вышеназванных разработок:

1. Изобретения в области сцинтилляционной техники:
 - Авт. свид. № 1304584 СССР, 1986;
 - Авт. свид. № 1382206 СССР, 1986;
 - Авт. свид. № 2148837 РФ, 2000;
 - Пат. 2242025 РФ, 2004;
 - Пат. 2243573 РФ, 2004;
 - Пат. 2248588 РФ, 2005;
 - Пат. 2370788 РФ, 2008;
 - Патенты на полезные модели (совместно с М.М. Кидибаевым и Н.Ж. Жеенбаевым)
 - Пат. 112449 РФ, 2012;
 - Пат. 119129 РФ, 2012.
2. Изобретения в области термолуминофоров
 - Авт. свид. № 1570509 СССР, 1990;
 - Пат. 2264634 РФ, 2005;
 - Пат. 2357273 РФ, 2008;
 - Пат. 2445646 РФ, 2008;
 - Пат. 2468060 РФ, 2010.
3. Изобретения в области детекторов ионизирующих излучений нового типа
 - 3.1 Пат. на полезную модель № 131502, 2013 (ОСЛ-кристаллы, обладающие оптически стимулированной люминесценцией NaF и другие с блоком ОСЛ обработки информационных сигналов).
 - 3.2 Способ определения профиля поглощенной дозы электронного излучения. Пат. 2427857 РФ, 2009.
4. Изобретения в области «Новые способы получения нанокристаллических покрытий»:
 - например, покрытий на основе фторида лития или фторида натрия.
 - Пат. 2347741 РФ от 2007г.
 - В рамках этого способа нанокристаллические покрытия на базе LiF или NaF получают с использованием распыляющего циклотронного пучка ионов He^+ или N^{3+} .

Следует подчеркнуть, что планируется дальнейшее усовершенствование вышеуказанных разработок. Уральский федеральный университет имеет научный задел и совместные разработки в области интеллектуальной собственности с учёными из десяти стран. Однако, важно отметить, что наибольшей результативностью отличаются именно контакты с Кыргызстаном. Это отражено в монографии [2], в которых отмечено, что если имеются почти четыре десятка совместных патентов Россия-Кыргызстан, то с Лионским университетом (руководитель работ профессор К. Педрини) имеется всего 6 совместных патентных разработок; с другими патентными организациями имеются единицы совместных патентов.

Как показывает практика, интеллектуальная собственность становится важнейшим инструментом повышения конкурентоспособности продукции, залогом успешных продаж и собственно предметом продаж. Интеллектуальная собственность является одним из важнейших факторов государственного регулирования экономики, одним из рычагов государственной поддержки инновационных планов и научно-технических разработок [3].

Поддержку получили новые исследования углерод-кремниевых наногетероструктур, синтезированных методом нано-плазменной технологии. Углеродные наноплёнки толщинами $\sim 0,5$ мкм и 1 мкм были выращены в УрФУ с использованием известного метода ионно-плазменного осаждения, разработанного в МГУ (Москва). Такие наногетероструктуры сегодня выращиваются на собственной установке Уральского федерального университета в электрофизической лаборатории [4]. Подтвержден эффект увеличения оптической прозрачности получаемых таким способом углерод-кремниевых наногетероструктур на 20% в диапазоне $1500-3500$ см⁻¹ относительно чистого монокристалла кремния.

Справедливости ради надо ещё раз отметить, что способ модификации углерод-кремниевых наногетероструктур был первоначально разработан в МГУ (Москва) при активном участии Гусевой М.Б. В УрФУ этот способ был частично модифицирован.

В настоящее время кыргызской стороне планируется передать для совместных исследований образцы ТЛД-детекторов и образцы термолюминофоров, разработанные в УрФУ совместно с ИМЕТ РАН, Москва [5, 6] для контроля территорий Иссык-Кульской зоны. Необходимость такого контроля была отмечена ранее.

Список литературы

1. М.М. Кидибаев, Б.В. Шульгин, А.Н. Черенанов, В.Ю. Иванов, У.К. Мамытбеков, А.В. Ищенко, Т.С. Королева, В.Л. Петров. Радиационные детекторы на основе кристаллов и кристалловолокон. Совместные изобретения учёных России и Кыргызстана. Справочник под редакцией профессора д.ф.-м.н. Б.В. Шульгина, 2014. Издательство Уральского университета, 310 стр. ©Уральский федеральный университет, 2014. ©Институт физико-технических проблем и материаловедения НАН КР, 2014.
2. Б.В. Шульгин, Л.В. Винторов, В.Ю. Иванов, В.Л. Петров, А.Н. Черепанов, А.В. Ищенко, В.А. Семенкин (авторы-составители). Детекторные материалы и устройства. Патентные разработки. Выпуск 2. Под редакцией проф. В.С. Кортова. Екатеринбург: Уральский федеральный университет, 2015. 668 с.
3. Б.В. Шульгин, В.Ю. Иванов, И.А. Вайнштейн, Л.В. Викторов, А.В. Ищенко, М.М. Кидибаев, А.И. Слесарев, В.Л. Петров, А.Н. Черепанов. Патентные разработки «Уральской школы люминесценции (школа Ф.Ф. Говрилова,

- более 240 изобретений) и научной школы «Радиационная физика функциональных материалов (школа В.С. Кортова, более 60 изобретений). Екатеринбург: Уральский федеральный университет. Под редакцией профессора В.С. Кортова, 2017. 32 с.
4. Г.И. Вольхин, М.Е. Ерофеев, Ф.Г. Нешов, Д.В. Райков. ИК-исследование свойств углерод-кремниевых наногетероструктур, синтезированных методом ионно-плазменной технологии. Вузовско-академический сборник научных трудов. Проблемы спектроскопии и спектрометрии. ПСиС, 2020. Вып. 43. С. 67-78.
 5. Ягодин В.В., Ищенко А.В., Шульгин Б.В., Гилязетдинова Г.Ф., Ахмаддулина Н.С., Лысенков А.С., Каргин Ю.Ф., академик Солнцев К.А. «Рабочее вещество для термолюминесцентной дозиметрии рентгеновского и гамма-излучения». Патент RU2656022C1. Заявка 2017112192 от 10.04.2017. Опубл. 30.05.2018. Бюл. № 16. Патентообладатели УрФУ, Екатеринбург, и ИМЕТ РАН, Москва.
 6. Ягодин В.В., Ищенко А.В., Шульгин Б.В., Ахмаддулина Н.С., Лысенков А.С., Каргин Ю.Ф., академик Солнцев К.А. «Термолуминофор» Патент RU2668942C1. Заявка 2017125639 от 17.07.2017. Опубл. 05.10.2018 Бюл. № 28. Патентообладатель УрФУ, Екатеринбург.

УДК: 535.41: 778.38

СОСТОЯНИЕ И ПРОБЛЕМЫ РАЗРАБОТКИ МЕТОДИК ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ НА ОСНОВЕ ОБЪЕМНЫХ РЕГИСТРИРУЮЩИХ СРЕД

Т.Э. Кулиш, Д.А. Исмаилов, К.М. Жумалиев

*Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР, 720071, Кыргызстан, Бишкек,
пр. Чуй 265-а. tkulish@mail.ru, ismailov_j@mail.ru, jkm56@mail.ru*

Аннотация. Рассмотрены различные оптические схемы, позволяющие записывать голографические интерферограммы в объемных регистрирующих средах, а так же перечислены их преимущества и недостатки. Предлагается новый способ получения голографических интерферограмм, позволяющий устранить ранее отмеченные недостатки.

Ключевые слова: Голограмма, интерферометрия, регистрирующая среда, фотопластина, лазер.

STATE AND PROBLEMS OF DEVELOPING HOLOGRAPHIC INTERFEROMETRY TECHNIQUES BASED ON RECORDING MEDIA

T.E. Kulish, D.A. Ismailov, K.M. Zhumaliev

*Institute of Physics named after academician Zh.Zheenbaev NAS KR, 720071,
Kyrgyzstan, Bishkek, Chui pr. 265-a. tkulish@mail.ru, ismailov_j@mail.ru,
jkm56@mail.ru*

Abstract. Various optical schemes that allow recording holographic interferograms in volumetric recording channels are considered, as well as their advantages and disadvantages are listed. A new method of obtaining holographic interferograms proposed, which allows to eliminate the previously noted shortcomings.

Key words: *Hologram, interferometry, high-resolution recording medium, photographic plate, laser.*

Применение лазеров и разработка высокоразрешающих регистрирующих сред стимулировали расцвет голографии и ее приложений в таких областях как оптическая обработка информации, оптическое приборостроение, изобразительная техника, интерферометрия, лазерная техника, регистрация быстропротекающих процессов, неразрушающий контроль изделий. Основные этапы становления голографии связаны с такими именами как: Д. Габор, Ю.Н. Денисюк, Э. Лейт и Ю. Упатниекс.

С развитием новых методик в регистрации информации объемные регистрирующие среды успешно используются в голографической интерферометрии.

Такие методы голографии как запись голограммы в трехмерных средах, цветное и панорамное голографирование и подобные им, находят все большее развитие и применение. Они могут применяться в ЭВМ с голографической памятью, голографическом электронном микроскопе, голографическом кино и телевидении, голографической интерферометрии и т.д.

В работе [1] Нейман и Пенн с целью исключения побочных перемещений объекта использовали метод записи голограммы во встречных пучках (рис. 1), предложенный Ю.Н. Денисюком [2]. На рисунке 1 показана объемная регистрирующая среда жестко связанная с поверхностью исследуемого объекта с помощью зажимов, в которых пластинка закреплена так, что ее эмульсия находится от поверхности объекта на расстоянии порядка 1 см или меньше. При каждой экспозиции в процессе получения двухэкспозиционной голографической интерферограммы пластинка и объект освещаются одной и той же сферической волной с большим радиусом кривизны. В этом случае отраженный в обратном направлении свет образует предметную волну, а лазерный свет, проходящий через голограмму в прямом направлении, служит опорной волной. Разность фаз между двумя волнами практически не зависит от

расстояния между точечным источником и голограммой, поэтому интерферограмма совершенно нечувствительна к перемещению объекта как целого. Изображения, восстанавливаемые голограммами во встречных пучках можно наблюдать в белом свете (обыкновенный многоспектральный дневной).

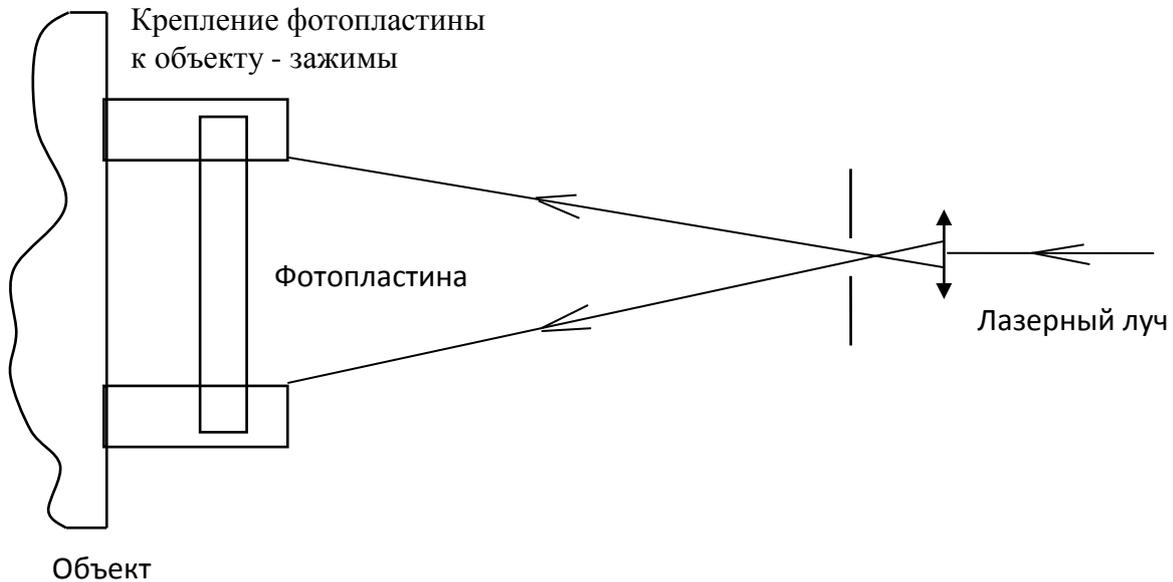


Рис. 1. Схема голографической интерферометрии во встречных пучках

В этой работе [1] также были отмечены существенные трудности, возникающие при использовании этого способа для исследования деформации объекта в реальном масштабе времени. Эти трудности связаны, прежде всего, с наличием усадки фотоэмульсии в процессе получения отражательной голограммы, и авторам этой работы не удалось их преодолеть. Для преодоления этих трудностей в работе [3] рассмотрены особенности получения голографических интерферограмм в реальном времени. Подобран такой режим экспонирования и обработки фотопластинки, чтобы, во-первых, усадка фотоэмульсии была минимальной и дифракционная эффективность голограммы при восстановлении той же волной, которая использовалась на этапе записи, была достаточно высокой (20-30%); во-вторых, голограмма начального состояния объекта должна обладать достаточно высоким пропусканием (40-50%). На рисунке 2 представлена схема установки для исследования деформации консольной балки 1 в реальном времени. Запись голограммы, наблюдение интерференционных полос проводилось непрерывным излучением гелий-неонового лазера ЛГ-38 [3]. Микрообъектив 3, точечная диафрагма 4, объектив 5 и зеркало 6 формировали параллельный освещающий пучок. В качестве регистрирующей среды использовалась фотопластинка ПЭ-2. Консольная балка и жестко закрепленная относительно нее голограмма устанавливались на юстировочном столике 8, что позволяло осуществлять поступательные и угловые смещения системы – объект –

голограмма. Отражательные голограммы практически без усадки фотоэмульсии с коэффициентом пропускания примерно 50% при достаточно высокой дифракционной эффективности голограммы были получены при использовании концентрированного рабочего проявителя ФМГ-1 (без обработки в фиксаже).

В этой работе определены допустимые величины поступательных и угловых смещений системы объект-голограмма при наблюдении в реальном времени. Также отмечено, что данный метод применим только в случае поступательного движения объекта или его поворота вокруг оси освещающего пучка.

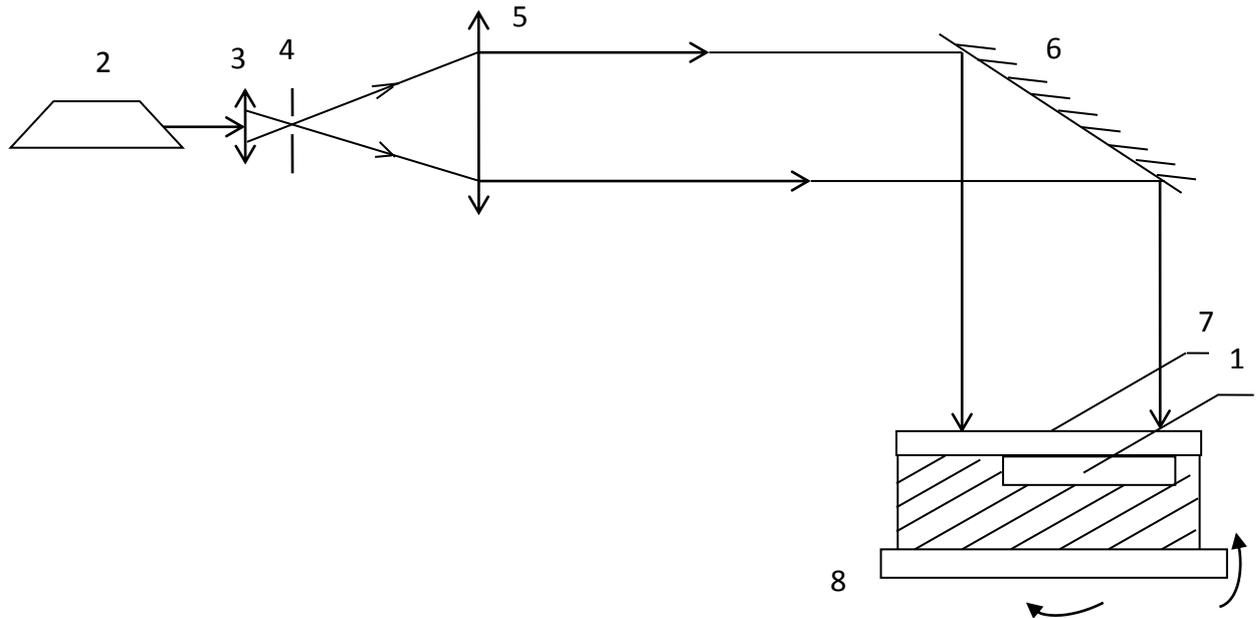


Рис. 2. Схема установки для исследования деформации консольной балки

В работе [4] с целью повышения производительности и достоверности определения микроперемещений поверхности диффузно-отражающего объекта предложено устройство, показанное на рисунке 3, в котором в качестве регистрирующей среды используется объемная среда. Световой пучок от оптического квантового генератора 1 расщепляют светоделителями 2 и 3 на один предметный и два опорных пучка. Первый опорный пучок отклоняют зеркалом 4, с расширением – линзой 5, на регистрирующую среду 6 (фотопластинку). Второй опорный пучок отклоняют зеркалом 7, с расширением – линзой 8, на регистрирующую среду 6. Предметный пучок отклоняют зеркалом 9, с расширением – линзой 10, на диффузно-отражающий объект 11. Отклонение предметного пучка относительно первого опорного пучка в горизонтальной плоскости осуществляют введением в него между зеркалом 9 и линзой 10 оптического клина 12, а отклонение предметного пучка относительно второго опорного пучка в вертикальной плоскости осуществляют поворотом оптического клина 12 на 90^0 в плоскости, перпендикулярной оси предметного пучка.

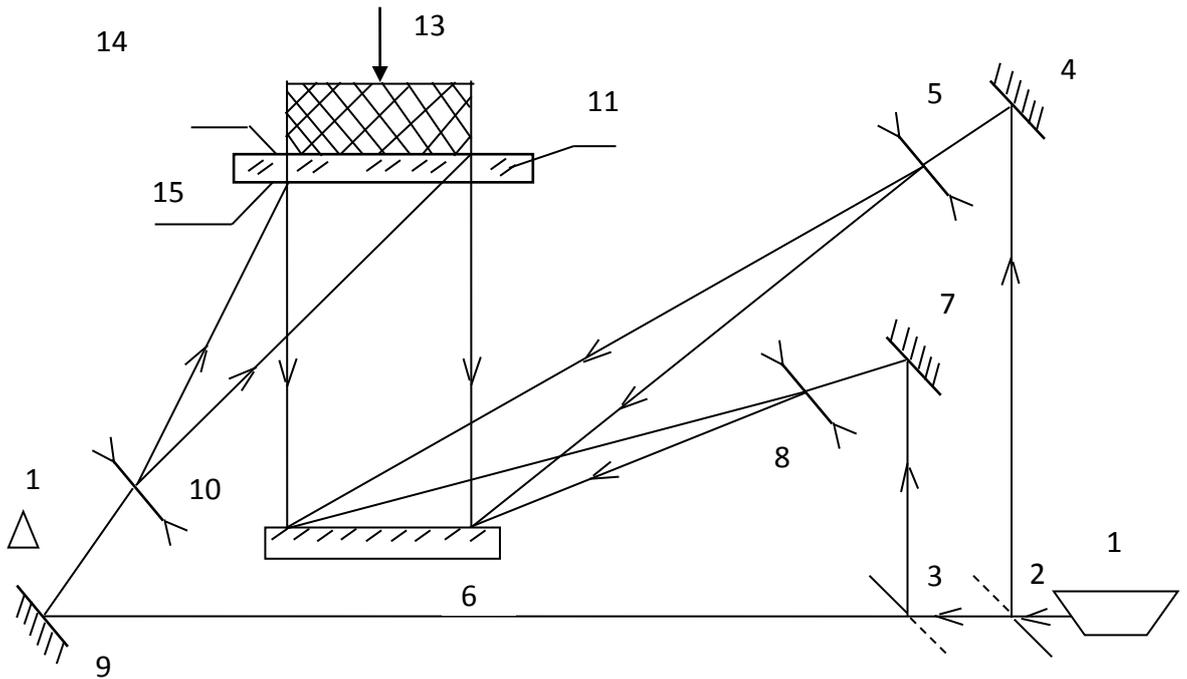


Рис. 3. Схема устройства определения микроперемещений поверхности диффузно-отражающего объекта

Запись первой и второй голограмм ненагруженного объекта осуществляют с использованием первого и второго опорных пучков, падающих на регистрирующую среду под углами 45° и 25° соответственно. Величина этих углов принимается такой, чтобы обеспечить рассогласование между двумя регистрирующими интерферограммами. Это достигается при величине угла между двумя опорными пучками не менее 10° . Нагружают объект 11 с помощью нагружающего узла 13. Затем изменяют угол между предметным и первым опорным пучками в горизонтальной плоскости, вводя оптический клин 12 в предметный пучок и записывают третью голограмму. Затем изменяют угол между предметным и вторым опорным пучками в вертикальной плоскости. Для этого оптический клин 12 поворачивают на 90° в плоскости, перпендикулярной оси предметного пучка и осуществляют запись четвертой голограммы. В результате наложения третьей голограммы на первую и четвертой на вторую, получают две интерференционные картины, при освещении которых соответствующими опорными пучками, восстанавливаются два изображения объекта с наложенными на них несущими полосами, ориентированными соответственно в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Величина и знак перемещения точек поверхности объекта в каждой плоскости определяются по смещению и искривлению несущих полос.

Как видно из рассмотренных работ, использование трехмерных регистрирующих сред в голографической интерферометрии ограничивается лишь получением однократной или двухкратной двухэкспозиционной интерферограммы в связи с отсутствием способа получения наложенных двухэкспозиционных интерферограмм. Характерным недостатком вышеизложенных способов получения голографической интерферометрии является ограниченность диапазона измеряемых величин, т.к. большие перемещения, диффузно отражающих деформаций и фазовые изменения прозрачных объектов между двумя экспозициями в случае двухэкспозиционной интерферометрии, между двумя наблюдениями в методе реального времени приводят к потере корреляции фронтов восстанавливаемых волн. Это приводит к полному исчезновению наблюдаемых интерференционных полос [5].

Верхний предел измерения определяется максимальной пространственной частотой зернистого изображения, которое составляют структуры 20-50 лин/мм. При цене полосы $\lambda/2$ верхний предел равняется 10-25 мкм, если $\lambda=0,63$ мкм, максимальный градиент составляет 6-15 мкм/мм.

Напротив, наложенные двухэкспозиционные интерферограммы позволяют исследовать непрерывный процесс изменения объекта с большими изменениями измеряемых величин по сравнению с двухэкспозиционной интерферометрией или метода реального времени, а также открывают новые возможности в измерении с помощью импульсной голографической интерферометрии.

Поэтому разработка методов записи и восстановления наложенных двухэкспозиционных интерферограмм в объемных регистрирующих средах является перспективным.

Нами предложен способ получения наложенных двухэкспозиционных интерферограмм в объемных регистрирующих средах, заключающийся в следующем [6]. Пучок когерентного света разделяют на два опорных и предметный пучки, голограмму исходного состояния объектов записывают с одним опорным пучком, затем регистрируют с помощью двух опорных пучков $2n$ наложенных голограмм объекта, последовательно в n его состояниях, причем угол падения каждого опорного пучка на регистрирующую среду изменяют после каждой двух регистраций с использованием этого опорного пучка, а при восстановлении голограмм изменяют угол восстанавливающего пучка в диапазоне изменения углов опорных пучков при записи.

Использование предложенного способа позволяет провести измерения в объекте по серии двухэкспозиционных голографических интерферограмм, а не на одной как в известных способах. В результате данный способ позволяет расширить области применения за счет измерения деформации, перемещений диффузно-отражающих объектов, фазовых изменений в прозрачных объектах в n раз больше чем в известных способах. Способ применим также к голографическому исследованию быстропротекающих процессов.

В настоящее время использование фототермопластических носителей (ФТПН) в голографической интерферометрии является перспективным, так как они позволяют регистрировать интерферограммы в реальном масштабе времени при сухой обработке и представляют возможности перезаписи [6-8].

В работе [10] из-за невосприимчивости ФТПН к когерентному свету методом реального масштаба времени изучались ярко освещенные и даже раскаленные предметы. В работе [11] запись интерферограмм исследуемого объекта осуществлялась методом усреднения во времени. Возможность использования ФТПН в двухэкспозиционной голографической интерферометрии исследовалась в работе [14], где вначале записывалась голограмма объекта, а затем, без стирания ее, голограмма деформированного объекта. Однако при записи второй голограммы за счет электрокапиллярного эффекта в основном происходит усиление первой голограммы и в результате морозной деформации возникают шумы. Следствием является малая дифракционная эффективность второй голограммы, что приводит к низкому контрасту голографических интерферограмм.

В работе [15] для получения более высококонтрастных интерферограмм с низким уровнем шумов использовано такое свойство ФТПН, как паразитная память. В данном случае интерферограммы записываются методом двух экспозиций с той характерной особенностью, что после первой экспозиции производится термическое стирание голограммы. Недостатком данного метода является невозможность измерения больших перемещений и деформаций вследствие потери корреляции фронтов и высокой частоты интерференционных полос в интерферограмме.

В настоящей работе для устранения вышеуказанных недостатков предложено устройство, позволяющее записывать голограммы соответствующие двум состояниям объекта на двух разных ФТПН с помощью двух опорных пучков [12].

Запись голограмм объекта на разных ФТПН позволяет найти оптимальный режим записи на каждый из них, в результате чего появляется возможность получить две голограммы с одинаковой дифракционной эффективностью. Это приводит к повышению контрастности интерференционных картин, а это в свою очередь повышает точность измерения. Большие перемещения, деформации в предложенном устройстве можно будет компенсировать сдвигом и наклоном ФТПН друг относительно друга, как указано в работах [12, 13], причем с тем отличием, что при восстановлении сохраняются углы между предметным и опорными пучками. Это облегчает расшифровку голографических интерферограмм, а также повышает точность измерения по сравнению с известными методиками.

Таким образом, разработка, исследование и практическое применение устройства, реализующего способ получения наложенных двухэкспозиционных интерферограмм в объемных регистрирующих средах, а также методики

получения интерферограмм в реальном масштабе времени с использованием фототермопластических носителей, составили основную цель настоящей научной работы.

Список литературы

1. Neumann D.V., Pen R.C. Off-Tabl holography // *Exp. Mech.* - 1975. - V.75.- P.241-244.
2. Денисюк Ю.Н. Об отражении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // *ДАН СССР.* - 1962. - Т.144. - С.1275-1278.
3. Морозов Н.В., Островский Ю.И., Боева Л.М. Голографическая интерферометрия движущихся объектов во встречных пучках в реальном времени. // *ЖТФ.*-1982.-Т.52.-Ч.9.-С.1854-1858.
4. А.С. №1021940 СССР. О1В 11/00. Способ определения микроперемещений поверхности диффузно-отражающего объекта / В.В. Петров А.Г., А.Г. Гриневский.
5. Вест Ч. Голографическая интерферометрия: Перевод с англ. - М.: Мир. - 1982.-504с.
6. Т.Э. Кулиш, Д.А. Исмаилов, К.М. Жумалиев. Голографическая интерферометрия на объемных носителях // *Научный журнал Физика*, 2019, №1, Институт физики им. академика Ж. Жеенбаева, НАН КР.
7. А.С. №1195772 СССР. О1В 9/025. Способ получения голографических интерферограмм / А.А.Акаев.
8. Lee T.C. Holographic recording on thermoplastic films // *Appl. Opt.*-1974.-V.3.- N4.-P.889-895.
9. Комаров В.А., Зайченко О.В. Регистрация интерферограмм на однослойных фототермопластических носителях // *ЖН и ПФИК.*- 1981.-Т.26. - №3. - С.202-205.
10. Friezem A.A., Katzir V., Rav-Nov Z., Sharon B. Photo-conductor- thermoplastic devises for holographic nondestructive testing // *Opt. Eng.*, - 1980. - V.19. - N5. - P.659 - 665
11. Credell T.L., Spong, F.J. Termoplastic media for holographic recording // *RCA Rev.* - 1973. - V.33. - N3. - P.206 - 210.
12. Комаров В.А., Зайченко О.В. Регистрация интерферограмм на однослойных фототермопластических носителях // *ЖН и ПФИК.*- 1981.-Т.26. - №3. - С.202-205.
13. Акаев А.А., Исмаилов Д.А. Голографическая интерферометрия на основе фототермопластических носителей // *У Всесоюзн. конф.по гологр.*, Рига, 1985. - Тез.докл. - Рига, 1985. - С.174 - 175.
14. Abramson N., Vjelkhagen H. Jnolustrial holographic measurements // *Appl. Opt.* - 1973. - V.12. - P.2792 - 2796.
15. Abramson N., Vjelkhagen H. New practical method for holographic measurement of deformation // *Analisis of CJRP.* - 1975. - V.24. - N1. - P. 379 - 381.

16. Belammy J.C., Ostrowsky D.B., Poindrom M., Spits E. In situ double exposure interferometry using photoconductive thermoplastic film // Appl. Opt. - 1971.- V. 10. - №6. - P.1458 - 1459.
17. Жовтенецкий О.И., Зюбрик А.И., Левченко О.Г., Фитью В.М. // Автометрия. - 1983. - №1. - с.99 - 100.

УДК: 548.55

БОЛЬШЕРАЗМЕРНЫЕ МОНОКРИСТАЛЛЫ

М.М.Кидибаев, К.Шаршеев, Г.С.Денисов

*Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР, 720071,
Кыргызстан, Бишкек, пр. Чуй 265-а*

Аннотация: Все исследованные большеразмерные образцы выращены из расплава на воздухе усовершенствованным методом Киропулоса (методом перетяжек). Выбор данного метода для получения образцов был обусловлен необходимостью введения шестивалентной примеси урана в кристаллическую решетку. Были синтезированы кристаллы с примесью урана и второй примесью (Sr, Sc, Cu, Fe, Ce, Eu), а также безурановые образцы. Синтезированные образцы также служили исходным материалом при получении низкоразмерных образцов и планарных гетероструктур.

Ключевые слова: Синтез, монокристалл, фаза, стехиометрия, расплав, температура, волокон, структура.

LARGE SIZE MONOCRYSTALS

M.M.Kidibaev, K.Sharsheev, G.S. Denisov

*Institute of Physics named after academician Zh.Zheenbaev NAS KR, 720071,
Kyrgyzstan, Bishkek, Chui pr. 265-a*

Annotation: All investigated large-sized samples were grown from a melt in air using the advanced Kyropoulos method (hauling method). The choice of this method for obtaining samples was due to the need to introduce hexavalent impurity of uranium into the crystal lattice. Crystals with an admixture of uranium and a second impurity (Sr, Sc, Cu, Fe, Ce, Eu), as well as uranium samples were synthesized. The synthesized samples also served as the starting material for obtaining low-dimensional samples and planar heterostructures.

Key words: Synthesis, single crystal, phase, stoichiometry, melt, temperature, fibers, structure.

Синтез монокристаллов

Существует множество классификаций методов синтеза большеразмерных кристаллов [1-7]. Все они в той или иной степени основываются на фазовом состоянии и компонентном составе исходной

среды, а также на характере движущей силы процесса. Это методы выращивания кристаллов из стехиометрических расплавов, растворов и паров (газовой фазы). Для объектов, которые исследовались в настоящей работе, наиболее подходящими методами выращивания являются методы выращивания из стехиометрических расплавов, когда исходный материал в начале расплавляют, а затем кристаллизуют при надежно контролируемых условиях. В зависимости от способов создания температурного градиента (или отвода тепла от растущего кристалла), а также в зависимости от того, ведется кристаллизация в тигле или без тигля, различают несколько типов методов (классификация В. С. Балицкого и Е. Е. Лисициной [1]) – рис. 1.1.

Тигельные методы берут начало от разработок Р. Наккена [4,8], который показал, что при соприкосновении охлажденного металлического стержня с поверхностью расплава на участке соприкосновения возникает локальное переохлаждение и начинается рост кристаллов.

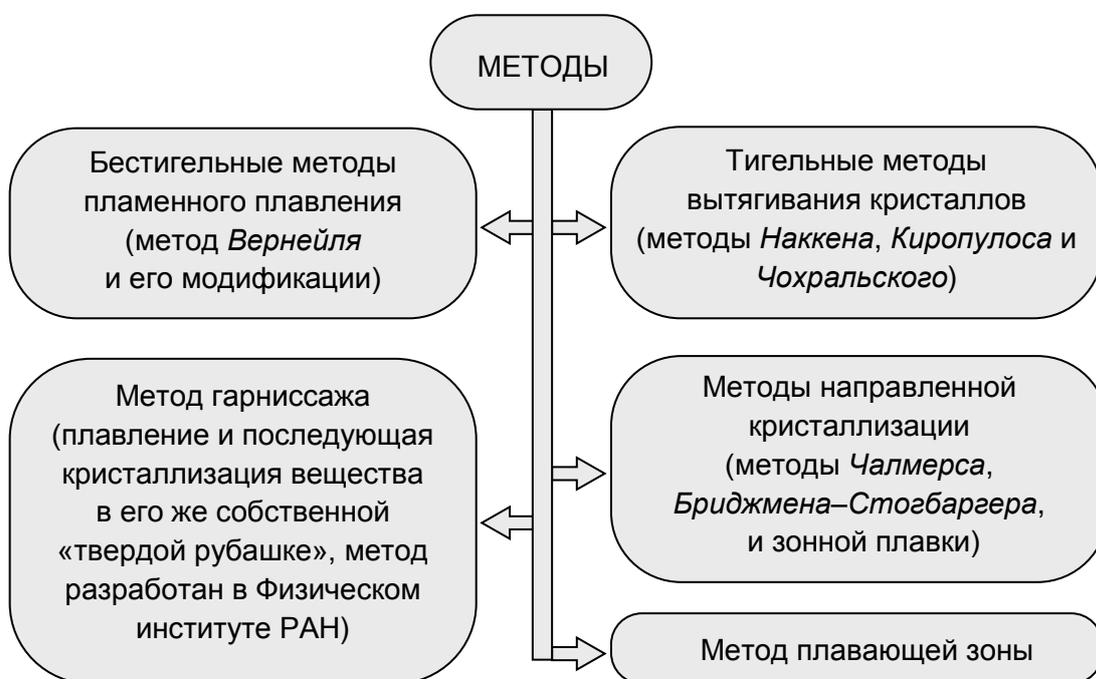


Рис. 1.1. Типы методов выращивания большеразмерных кристаллов

Используя идею Наккена, в 1926 году С. Киропулос разработал метод [9], получивший наиболее широкое распространение при выращивании кристаллов галогенидов щелочных и щелочноземельных металлов. Похожая идея используется и в современном методе вытягивания волоконных кристаллов Micro Pulling Down (см. раздел 1.2.1).

Традиционно для выращивания щелочно-галогенидных кристаллов используются методы Бриджмена-Стогбаргера и Киропулоса [10,11,12]. Суть первого метода заключается в кристаллизации содержимого

расплава, находящегося в тигле специальной формы. Однако метод Бриджмена-Стогбаргера не нашел широкого распространения из-за недостаточно высокого качества получаемых образцов.

Для получения крупных монокристаллов фторидов чаще применяется метод Киропулоса [9], при котором кристалл растет на вращающейся затравке вне контакта со стенками тигля, что позволяет создавать образцы с хорошей структурой. Однако рост кристаллов, как правило, происходит в воздушной среде, поэтому в состав выращенных образцов могут входить элементы воздуха (кислород, азот и др.). Следует отметить, что при синтезе кристаллов $(Li,Na)F$, активированных ураном, это обстоятельство является преимуществом, так как многочисленные исследования показали, что шестивалентный уран входит в кристаллическую решетку фторидов щелочных металлов только в присутствии кислорода [13]. Кристаллы, выращенные в инертной среде, не содержат шестивалентной примеси урана.

Кристаллы, выращенные по классическому способу Киропулоса (рис.1.2, 1.3), содержат большое количество дислокаций, причем в примесных кристаллах плотность дислокаций обычно выше, чем в чистых. Для решения проблемы выращивания образцов с малой плотностью дислокаций использовался усовершенствованный метод Киропулоса [10,13] – метод «перетяжек», предложенный Г.Ф. Добржанским [13].

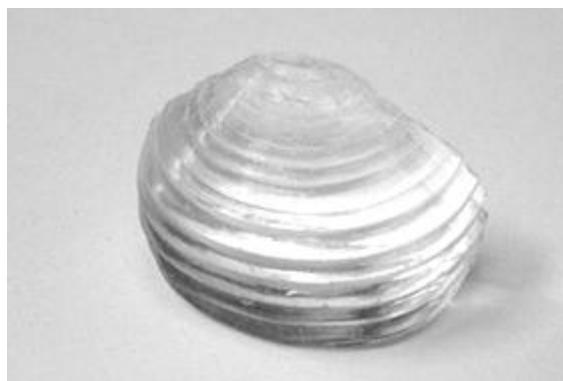


Рис. 1.2. Половина були объемного кристалла NaF, выращенного методом Киропулоса

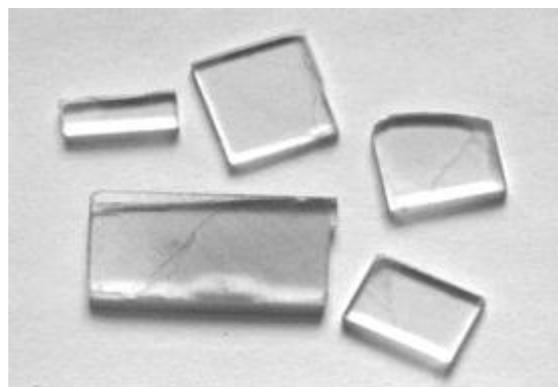


Рис. 1.3. Образцы в виде пластин, выколотые из були объемного кристалла NaF, выращенного методом Киропулоса

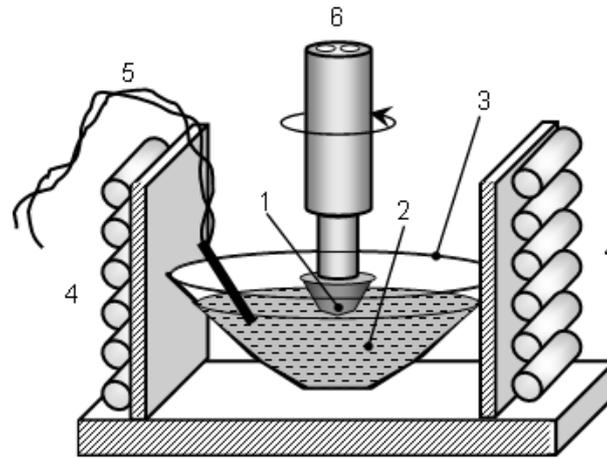


Рис. 1.4. Установка для выращивания кристаллов методом Кирпулоса: 1 – затравка; 2 – расплав; 3 – тигель; 4 – электропечь; 5 – термопара; 6 – держатель, охлаждаемый водой

При этом способе в расплав, находящийся в тигле и нагретый примерно на 150°C выше температуры плавления, осторожно вводится холодильник, представляющий собой охлаждаемую проточной водой (воздухом) металлическую трубку с затравкой (рис. 1.4). Расплав, соприкасаясь с затравкой, охлаждается, в результате на ее конце начинает образовываться кристалл. Затравка с выращиваемым кристаллом периодически поднимается и рост идет ступенчато: в каждое очередное погружение происходит кристаллизация расплава на образце как на затравке.

Основанием при разработке этого метода послужили следующие соображения. При выращивании кристалла из расплава в растущий кристалл переходят дислокации, существующие в затравке. Дислокационные линии распространяются во все стороны и заканчиваются на боковой поверхности кристалла. При каждом подъеме с расплавом будет соприкасаться нижняя часть кристалла с меньшим числом дислокационных линий, поэтому при последующем погружении в кристалл перейдет меньшее количество дислокаций.

Модели роста кристаллов

Участвующие в строении кристалла ионы, атомы, молекулы или группы атомов образуют устойчивую пространственную решетку с периодически повторяющимися рядами, ячейками, сетками. Рост кристаллов можно представить как упорядоченное выстраивание таких аналогичных ионов, атомов или молекул на его поверхности.

Существуют различные количественные теории роста кристаллов [1]. Первая из них была разработана на термодинамической основе Дж. Гиббсом [14]. Согласно Гиббсу кристалл находится в равновесии с окружающей средой и принимает форму, отвечающую минимуму его

поверхностной энергии, при постоянном объеме. Рост грани начинается скачкообразно, путем образования на ней двумерного зародыша. Образование двумерных зародышей происходит в подвижном абсорбционном слое, непосредственно контактирующем с поверхностью кристалла и находящимся в равновесии с ней и маточной средой (П. Кюри [15], Ю.В. Вульф [16], М. Фолмер [17]). Более поздняя теория роста кристаллов была разработана в рамках молекулярно-кинетического подхода (Коссель–Странский [18-20]), учитывающего атомно-молекулярные качества поверхности кристалла. Существует также теория роста, учитывающая особенности непрерывного присоединения отдельных частиц по всей несингулярной шероховатой поверхности кристалла, равномерно покрытой изломами (теория нормального роста [21-23]).

Отметим, что примеси существенно влияют на рост кристаллов. Согласно термодинамической и молекулярно-кинетической теориям роста для идеальных кристаллов, любая идеальная кристаллическая грань растет, благодаря наличию на ней ступеньки. Когда, завершив слой, ступенька исчезает, рост приостанавливается до возникновения двумерного зародыша, формирующего новую ступеньку для роста.

Вероятность образования зародышей для идеальных систем сильно зависит от пересыщения, она имеет заметную величину при пересыщениях выше 25–50%. Однако это справедливо лишь для идеальных кристаллов. Реальные кристаллы растут с заметными скоростями при пересыщении 1% и ниже. Это нашло объяснение в дислокационной теории [24,25]. Согласно этой теории поверхности плотноупакованных граней содержат не исчезающие в процессе роста ступеньки, связанные с винтовыми дислокациями, образующими спирали роста (рис. 1.5).

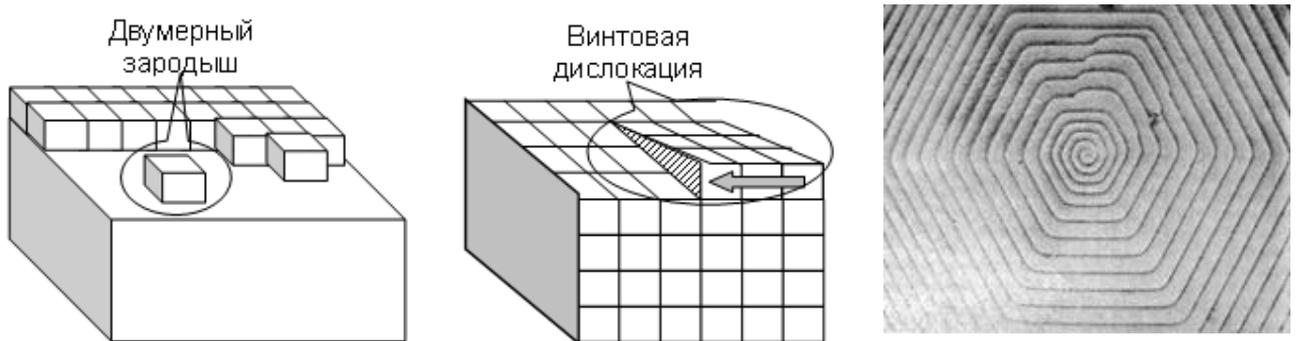


Рис. 1.5. Схемы роста кристаллов: *а* – двумерными зародышами (по В. Косселю); *б* – винтовыми дислокациями (по В. Балицкому); *в* – микрофотография [26] гексагональной спирали роста в кристалле SiC (высота ступеньки – 16,5 нм)

Необходимость образования двумерных зародышей отпадает, и кристаллы растут при малых пересыщениях. В целом же механизмы роста реальных кристаллов более сложны, чем в упомянутых модельных представлениях и требуют специального анализа, однако физико-химические основы процесса кристаллизации для них являются общими.

Процесс кристаллизации включает в себя два основных этапа: зарождение центров кристаллизации и собственно рост кристаллов [27]. Центры кристаллизации (зародыши) возникают в виде мельчайших частиц твердой фазы либо внутри исходной фазы (гомогенное зародышеобразование), либо на границе раздела двух фаз (гетерогенное зародышеобразование). Появившиеся зародыши дают толчок росту самих кристаллов. Кристаллизация начинается, если исходная фаза становится перенасыщенной по отношению к новой твердой фазе. Пересыщение может быть достигнуто несколькими путями: понижением температуры или давления, испарением растворителя. Степень пересыщения может быть недостаточной для спонтанного образования зародышей, однако и в такой системе кристаллизация возможна на искусственно введенных затравочных кристаллах. Этот прием широко используется как при выращивании крупноразмерных, так и волоконных кристаллов пониженной размерности, о чем будет сказано ниже.

Термодинамическая теория Гиббса [27] позволяет объяснить условия образования зародышей. Согласно Гиббсу изолированная система является абсолютно устойчивой (стабильной), если любое конечное изменение ее состояния (связанное, например, с изменением давления ΔP или концентрации ΔC) при постоянной энергии оставляет неизменной или уменьшает энтропию. И напротив, система будет относительно устойчивой (метастабильной), если при некоторых конечных изменениях ее состояния энтропия возрастает. Пересыщенный раствор, энтропия которого возрастает на конечную величину при кристаллизации, является классическим примером такой метастабильной системы. Мерой устойчивости метастабильной системы является согласно Гиббсу величина определенной работы, которая необходима, чтобы вывести систему из устойчивого состояния, а именно, чтобы вызвать кристаллизацию (создать зародыш раздела двух фаз). Как только зародыш превысит критическую величину, кристаллизация на его поверхности будет самопроизвольной, поскольку она будет сопровождаться уменьшением свободной энергии Гиббса ΔG . Величина ΔG , определяемая зависимостью между степенью пересыщения и размером зародыша, может быть аналитически представлена как [1]:

$$\Delta G = \frac{16}{3} \pi \mu^3 \left(\frac{V}{k_B T \ln X} \right)^2, \quad (1.1)$$

где μ – коэффициент поверхностного натяжения; V – объем вещества; k_B – постоянная Больцмана; X – степень пересыщения, т. е. удельное изменение давления $\Delta P/P$ (или $\Delta C/C$ – для растворов). Из формулы (1.1) видно, что при отсутствии пересыщения ($X \ll 1$) работа по зародышеобразованию становится бесконечно большой и самопроизвольная кристаллизация становится невозможной. Для сохранения равновесия с исходной фазой зародыш при постоянном объеме V должен принимать форму, отвечающую минимуму свободной энергии [1,14]

$$\sum_i \Xi_i S_i \xrightarrow{V=const} \min, \quad (1.2)$$

где Ξ_i – удельная поверхностная энергия i -й грани; S_i – поверхность i -й грани. В условиях пересыщения эта функция имеет максимум, отвечающий критическому значению размера зародыша. Ниже этого размера изменение свободной энергии Гиббса имеет положительное значение – зародыши являются неустойчивыми. Если размеры зародыша превышают критические, то изменение свободной энергии Гиббса становится отрицательным и процесс кристаллизации может протекать самопроизвольно. Особое значение для процесса кристаллизации имеет скорость образования зародышей, которая может быть определена по их количеству, возникающему в единице объема в единицу времени [28]:

$$\frac{d^2 n}{dV dt} \sim \exp\left(-\frac{\Delta G}{k_B T}\right), \quad (1.3)$$

где n – число зародышей; ΔG – прирост свободной энергии микрообъема, равный работе образования зародыша.

С учетом формулы (1.1), имеем

$$\frac{d^2 n}{dV dt} \sim \exp\left(\frac{16}{3} \pi \frac{\mu^3 V^2}{k_B^3 T^3 \ln^2 X}\right). \quad (1.4)$$

Из формулы (1.4) следует, что скорость образования зародышей определяется температурой T , поверхностным натяжением μ и пересыщением X . Следуя [1], отметим, что в реально существующих системах с гетерогенным зародышеобразованием зависимость скорости зарождения зародышей от пересыщения характеризуется хорошо

выраженным максимумом. Возрастание скорости при небольшой степени переохлаждения лимитируется кинетикой зарождения новой фазы. Падение скорости при высоких дозах переохлаждения обусловлено увеличением вязкости среды и потерей подвижности частиц. Механизм доставки частиц к участку кристаллизации на разных стадиях может быть различным – флуктуационным, диффузионным, конвективным. Согласно [2], скорость роста кристаллов определяется главным образом объемной диффузией и реакцией на межфазной границе кристалл–исходная среда. Поскольку скорость диффузии определяется законом Фика

$$\frac{dn}{dt} = DS \text{ grad } C, \quad (1.5)$$

где D – коэффициент диффузии; S – площадь растущей поверхности, то и скорость роста кристаллов определяется той же величиной.

Процесс кристаллизации усложняется при наличии примесей и зависит от характера их распределения в объеме кристалла. Равновесное распределение примеси в объеме кристалла может быть описано уравнением Лодиза–Паркера [2]

$$K_0 = \frac{a_{\text{тв(равн)}}}{a_{\text{ж(равн)}}}, \quad (1.6)$$

где K_0 – равновесный коэффициент распределения примеси; $a_{\text{тв(равн)}}$ и $a_{\text{ж(равн)}}$ – равновесная активность примеси в твердой и жидкой фазах.

В случае малых скоростей роста коэффициент K_0 может быть заменен эффективным коэффициентом распределения $K_{\text{эф}}$:

$$K_0 \approx K_{\text{эф}} = \frac{C_{\text{тв(ист)}}}{C_{\text{ж(ист)}}}, \quad (1.7)$$

где $C_{\text{тв(ист)}}$ и $C_{\text{ж(ист)}}$ – концентрация примеси в твердой и жидкой фазах.

Самоорганизация процесса кристаллизации сводится к следующему [1]. Если $K_{\text{эф}} < 1$ (или $C_{\text{тв(ист)}} < C_{\text{ж(ист)}}$), то жидкость на участке, примыкающем к кристаллу, будет обогащена примесным компонентом по сравнению с его содержанием в основном объеме жидкости. Кристалл в этом случае как бы отталкивает примесь, – диффузионный поток примеси направляется от фазовой границы кристалл–жидкость в сторону жидкости. Противоположное направление имеет диффузионный поток примеси при $K_{\text{эф}} > 1$, т. е. в том случае, когда концентрация примеси у фазовой границы кристалл–жидкость ниже, чем в основном объеме жидкости (кристалл

обогащается примесным компонентом). В процессе роста кристалла распределение примеси между твердой и жидкой фазами меняется, поэтому величина $K_{эф}$ зависит от скорости роста грани кристалла $f_{роста}$, коэффициента диффузии примеси в жидкости $D_{пр}$ и толщины диффузионного слоя δ . Согласно [29] в этом случае

$$K_{эф} = \frac{K_0}{K_0 + (1 - K_0) \exp\left(-\frac{f_{роста} \delta}{D_{пр}}\right)}. \quad (1.8)$$

Выражение (1.8) указывает на то, что распределение примесей в исходном большеразмерном кристалле и полученном из него путем высокотемпературной перекристаллизации низкоразмерном (волоконном или наноразмерном) кристалле может быть различным.

Теоретический расчет выращивания кристаллов методом Киропулоса

При данном методе выращивания расплав, соприкасаясь с затравкой-держателем, охлаждается. В результате на конце держателя начинает образовываться поликристаллический сферолит. Он извлекается из расплава так, что создаются условия для геометрического отбора зародыша, на котором и выращивается монокристалл. Для полученных методом *Киропулоса* кристаллов характерно большое отношение диаметра к высоте.

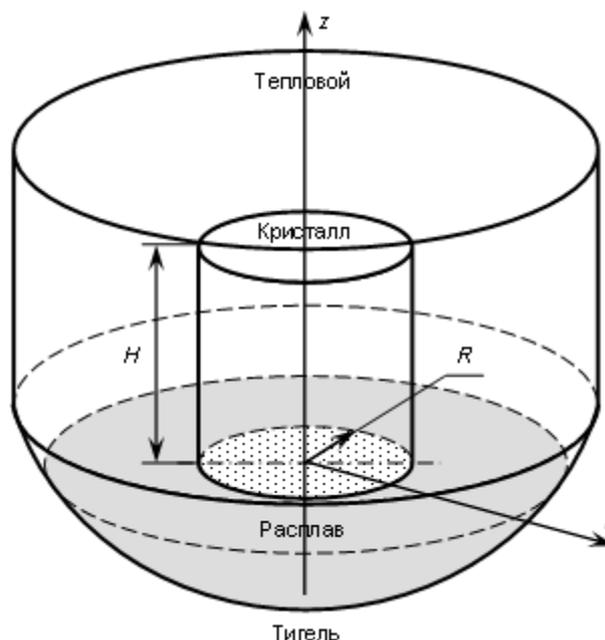


Рис. 1.6. Схематическое изображение тепловой системы при росте кристаллов по методу *Киропулоса*

Распределение температуры в растущем кристалле с учетом того, что кристалл движется вдоль оси OZ (рис. 1.6), в цилиндрических координатах может быть записано уравнением [30]

$$\Lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - c\rho f_{\text{роста}} \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad (1.9)$$

где Λ – коэффициент теплопроводности; $T = T(r, z)$ – температура кристалла в точке (r, z) ; c – удельная теплоемкость; ρ – плотность кристалла; $f_{\text{роста}}$ – скорость роста.

Граничные условия к уравнению (1.9) в соответствии с рис. 1.4 записываются следующим образом:

– на оси симметрии

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad (1.10)$$

– на границе раздела кристалл–расплав

$$T \Big|_{z=0} = T_{\text{пл}}, \quad (1.11)$$

где $T_{\text{пл}}$ – температура плавления (кристаллизации);

– на боковой поверхности кристалла

$$-\Lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{\substack{r=R_0 \\ 0 \leq z \leq H_0}} = \sum_i \varepsilon_{\text{кр}} \varepsilon_i \sigma_{\text{СБ}} (T^4 - T_i^4) + \alpha (T - T_3), \quad (1.12)$$

где i – индекс объекта теплообменного процесса (1 – расплав; 2 – тигель; 3 – атмосфера; 4 – экран); $\varepsilon_{\text{кр}}$ – степень черноты кристалла; ε_i – степень черноты объекта ($\varepsilon_3 = 1$); $\sigma_{\text{СБ}}$ – постоянная *Стефана–Больцмана*; α – коэффициент теплопроводности воздуха; T_i – температура объекта. Первый член в правой части уравнения (1.12) связан с излучательным теплообменом, второй член – с процессами теплоотдачи;

– на верхней торцевой части кристалла

$$-\Lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{\substack{z=H_0 \\ 0 \leq r \leq R_0}} = \sum_i \varepsilon_{\text{кр}} \varepsilon_i \sigma_{\text{СБ}} (T^4 - T_i^4) + \alpha (T - T_3), \quad (1.13)$$

где $i = 3, 4$ – в отличие от случая теплообмена через боковую поверхность (формула (1.12)) в теплообмене через верхний торец кристалла принимают участие только атмосфера и тепловой экран;

– на стенке тигля

$$T = T_T, \quad (1.14)$$

где T_T – температура тигля.

Решение уравнения (1.9) с граничными условиями (1.10)–(1.14) можно найти численными методами, если предположить, что температура на боковой поверхности кристалла изменяется линейно. В работе [30] также показана возможность решения уравнения (1.9) и для нелинейной зависимости $T(z)$. Распределение температурного поля $T(r, z)$ при этом близко к распределению в случае линейных граничных условий. Качественно вид функции $T(r, z)$ показан на рис. 1.7.

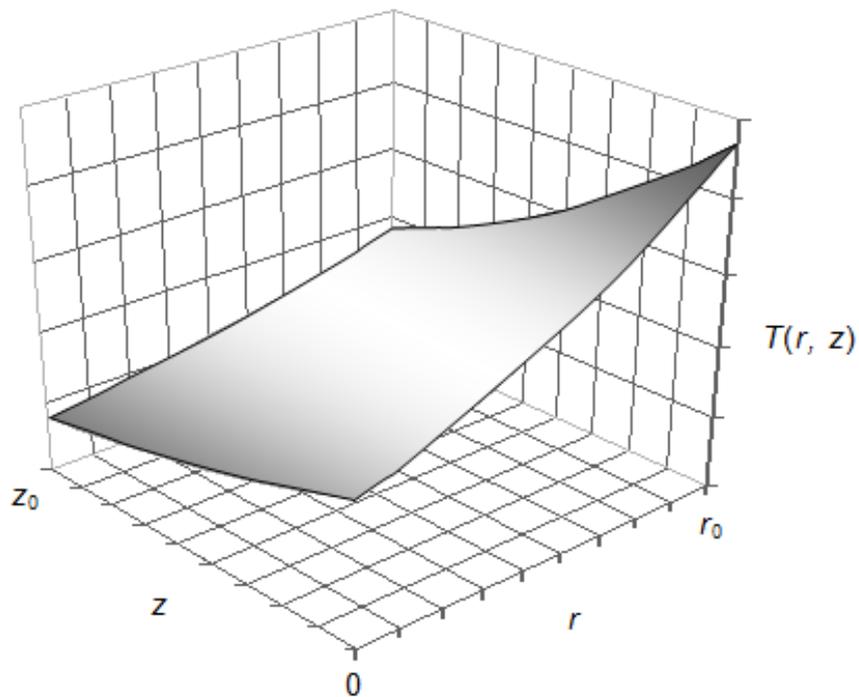


Рис. 1.7. Распределение температурного поля $T(r, z)$ в кристалле при росте по методу *Киропулоса*

Список литературы

1. Балицкий В.С., Лисицина Е.Е. Синтетические аналоги и имитация природных драгоценных камней М.: Недра, 1981. 160 с.
2. Лодиз Р., Паркер Р. Рост монокристаллов. М.: Мир, 1974.
3. Бакли Г. Рост кристаллов. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
4. Вильке К.Т. Методы выращивания кристаллов. Ленинград: Недра, 1968.

5. Гузик С. , Облаковский Я. Искусственные монокристаллы / М., Metallurgia, 1975.
6. Кузнецов В.Д. Кристаллы и кристаллизация. М.:Госгеолтехиздат, 1954.
7. Рябцов Н.Г. Материалы квантовой электроники. М.:Советское радио, 1972.
8. Власов К.А., Кутикова Е.И. . Изумрудные копи. К.А. Власов, М.: АН СССР, 1960.
9. Kyropoulos S. Dielektrizitatskonstanten regularer Kristalle. // Zs. Phys. 1930. Bd. 63. P. 849–854.
10. Кидибаев М.М. Радиационно-стимулированные процессы в кристаллах (Li,Na)F:U,Me. / Каракол; Екатеринбург: ИГУ; УГТУ, 1999. 220 с.
11. Феофилов П.П. // Опт. и спектр. 1959. Т. 7. С. 842.
12. Ranciman W.A. Fluorescent centers in uranium-activated sodium fluoride. // Nature. 1955. Vol. 175, № 4468. P. 1082.
13. Алыбаков А.А., Добржанский Г.Ф., Губанова В.А. Выращивание ионных кристаллов с малой плотностью дислокаций. // Кристаллография. 1964. Т. 9, вып. 6. С. 940–942.
14. Гиббс Дж. Термодинамические работы. М.–Л.: Гостехиздат, 1950.
15. Curie P. Sur la formation des cristaux et sur les constantes capillaires de leur differentes faces. // Bull. Soc. Mineral. France. 1885. Vol. 18. P. 145.
16. Вульф Ю.В. // Механизм и кинетика кристаллизации. Минск, 1969. С. 399–407.
17. Volmer M. Kinetic der Phasenbildung. Dresden–Leipzig, 1939. 220 p.
18. Странский И.Н., Р. Каишев К теории роста кристаллов и образования кристаллических зародышей. // УФН. 1939. Т. 21, вып. 4. С. 408–465.
19. Kossel W. Zur Theorie des Kristallwachstums. // Nachr. Gessel. Wiss. Gottingen, Math-Phys. Kl. 1927. P. 135–143.
20. Stranski I.N. Zur Theorie des Kristallwachstums. // J. Phys. Chem. 1928. №136. P.259–278.
21. Джексон К. Проблемы роста кристаллов. М., 1968. С. 13–26.
22. Кан Дж. Теория роста кристалла и движения границы раздела фаз в кристаллических материалах. // УФН. 1967. Т. 91, вып. 4. С. 677–689.
23. Черепанова Т.А. Кинетика кристаллизации многокомпонентных сплавов. // Докл. АН СССР, 1978. Т. 238, №1. С. 277–331.
24. Чернов А.А. Слоисто-спиральный рост кристаллов. // УФН. 1961. Т. 73, вып. 2. С. 277–331.
25. Чернов А.А. Физико-химические проблемы кристаллизации. / Алма-Ата, 1969. С. 8–40.
26. Burton W.K., Cabrera N., Frank F.S. Role of Dislocations in Crystal Growth. // Nature. 1949. Vol. 163, №4141. P. 398–399.
27. Рост кристаллов: Сборник статей. М.: Наука, 1957–1968. Т. 1–8.
28. Малин Дж. Кристаллизация. М.: Metallurgia, 1965.

29. Вигдорович В.Н., Вольпян А.Е., Курдумов Г.М. Направленная кристаллизация и физико-химический анализ. М.: Химия, 1976. 200 с.
30. Белов А.А., Захаров В.Ю., Стрелов В.И. Исследование нелинейной математической модели расчета тепловых полей кристаллов, выращиваемых по методу Чохральского. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2004. №6. С. 99–102.

УДК 533.981:537.52.1

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННЫХ ЗАДАЧ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПЛАЗМЕННОЙ СВАРКЕ

¹А.Ж. Жайнаков, ²Р.Т. Султангазиева, ²Б.Н. Медралиева

¹*Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР, 720071, Кыргызстан, Бишкек, пр. Чуй 265-а*

²*КГТУ им. И.Раззакова, 720044, Кыргызстан, г.Бишкек, пр. Мира 66
jainakov47@mail.ru, renasultangazieva@mail.ru, medralieva@mail.ru*

Аннотация. В данной работе приводятся численные исследования двухтемпературной многокомпонентной аргоновой плазмы: - без учета взаимодействия с потоками сварочной ванны; - совместное рассмотрение процессов дуги и сварочной ванны без испарения; - исследовано влияние наличия паров анодного металла на физические процессы многокомпонентной плазмы; - исследовано влияние стабилизирующих стенок и силы тока на процессы в дуге и сварочной ванне.

Ключевые слова: электромагнитные, тепловые и газодинамические явления в дуговой плазме, обрабатываемой металл, численное моделирование, пары металлов.

NUMERICAL MODELING OF PAIRED HEAT EXCHANGE PROBLEMS IN PLASMA WELDING

¹A.J.Jainakov, ²R.T.Sultangazieva, ²B.N.Medralieva

¹*Institute of Physics named after academician Zh.Zheenbaev NAS KR, 720071, Kyrgyzstan, Bishkek, Chui pr. 265-a*

²*KGTU named after I. Razzakova, 720044, Kyrgyzstan, Bishkek, pr. Mira 66
jainakov47@mail.ru, renasultangazieva@mail.ru, medralieva@mail.ru*

Abstract. This paper presents numerical studies of two-temperature multicomponent argon plasma: - excluding interaction with weld pool flows; - joint consideration of the processes of the arc and the weld pool without evaporation; - the effect of the presence of anode metal vapors on the physical processes of a multicomponent plasma is investigated; - the influence of stabilizing walls and current strength on the processes in the arc and weld pool was investigated.

Key words: *electromagnetic, thermal and gas-dynamic phenomena in an arc plasma, processed metal, numerical simulation, metal fumes*

Введение

Электродуговая сварка металлов широко применяется в современной промышленности и является важным технологическим процессом во многих областях промышленности. Сварка является весьма сложным физико-химическим и металлургическим процессом, в ходе которого металл шва и околошовная зона претерпевают фазовые превращения и структурные изменения, что, в свою очередь, влияет на физико-механические характеристики материала.

Изучению электромагнитных, тепловых и газодинамических явлений в электродуговой плазме посвящено большое количество теоретических и экспериментальных исследований, основы которых заложены и развиты в работах В.Финкельбурга, Г. Меккера, М.Ф Жукова, С.В. Дресвина, В.С. Урюкова, В.С. Энгельшта, Г.А. Десяткова, Ж.Ж.Жеенбаева, А.Ж. Жайнакова, В.М. Лелевкина, Г.А. Слободянюка и многих других.

В области моделирования сварочной ванны описание физических процессов, происходящих в расплавленном металле под действием электрической дуги, значительный вклад внесли работы Н.Н. Рыкалина, В.А. Кархина, В.А. Судника, М. Tanaka, J.J. Lowke, A.V. Murphy и др.

Сварочная ванна образуется за счет проплавления присадочного и основного металлов. Кристаллизация жидкого металла начинается с неполностью оплавленных зерен основного металла. При движении источника теплоты вдоль обрабатываемого материала условия формирования интерфейса «проплавленный металл-шов-основной металл» играют заметную роль в формировании качественного шва.

Моделирование процессов в электрической дуге, обрабатываемом изделии, а также процессы их взаимного влияния, целесообразно для оптимизации параметров режима сварки и получения сварных соединений с улучшенными качественными характеристиками.

Решение системы МГД уравнений для электрической дуги и сварочной ванны в сопряженной постановке позволяет рассмотреть взаимодействие между собой гидродинамических, температурных и электромагнитных полей, поля напряжений и оценить их вклад в формирование сварочной ванны, и тем самым в формирование сварного шва.

Цель и задачи исследования. Целью работы является развитие математической модели взаимодействия двухтемпературной многокомпонентной аргоновой дуги с поверхностью сварочной ванны в сопряженной постановке для исследования параметров влияющих на процесс сварки. Многокомпонентность плазменной дуги обусловлено атомов и ионов железа, испаряемых с поверхности сварочной ванны.

Для достижения поставленной цели были определены и решены следующие задачи:

1. Анализ изученности вопросов сопряженных задач при плазменной сварке с учетом многофазных процессов, имеющих место при этом, и их математического моделирования;

2. Проведение термодинамического моделирования взаимодействия частиц аргоновой плазмы с парами железа, определение термодинамических коэффициентов, вычисление интегралов столкновений для каждого типа взаимодействующих частиц, необходимых для расчета коэффициентов переноса смеси аргона и железа, диффузионные и термодиффузионные свойства компонент в парах металла с целью определения их влияния на процесс сварки.

3. Определение оптических свойств аргоновой плазмы с парами железа для расчета излучения атомов и ионов железа в электродуговой плазме.

4. Исследование влияние диффузии паров железа при различных концентрациях паров в диапазоне температур 300-25000К на процессы в электрической дуге и сварочной ванне.

5. Развитие двумерной стационарной математической модели электродуговой сварки на основе решения единой системы МГД уравнений для рассмотрения сопряженных процессов взаимодействия двухтемпературной многокомпонентной аргоновой дуги с парами металла и обрабатываемого изделия.

6. Проведение численных исследований тепловых, газодинамических и электромагнитных характеристик дуговой плазмы при сварке неплавящимся электродом с учетом многокомпонентного состава плазменной дуги, обусловленной испарением анодного металла и конвективной диффузии паров металла в столб дуги.

Практическая значимость полученных результатов

Разработанная модель может быть использована для качественного анализа тепловых, газодинамических и электромагнитных характеристик дуговой плазмы при сварке неплавящимся электродом, теплового и динамического воздействия дуги на сварочную ванну, формы и размера сварочной ванны.

Полученные результаты работы могут быть применены при выполнении технологического процесса сварки электрической дугой на производственных объектах с целью усовершенствования технологического процесса. Результаты исследований могут быть рекомендованы для применения в учебном процессе по дисциплинам «Математическое моделирование».

Материалы и методы

Расчеты проведены при токах 150, 200 А, давление $P=0,1$ Мпа. Размеры дуги у катода принимались равными размеру цилиндрического электрода и равны 3.5 мм. Температура в центре катодного пятна 18000К. Боковые стенки

катода и стабилизирующие стенки поддерживаются при температуре $T=300\text{K}$. Расстояние до стабилизирующих стенок меняется от 10мм до 12мм. Положительным анодом является горизонтальная стальная пластина, с высоким содержанием железа, боковые стороны и нижняя часть которой поддерживаются при температуре 300К. Теплофизические свойства анода зависят от температуры, скрытая теплота плавления металла учтена в энтальпии.

На рисунках 1 и 2 представлены линии равных расходов газа и линии электрического тока в нижней части плазматрона без учета взаимодействия со сварочной ванной. В области катода вследствие расширения дуги электромагнитные силы вовлекают окружающий газ в столб и ускоряют его в направлении к аноду. Поток плазмы набегает на анод и растекается в радиальном направлении, способствуя выносу тепла из приосевой области анода на периферию. Это приводит к сгущению изотерм у анода и вытягиванию их в радиальном направлении, формируя характерную «колоколообразную» форму видимой границы дуги. Через высокотемпературные области приосевой зоны проходит лишь небольшая часть потока, значительная часть расхода газа приходится на относительно холодные периферийные зоны. В случае неравновесной плазмы максимальный расход, вовлеченный в основной вихрь 0.12 г/сек, по ЛТР модели-0.04 г/сек.

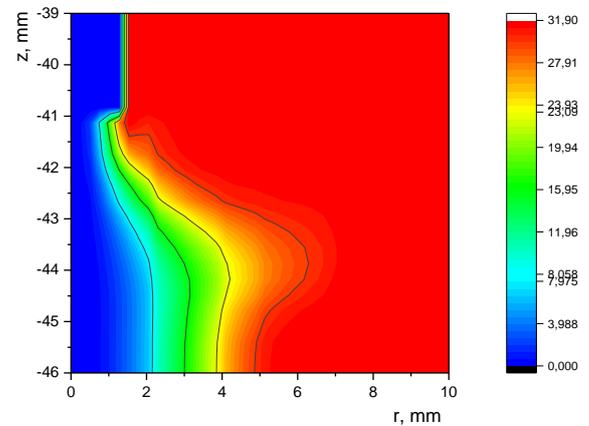
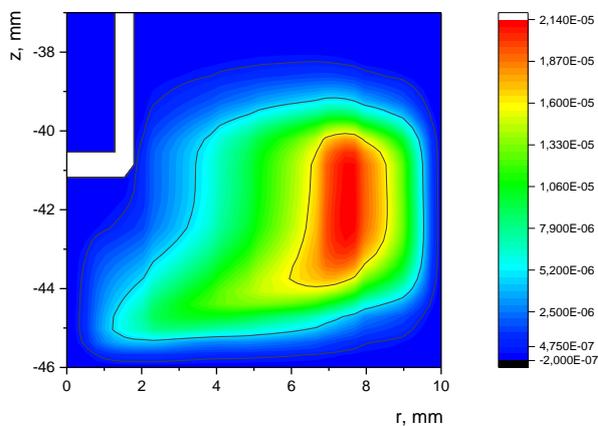


Рис. 1. Линии равного расхода газа, $I=150\text{A}$, $R=10\text{мм}$

Рис. 2. Линии электрического тока, $I=150\text{A}$, $R=10\text{мм}$

На рисунке 3 представлены температурные поля электронов и тяжелых частиц без учета сварочной ванны. На формирование температурного поля электронов, в первую очередь, влияет картина линий электрического тока. Температурные поля тяжелых частиц, как было описано выше, сформированы взаимным влиянием электромагнитных и газодинамических сил. В центральной части плазменного столба дуга почти термически равновесна, заметная

неравновесность проявляется вблизи анода и на периферии дуги, где коэффициент термической неравновесности θ достигает значений, равных 5-6. Дуга плазма сильно ионизирована, для плотности электронов получены значения порядка 10^{23} м^{-3} .

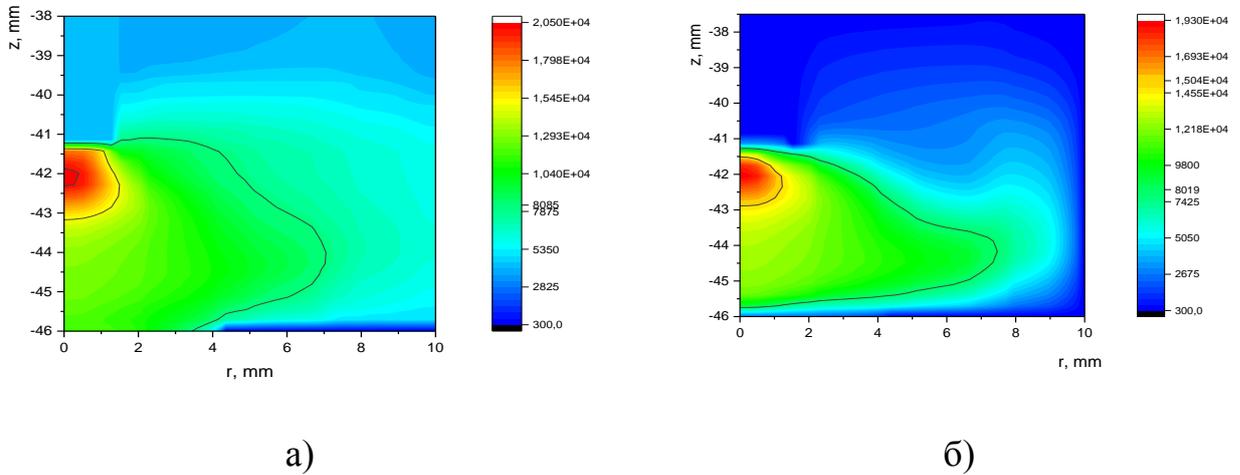


Рис. 3. Распределение температуры электронов (а) и тяжелых частиц (б), $I=150 \text{ A}$, $R=10 \text{ мм}$

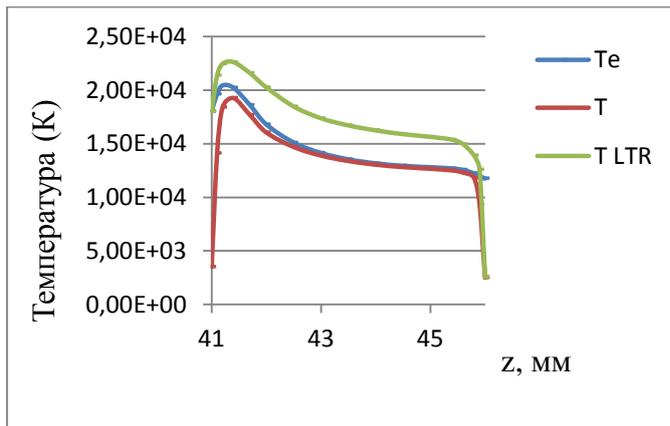


Рис. 4. Осевые температуры, $I=150 \text{ A}$, $R=10 \text{ мм}$

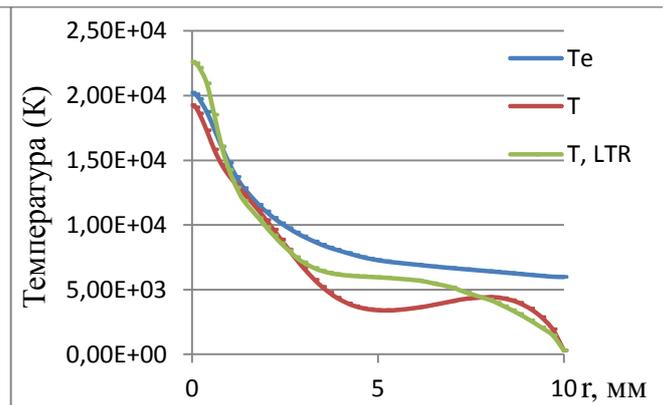


Рис. 5. Радиальные распределения температур на расстоянии 0.4 мм от катода

На рисунках 4-5 представлены осевые и радиальные температуры электронов и тяжелых частиц в столбе электрической дуги для неравновесной модели и для модели ЛТР. Соотношения между T и T_e определяются столкновительными процессами и взаимодействием электронов с внешним электрическим полем. Характер температуры тяжелых частиц на рисунке 5 объясняется нелинейностью коэффициента теплопроводности. Профили температуры электронов имеют более низкие радиальные градиенты, так как теплопроводность электронов значительно ниже, чем у тяжелых частиц, поэтому перенос тепла в сторону стенок электронами ниже, чем у тяжелых частиц. Зная радиальные градиенты температуры тяжелых частиц, можно определить тепловой поток к стенкам плазматрона, влияющий на

эффективность струи дуги. В условиях короткой дуги, значительная часть энергии переносится в сторону анода по сравнению с боковыми стенками.

При увеличении расстояния до стабилизирующих стенок с 10 мм до 12 мм при силе тока $I=150\text{A}$ изолинии температур более вытянуты в радиальном направлении, так как условие полного тока будет выполняться уже на большом расстоянии от оси, чем при 10мм.

С увеличением силы тока до 200А, как видно из рисунка 6, проявилась нелинейность коэффициента энергообмена от температуры в виде ступенчатого распределения температуры тяжелых частиц в диапазоне температур, соответствующих второй ионизации аргона. Единственным источником нагрева тяжелых частиц являются упругие столкновения с электронами, поэтому характер коэффициента энергообмена в области непосредственно влияет на формирование температурных полей тяжелых частиц.

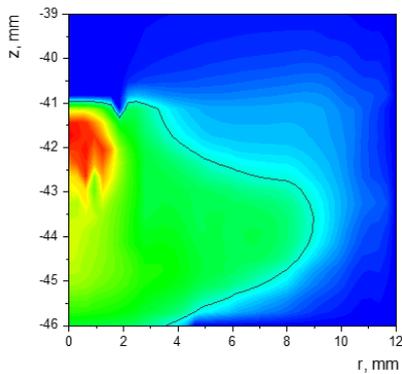


Рис. 6. Температура тяжелых частиц, $I=200\text{A}$, $R=12\text{мм}$

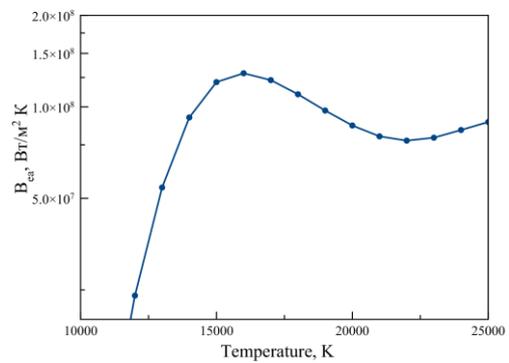


Рис. 7. Коэффициент энергообмена, $I=200\text{A}$, $R=12\text{мм}$

При совместном рассмотрении плазмы и сварочной ванны, без учета испарения с анода поставленные граничные условия оказывают заметное влияние на гидродинамические потоки в столбе электрической дуги.

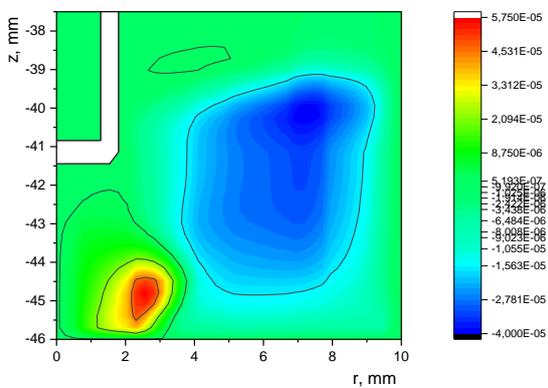


Рис. 8. Линии равных расходов газа в столбе электрической дуги, $I=150\text{A}$, $R=10\text{мм}$

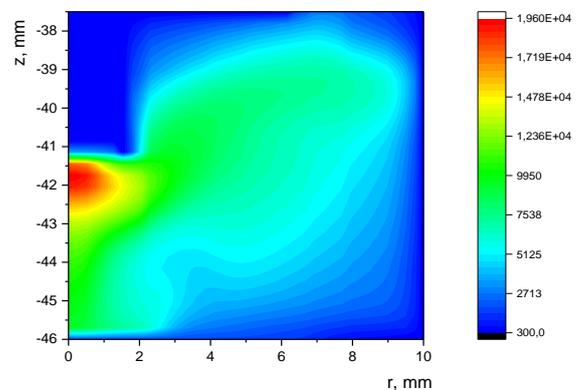


Рис. 9. Распределение температуры тяжелых частиц, $I=150\text{ A}$, $R=10\text{мм}$

Вязкость жидкого металла на несколько порядков выше вязкости плазмы, поэтому они тормозят движение плазмы в радиальном направлении и от краев сварочной ванны формируется отраженный поток- обратный вихрь, направленный от поверхности анода в сторону катода. В приосевой части за счет электромагнитных сил образуется положительный вихрь, а у стенок катода за счет взаимодействия с отрицательным вихрем наблюдается небольшой положительный вихрь. Силы вязкого трения вовлекают в движение между этими вихрями прилегающий газ и в области катода дуга радиально расширяется (рис. 8). Такие гидродинамические потоки формируют следующую тепловую картину тяжелых частиц (рис. 9): столб дуги, как бы, контрагируется у поверхности сварочной ванны и расширяется в верхней катодной части столба дуги. Температурное поле электронов заметно не изменяется, так как вязкость определяет в основном течения тяжелых частиц.

При увеличении расстояния до стабилизирующих стенок до 12мм увеличивается влияние конвективных потоков, способствующих выносу тепла в радиальном направлении и дуга расширяется в области анода, принимая колокообразную форму.

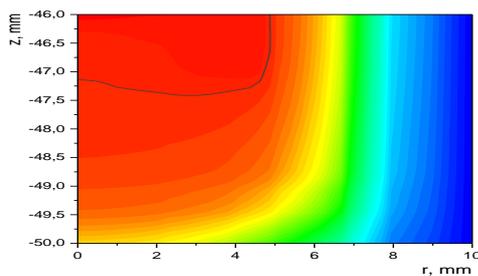


Рис. 10. Изотермы сварочной ванны, $I=150$, $R=10$ мм

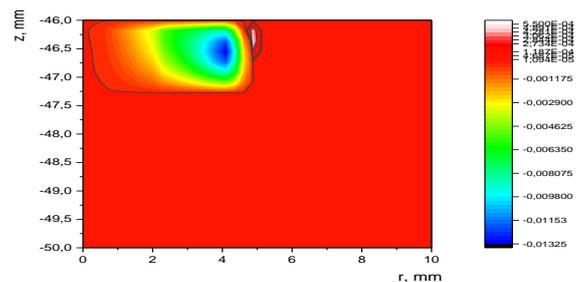


Рис. 11. Линии равного расхода жидкого металла сварочной ванны, $I=150$ А, $R=10$ мм

На рис. 10-11 представлены температурные поля и линии равных расходов расплавленного металла в изделии. В объеме сварочной ванны за счет взаимодействия с потоками плазмы формируется основной вихрь направлен от центра ванны к ее краям, и второй вихрь противоположного направления образуется у краев ванны за счет эффект Марангони. Этот вихрь способствует более интенсивному проплавлению металла у краев сварочной ванны по сравнению с осевой частью.

При учете испарения для случая $R=10$ мм, $I=150$ А в области электрической дуги обратного вихря в сторону катода не наблюдается (рис. 12). Над поверхностью сварочной ванны появляются атомы паров железа, концентрация которых составляет 3.5%, из результатов численного расчета получено, что пары присутствуют в большей мере в приосевой части потока плазмы (рис. 13).

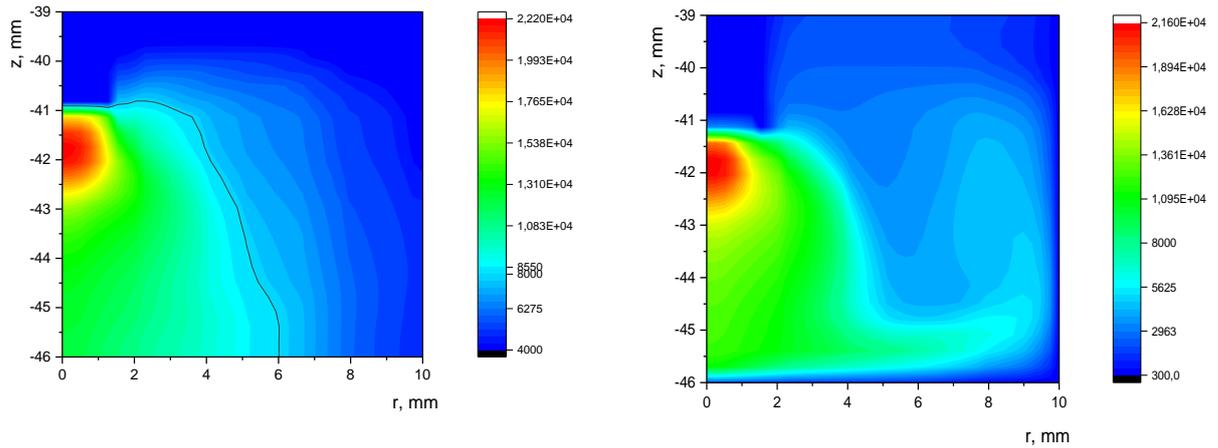


Рис. 12. Распределение температуры электронов (а) и тяжелых частиц (б) в плазме аргона с парами железа, $I=150$ А, $R=10$ мм

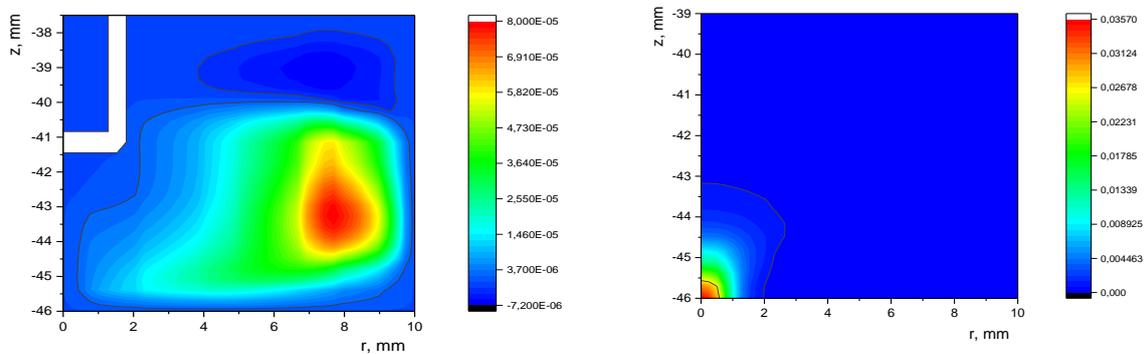


Рис. 13. Линии равных расходов газа и концентрации паров металла в аргоновой плазме, $I=150$ А, $R=10$ мм

Температура на оси сварочной ванны при учете испарения составляет 2200К, а без учета испарения-1870К (рис. 14). Испарение атомов с поверхности должно было привести к охлаждению поверхности сварочной ванны, как в случае ЛТР модели. Однако, наличие обратного потока от анода в сторону катода, естественно охлаждает поверхность сварочной ванны. Наличие паров металла приводит к увеличению электропроводности в области относительно низких температур, что приводит к уменьшению радиуса токопроводящего столба и, соответственно, уменьшению радиальных размеров сварочной ванны. А плотность тока в осевой части увеличивается, отсюда и увеличению глубины проплавления металла. У краев ванны обратный вихрь не наблюдается, то есть испарение уменьшает роль эффекта Марангони.

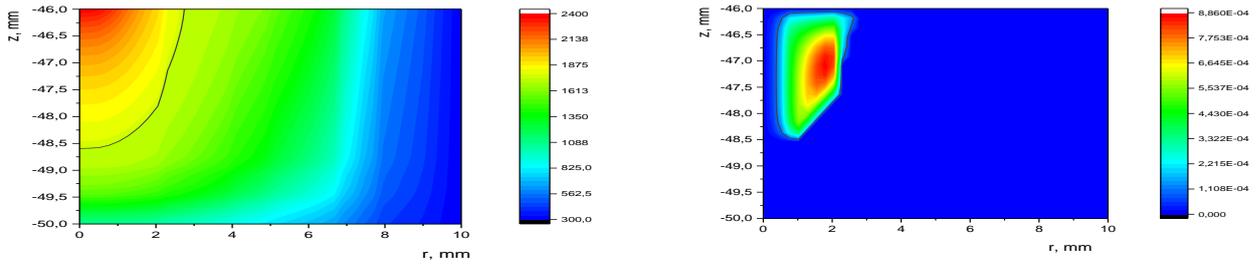


Рис. 14. Изотермы и линии равных расходов жидкого металла при учете испарения, $I=150A$, $R=10mm$

При увеличении расстояния до стабилизирующих стенок, возрастает роль конвективных сил, зона влияния паров металла на свойства дуги увеличивается радиально, но уменьшается аксиально, как видно из рисунка 15. Именно в этой области происходит заметное изменение теплофизических свойств плазмы, приводящее к сужению основания столба дуги, что видно из рисунка 16. В остальной части дуги малая концентрация частиц железа не оказывает влияние на параметры плазмы.

В аргоновой плазме при наличии паров металла увеличивается величина полной газовой теплопроводности за счет теплопроводности атомов вследствие чего, в прианодном слое усиливается сжатие разряда. С последующим увеличением тока разряд переходит в режим доминирования электронной теплопроводности, и величина радиуса контракции стабилизируется, причем электроны передают свою энергию главным образом в столкновениях с нейтральными частицами.

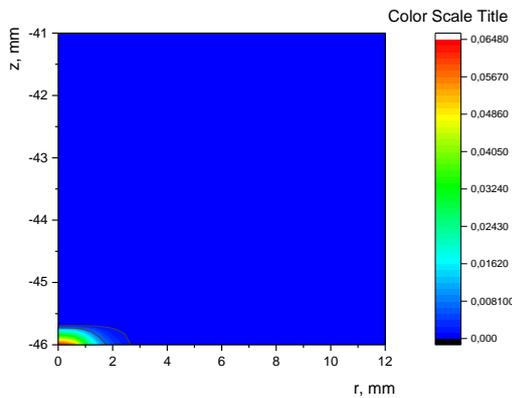


Рис. 15. Концентрация паров железа в столбе дуги, $I=150$, $R=12mm$

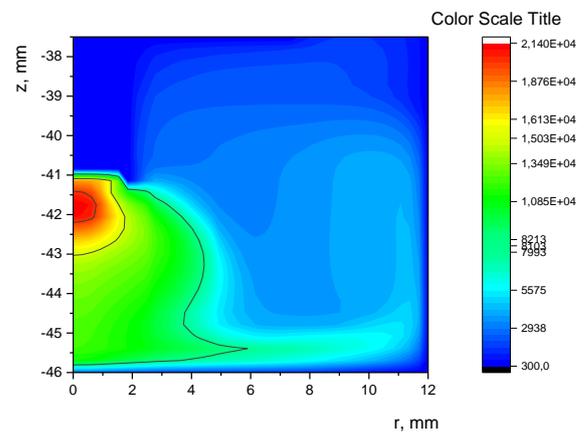


Рис.16. Температура тяжелых частиц, $I=150$, $R=12mm$

Плотности компонентов тока вычислялись по формулам:

$$j_e = -\frac{1}{4}en_e\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}\exp\left(\frac{-e\phi_R}{kT_e}\right), \quad j_{\alpha^+} = \frac{1}{4}en_{\alpha^+}\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_{\alpha^+}}},$$

Рассчитанное общее падение потенциала лежит в пределах от 6 до 12 Вольт, что соответствует литературным и экспериментальным данным.

Выводы

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Усовершенствована двухмерная стационарная математическая модель взаимодействия двух-температурной многокомпонентной аргоновой дуги и обрабатываемого изделия при электродуговой сварке в замкнутом объеме на основе решения единой системы МГД уравнений с учетом явления испарения с поверхности обрабатываемого изделия.
2. Проведено термодинамическое моделирование многокомпонентной аргоновой плазмы с парами железа, определены равновесный состав и интегралы столкновений для каждого типа взаимодействующих частиц. Рассчитаны теплофизические, транспортные, кинетические и оптические свойства аргоновой плазмы с парами железа в диапазоне температур 300-25000К.
3. Проведены численные исследования влияния силы тока и расстояния до стабилизирующих стенок плазматрона на теплофизические характеристики многокомпонентной двухтемпературной аргоновой дуги с парами железа и обрабатываемого изделия.
4. Установлено, что температурные поля тяжелых частиц в области температур, соответствующей второй ионизации атома аргона имеют ступенчатое распределение в ядре электрической дуги в силу нелинейного характера коэффициента энергообмена в данном диапазоне температур.
5. Выявлено, что при малых межэлектродных расстояниях и близости стабилизирующих стенок плазматрона происходит расширение дуги в области катода и контрагированию дуги в области анода.
6. Показано, что наличие паров металла приводит к уменьшению радиуса токопроводящего столба, радиальных размеров сварочной ванны и увеличению глубины проплавления металла.
7. Показано, что падение анодного потенциала лежит в пределах 6-12В, что соответствует литературным и экспериментальным данным

Список литературы

1. Электрическая дуга – генератор низкотемпературной плазмы/ А.Жайнаков, В.М.Лелевкин, В.С.Мечев и др. – Бишкек: Илим.-1991. -440 с.
2. Жайнаков А. Трехмерная модель расчета электродуговых потоков/ А.Жайнаков, Т.Э.Урусова, Р.М.Урусов//Бишкек: Наука и новые технологии. -1999. -№2. С. 3-7.
3. Жайнаков А. К постановке граничных условий для функции «вихрь скорости» на границе «плазма-жидкий металл»/ А.Жайнаков,

- Дж.О.Усенканов, Р.Т.Султангазиева//Материалы международной научно-практической конференции «Проблемы вычислительной математики и информационных технологий». Алматы, 1999.
4. Контроль качества сварных соединений: учеб. пособие для сред. проф. обр./Л.П.Шебеко, А.П.Яковлев. – М.: Стройиздат, 1972. -120 с.
 5. Математическое моделирование электрической дуги/Под ред. Энгельшта В.С. – Фрунзе, Илим. -1983. -362 с.
 6. Рыкалин Н.Н. Расчеты тепловых процессов при сварке: учеб. пособие/Н.Н.Рыкалин. – М.: Машгиз, 1951. -296 с.
 7. Судник В.А. Численный анализ дефектов формы сварного шва при дуговой сварке. Машины, технологии и моделировании сварочных процессов /В.А.Судник// Известия ТулГУ. – 2008. –Вып.2.-с.177-185
 8. Торопчин А.И. Разработка модели и исследование процесса взаимодействия сжатой электрической дуги с технологическим объектом. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, Санкт-Петербург – 2015
 9. Низкотемпературная плазма. Т.1. Теория столба электрической дуги/ В.С.Энгельшт, В.Ц.Гурович, Г.А.Десятков, А.Жайнаков и др. – Новосибирск: Наука, 1990
 10. Tanaka M. Predictions of weld pool profiles using plasma physics / M.Tanaka, J.J.Lowke//J.Phys. D: Appl. Phys. – 2007. –V.40.-P.R1-R23.,
 11. Tradia A. Multiphysics modeling and numerical simulation of GTA weld pools: Dr.D. thesis/ A. Tradia.-Paris:Ecole Polytechnique, 2011. -224 p.
 12. Xiaobo Ren, Hallvard Fj., Dag Lindholm, Magne Rudshaug, Vigdis Olden, Throughprocess modeling of welding: concept and perspective.Conference Paper, Conference: EuroJoin 9 (2015), January 2015

УДК: 539.21:533.12.04

ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ BaCeO_3 ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ ЭНЕРГИЕЙ 1,3 МЭВ

¹Н.К.Касмамытов, ²И.В.Хромушин, ³Ю.В.Ермолаев

¹Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР, 720071,
Кыргызстан, Бишкек, пр. Чуй 265-а

²РГП «Институт Ядерной Физики», Алматы, Казахстан

³Казахский Национальный Исследовательский Технический Университет им. К.И.Сатпаева,
Алматы, Казахстан

Аннотация. Представлены результаты исследования нано- и микроструктуры, а также физические свойства церата бария BaCeO_3 , облученных электронами энергией 1.3 МэВ до

доз 1, 5, 7, 10 и 14 MGy. Проведены комплексные исследования методами рентгенофазового анализа (РФА), растровой электронной микроскопии (РЭМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ), дифференциального термического анализа (ДТА), инфракрасной (ИК-) и термодесорбционной спектроскопии (ТДС). Выполненный количественный анализ степени аморфизации керамических образцов церата бария по данным рентгенографии ведет к заключению, что дефектность исследованной керамики симбатна дозе (14 MGy) облучающих электронов от 47,0% до 26,5% и также прослеживается рост степени аморфизации с глубиной рассеяния электронного пучка при дозе 7 MGy. ДТА BaCeO₃ показал, что наблюдается эндотермический пик ~950°C, который может быть обусловлен фазовым переходом орторомбической решетки в кубическую со структурой Pm3m. Облучение электронами оказывает существенное влияние на интенсивность фазового перехода при температуре ~950° С. По данным термодесорбционной спектроскопии этот фазовый переход сопровождается незначительным выходом молекул кислорода из церата, причем положение пика и его интенсивность практически не зависит от дозы облучения.

Ключевые слова: церат бария, облучение электронами, микро- и наноструктура, свойства, рентгенография, электронная микроскопия, атомно-силовая микроскопия, термодесорбция.

FORMATION OF MICROSTRUCTURE AND PROPERTIES OF BaCeO₃ WHEN ELECTRONS ARE IRRADIATED WITH 1.3 MEV ENERGY

¹N.K. Kasmamytov, ²I.V. Khromushin, ³Yu.V. Ermolaev

¹*Institute of Physics named after academician Zh.Zheenbaev NAS KR, 720071, Kyrgyzstan, Bishkek, Chui pr. 265-a*

²*RSE "Institute of Nuclear Physics", Almaty, Kazakhstan*

³*Kazakh National Technical University named after K.I. Satpayev, Almaty, Kazakhstan*

Abstract. The results of the study of nano- and microstructures, as well as the physical properties of BaCeO₃ barium cerate, irradiated by electrons with energy of 1.3 MeV to doses 1, 5, 7, 10 and 14 MGy, are presented. Complex studies were performed using X-ray diffraction analysis (XRD), scanning electron microscopy (SEM), atomic force microscopy (AFM), differential thermal analysis (DTA), infrared (IR) and thermal desorption spectroscopy (TDS). The performed quantitative analysis of the amorphization degree of barium cerate ceramic samples according to X-ray diffraction data leads to the conclusion that the defectiveness of the studied ceramics is symbate to dose (14 MgR) of irradiating electrons from 47.0% to 26.5% and also the degree of amorphization increases with the electron beam scattering depth at a dose of 7 MgR. DTA of BaCeO₃ showed that an endothermic peak of ~950°C is observed, which may be due to the phase transition of the orthorhombic lattice to a cubic one with the Pm3m structure. Electron irradiation has a significant effect on phase transition intensity at a temperature of ~950°C. According to the thermal desorption spectroscopy data, this phase transition is accompanied by an insignificant release of oxygen molecules from cerate, and the position of the peak and its intensity practically does not depend on the irradiation dose.

Key words: barium cerate, electron irradiation, micro- and nanostructure, properties, X-ray diffraction, electron microscopy, atomic force microscopy, thermal desorption.

Введение

В процессе эксплуатации атомных реакторов имеет место образование водорода за счет радиолиза воды и целого ряда других реакций, детально описанных в работах [1-4]. Общеизвестно, что образовавшийся водород при контакте с кислородом образует чрезвычайно взрывоопасную гремучую смесь.

Решение проблемы надежного контроля содержания водорода и кислорода в первом контуре реактора и производственных помещениях АЭС является важной задачей. Ряд наблюдавшихся аварийных ситуаций на атомных электростанциях, обусловленных накоплением водорода, свидетельствуют о несовершенстве систем обеспечения водородо-взрывобезопасности (СОВБ) на АЭС и требуют поиска новых эффективных решений [5-7]. Следует отметить, что актуальность проблем СОВБ на АЭС существенно возросла после аварии на Фукусиме, когда весь мир стал свидетелем взрывов гремучей смеси на всех блоках АЭС [8]. Вызовы времени интенсифицировали работы по поиску высокоэффективных средств и материалов для повышения СОВБ на АЭС.

В настоящее время электрохимические устройства, работающие на основе твердооксидных ионных проводников (ТОИП) с протонной проводимостью являются перспективными для СОВБ АЭС. Главным достоинством ТОИП является широкий диапазон рабочих температур, очень высокая чувствительность к наличию водорода в среде. ТОИП позволяет контролировать содержание водорода в помещении и осуществлять его откачку, т. е., предотвращать повышению концентрации водорода в газовых смесях выше предельно допустимого значения [9,10].

К недостаткам электрохимических устройств на основе оксидных керамик с протонной проводимостью относят высокую реакционную способность этих материалов к диоксиду углерода, а также недостаточностью величины протонной проводимости. Для повышения протонной проводимости и придания этим оксидным керамикам необходимых величин протонной проводимости вводят в их кристаллическую решетку локальное искажение вблизи катиона-допанта. В связи с этим материаловедами и физиками твердого тела ведутся интенсивные исследования по созданию новых перовскитных материалов с более высокой проводимостью и химической стабильностью. В настоящее время разработаны ионные проводники со структурой перовскита и флюорита, обладающие соответственно протонной и кислород - ионной проводимостью. Однако возможности синтеза новых композитов ограничены, поэтому исследования ученых направлены на улучшение свойств протонной проводимости в уже известных перовскитных материалах путем их модифицирования.

Известно, что среди ионных проводников бариевые и стронциевые цераты обладают наиболее высокой протонной проводимостью, но они проявляют существенную нестабильность в атмосфере диоксида углерода и помимо этого введение в их кристаллическую решетку искажений посредством примесного катиона допанта отрицательно влияет на протонную проводимость.

Представляло интерес исследовать возможность получения высокоэффективных протонных проводников с целью повышения СОВБ на АЭС путем радиационной модификации перовскитной структуры церата бария BaCeO_3 и улучшения их протонной проводимости и химической инертности посредством электронного облучения с энергией 1.3 МэВ до доз облучения 14 МГу.

Выбор облучения высокоэнергетическими электронами в качестве модифицирующего фактора обусловлен особенностями образования радиационных дефектов в кристаллической решетке церата бария. Отметим, что высокая энергия 1.3 МэВ позволяет электронам проникать в церат бария глубиной более миллиметра. В связи с этим толщину опытных образцов церата бария изготавливали в виде пластин толщиной 1 мм, для того чтобы высокоэнергетические электроны облучали весь объем керамики, а не только ее приповерхностный слой, как это происходит в случае тяжелых ионов [11,12]. С другой стороны известно, что электрические свойства диэлектриков существенно зависят от изменения ширины запретной зоны, т.е. особенностей расположения валентной зоны и зоны проводимости. Основная идея заключалась в том, что формирование точечных дефектов под действием облучения могут оказать модифицирующее воздействие на электронную структуру церата бария и существенно улучшить его проводящие свойства. На основе результатов предварительных исследований, выполненных ранее [13,14] показано, что под действием облучения может иметь место частичное восстановление катиона от V^{4+} до V^{3+} в В-узлах перовскитной решетки BaCeO_3 . Процесс восстановления является следствием образования радиационных дефектов, а именно, кислородных вакансий. Изменение валентности собственного катиона – «хозяина» исключает отрицательный вклад примесного иона-допанта в искажение решетки оксида, что в итоге может улучшить его проводящие свойства.

Экспериментальная часть

Для исследования формирования микроструктуры и проводящих свойств опытной керамики были изготовлены пять партий образцов из недопированного церата бария BaCeO_3 , которые подвергались облучению электронов с энергией 1.3 МэВ. Каждая партия образцов соответственно облучалась до различных доз 1, 5, 7, 10 и 14 МГр. Образцы изготавливались в виде тонких дисков толщиной ~ 1 мм. Поверхность образцов церата бария предварительно отшлифовывали и после этого отжигали при температуре 650°C в течение 7 часов. После отжига опытные образцы не сразу подвергались облучению, а спустя 30 суток. В течение этого времени образцы находились на воздухе. Для изучения термической стабильности церата бария использовали образцы с массой около 30 мг. Исходные образцы церата бария перед облучением отжигались на воздухе при температуре 650°C в течение 7 часов.

Исследование особенностей формирования микроструктуры и свойств церата бария облученных электронами выполнены с использованием ряда современных, взаимодополняющих методов исследования. Рентгенофазовый анализ структуры осуществляли с помощью дифрактометра X'PERT PRO. Электронно-микроскопические исследования поверхности опытных образцов осуществляли с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) японского производства JEOL JSM-6490 LA с микрорентгеноспектральным анализатором. Исследование рельефа поверхности церата бария проводили с использованием атомно-силового микроскопа NT-MDT. Изучение состояния протонов и углеродных примесей проводили методом инфракрасной спектроскопии (Инфракрасный Фурье спектрометр IA-Prestige-21). Термогравиметрический анализ и дифференциальный термический анализ образцов церата бария проводили с использованием термо-анализатора марки EXSTAR-6000. Термодесорбционные спектроскопические исследования проводили с использованием радиочастотного масс-спектрометра MX-7304;

Рентгеноструктурные исследования

Рентгеноструктурные исследования были выполнены на медном катоде в излучении CuK_α – при двух различных напряжениях на рентгеновской трубке 40 и 30 кВ и токах 30 и 10 мА соответственно. Рентгенографический анализ позволил количественно оценить аморфную и кристаллическую составляющую в церате бария BaCeO_3 с помощью программного обеспечения X'PertProScore. Рентгенограммы церата бария, полученные в режимах рентгеновской съёмки (40/30) и (30/10) представлены рис. 1а,б. Анализ рентгенограмм показывает, что расположение дифракционных пиков-рефлексов практически не отличаются друг от друга в зависимости от режимов съёмки и соответствуют перовскитной структуре BaCeO_3 . Отличаются рентгенограммы только степенью аморфизации керамики в зависимости от дозы облучения электронами и глубины проникновения рентгеновских лучей от поверхности в глубину образца. Например, при дозе облучения 14 МГр со стороны поверхности облучения фиксируется 44,3% аморфной составляющей в керамике, а при дозе облучения 7 МГр с той же поверхности составляет 30,4%. На рентгенограммах снятых с противоположной стороны облученной поверхности образца при соответствующих дозах облучения аморфизация структуры принимает значения 47,0 и 34,3%.

Таким образом, количественный рентгеноструктурный анализ по выявлению степени аморфизации церата бария показывает, что дефектность исследуемой оксидной керамики симбатна дозе (14 МГр). облучающих электронов с энергией 1,3 МэВ от 34,8% до 30,6% и также прослеживается градиент роста степени аморфизации с глубиной проникновения электронного пучка в образец при дозе облучения 7 МГр от 26,5% до 32,5%.

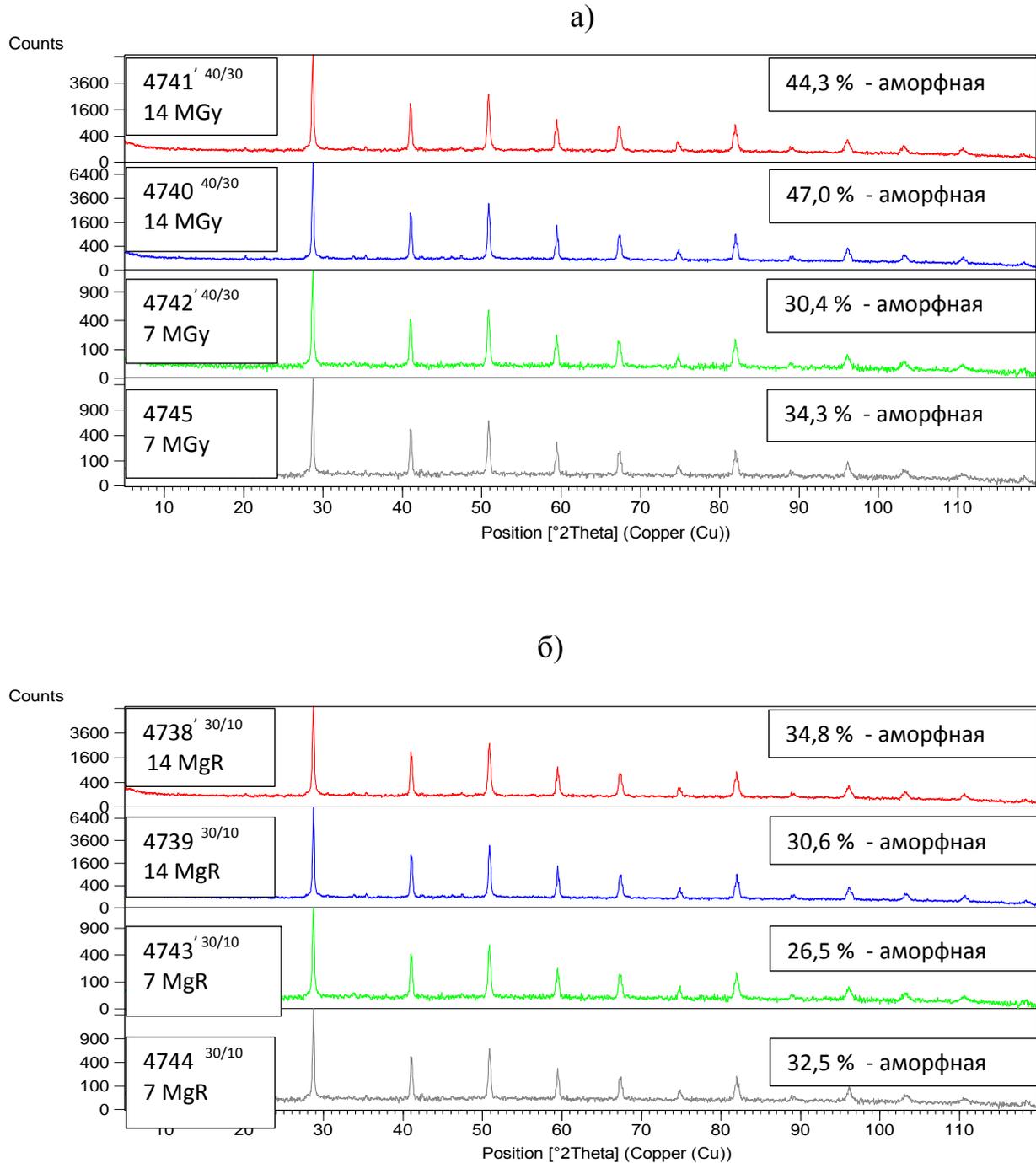
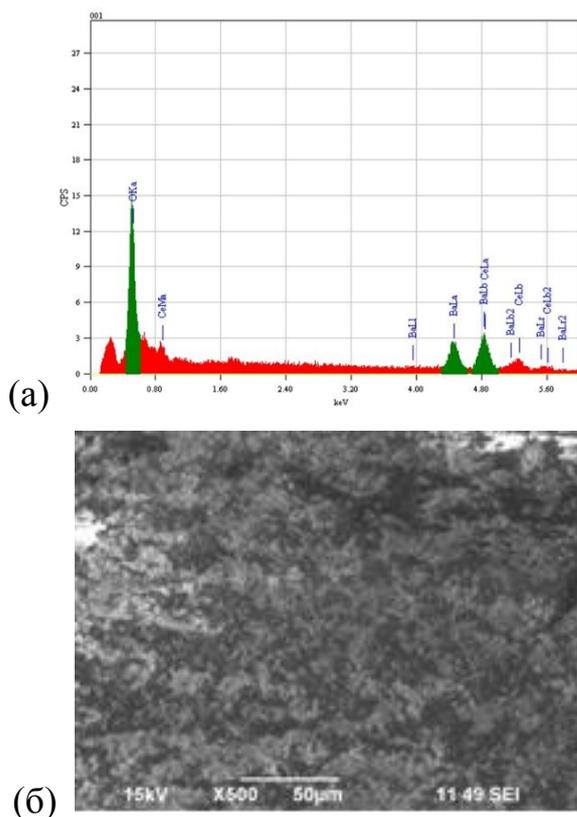


Рис. 1а,б. Рентгенограммы церата бария при дозах облучения 7 и 14 МГу:
 а- при напряжении на рентгеновской трубке 40 кВ с током пучка электронов 30 мА (40/30);
 б- при напряжении на рентгеновской трубке 30 кВ, ток пучка электронов 10 мА (30/10)

В таблице 1. Представлены результаты микрорентгеноспектрального анализа образцов церата бария, облученных электронами до различных доз 1,5,10 МГр, а также исходных необлученных образцов. Видно, что с ростом дозы облучения элементный состав церата бария изменяется. С увеличением дозы облучения до 10 МГр на поверхности церата бария существенно увеличивается (на ~20%) концентрация кислорода и в свою очередь

уменьшается процентная концентрации атомов бария и церия в сумме тоже приблизительно на 20%. В качестве примера на рисунке 3 представлен вид спектра и электронно-микроскопический снимок поверхности церата бария. Из таблицы 1 видно, что облучение церата бария электронами до высоких доз приводит к существенному увеличению концентрации кислорода и уменьшению концентрации бария и церия на поверхности церата бария.



в) Таблица 1 – Результаты элементного анализа

Доза, MGy	BaCeO ₃
Ba, Atom% (error < 0.7%)	
0	21.82
1	20.91
5	21.60
10	12.2
Ce, Atom% (error 0. %)	
0	20.06
1	20.31
5	20.08
10	11.24
O, Atom% (error < 0.07%)	
0	58.1
1	58.7
5	58.3
10	76.5

Рис. 2. – Результаты микрорентгенспектрального анализа поверхности церата бария, облученного электронами: а) - элементный анализ состава церата бария, б) – область поверхности церата бария с которого проведен элементный анализ, в) - атомное содержание основных элементов церата бария (Ba, Ce, O) при различных дозах (0,1,5,10 МГр) облучения электронами

Микроскопические исследования

Поверхность церата бария наблюдаемая на РЭМ при невысоких увеличениях x300, x500, x2000 показала, что после различных доз облучения поверхность церата бария имеет вид плотно упакованных чешуек с явной неоднородностью.

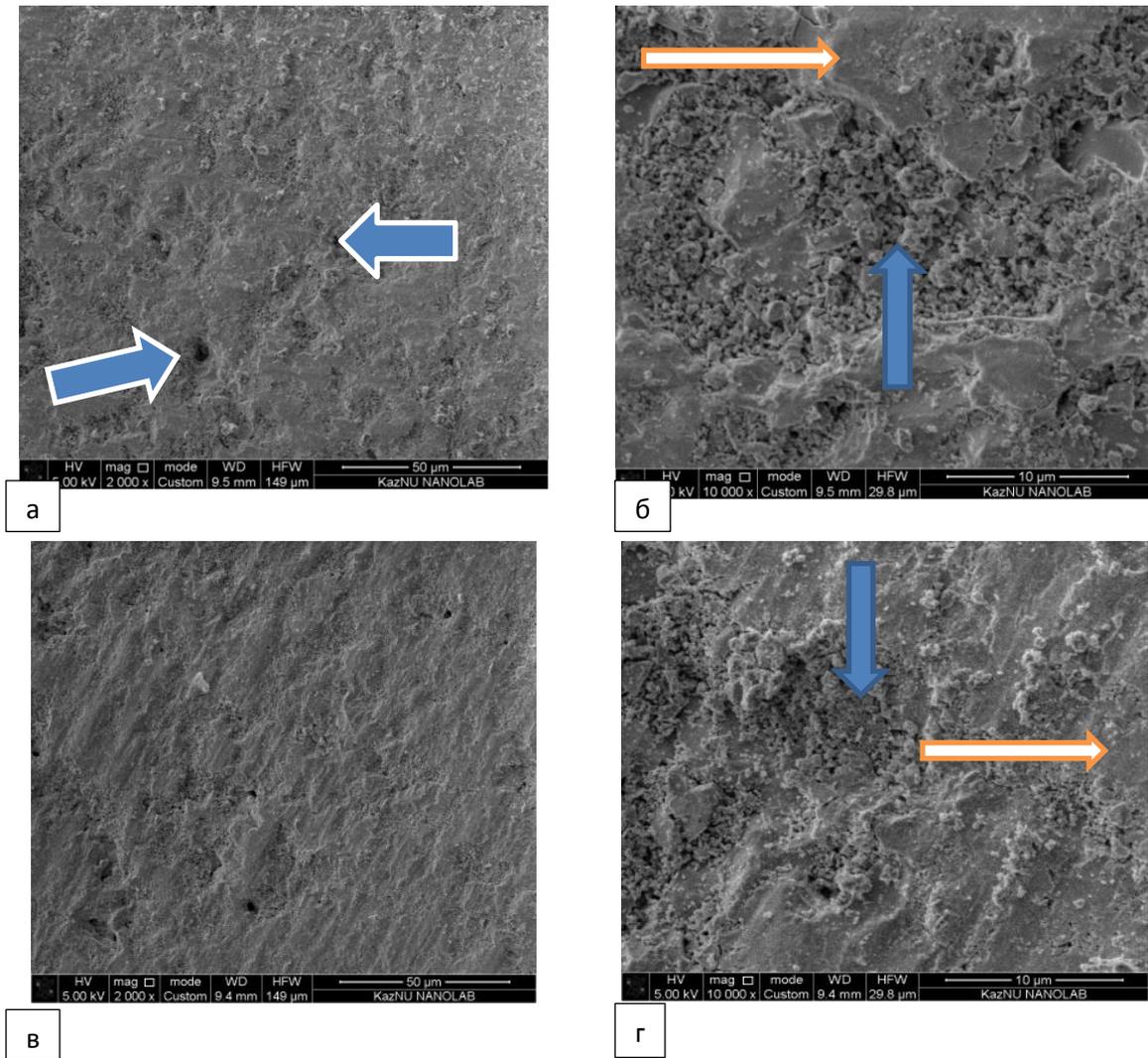


Рис. 3а-г. Микроструктура поверхности церата бария облученные электронами: а,б) доза облучения 7MGy; в,г) – 14MGy

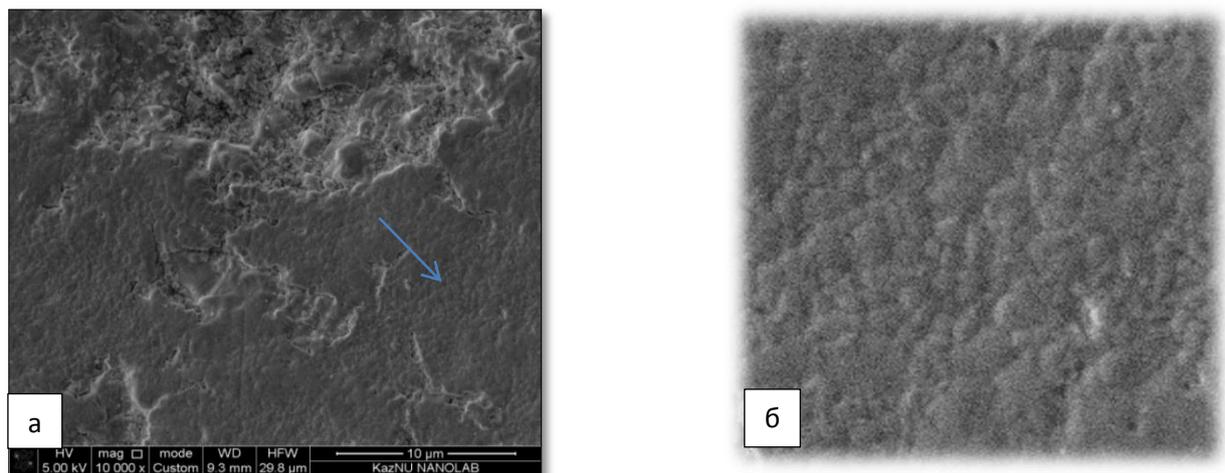


Рис. 4а,б. Фрагмент микроструктуры поверхности церата бария облученного электронами при 7MGy (а) РЭМ; б) участок выделенный стрелкой на (а) при высоком разрешении.

На рис. 3 и 4 стрелками выделены отдельные участки фрагментов микроструктуры на поверхности церата бария, с помощью которых можно качественно охарактеризовать изменение микроструктуры поверхности в зависимости от роста дозы облучения.

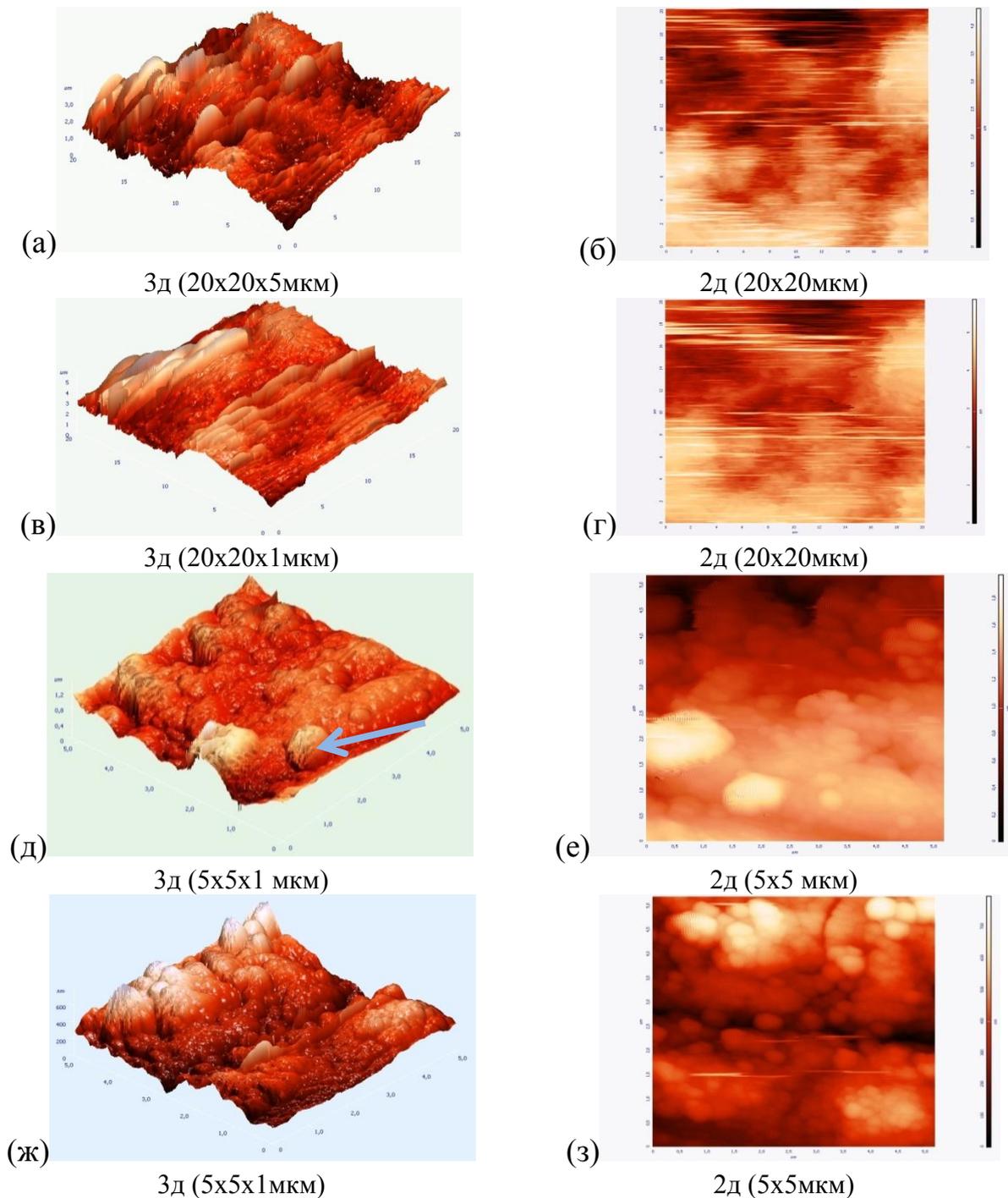


Рис. 5а-з. АСМ микрофотографии поверхности церата бария, облученного электронами при дозе 14МГР: 3д - на рис.5а,в,д,ж –трехмерное изображение, а рис.5б,г,е,з – соответственно тот же участок, но в двухмерном изображении 2д;
а-г – верхняя сторона поверхности образца;
д-з – обратная (противоположная) сторона поверхности опытного образца

Из рис. 4а,б видно, что микроструктура поверхности формируется в виде плоско-холмистых образований различных размеров 1-5мкм, в которых имеются более светлые вкрапления частиц овальной формы. Отметим, что плоско-холмистые образования не имеют четкой огранки зерен.

После облучения на отшлифованной поверхности образца церата бария формируется микрошероховатость, причем, чем выше доза облучения, тем ярче наблюдается шероховатость, что связывается с эрозией поверхности образца. Поверхность становится дефектным в отдельных участках наблюдаются ямочные дефекты различных размеров как по глубине, так и диаметру (см. рис. 3а-г). Здесь на микрофотографиях стрелками указаны фрагменты участков микроструктуры облученной поверхности церата бария. Видно, что имеются участки с относительно высокой плотностью на фотографии имеют гладкую поверхность. С другой стороны в микроструктуре поверхности образца имеются более разрыхленные участки с высокой микро шероховатостью, где сконцентрированы микропоры в виде темных контрастных точек.

На рис. 5а-з представлены микрофотографии АСМ, полученных с поверхности церата бария после облучения опытных образцов до доз 7 МГр. Исследование микроструктуры методом АСМ проводились как с облученной, так и с необлученной стороны поверхностей дисковых образцов церата бария. На АСМ фотографиях поверхности церата бария изображены в трехмерном ракурсе (рис. 5а,в,д,ж) , а на рис. 5б,г,у,з эти же участки показаны в двухмерном изображении. Сравнивая соответствующие микрофотографии трехмерных и двухмерных изображений поверхности церата бария можно заметить, что основания «овальных холмов-гребень», изображенные в трехмерном ракурсе на двухмерных картинках соответственно выглядят либо в виде округлой формы, либо как искаженные вытянутые эллипсы с размытыми границами. АСМ сканирования проводили с квадратных площадей размерами 20х20 мкм и 5х5 мкм. Высота образующихся «гребешков» достигала 2 мкм. Природа и структура таких пластинчатых кристаллов церата бария требует отдельного изучения.

Анализируя микрофотографии РЭМ и сопоставляя их с картинками АСМ, полученными приблизительно в одном масштабе, прежде всего можно отметить, что на РЭМ снимках отсутствует сплошное плотное покрытие поверхности церата бария. На рис.3а стрелками указаны довольно глубокие воронкообразные поры. Плотная поверхностная пленка церата бария после облучения электронами разрушается и становится на отдельных поверхностных участках разрывистой, т.е. разрушается с образованием кратерных впадин с шероховатой поверхностью (см. рис. 3 а-г). По периметру кратерных впадин с иррегулярной формой остаются участки с относительно гладкой и плотной поверхностью (см. рис. 3б,г) отмеченные белыми стрелками с оранжевой окантовкой.

Представляло интерес провести сравнительный анализ микрофотографий РЭМ и АСМ, поскольку обе методики являются взаимодополняющими при исследовании различных структурных нюансов морфологии поверхности поликристаллических керамических материалов. Из рис. 5д-з видно, что у опытных образцов церата бария после облучения их электронами высокой энергии в микроструктуре наблюдаются овальные фрагменты, в которых наблюдается характерная микропористая структура.

Высокая разрешающая способность АСМ при больших увеличениях съёмки удалось выявить образование и рост целых колоний параллельно ориентированных относительно друг друга наноструктурных кристаллов цератов бария под воздействием высокоэнергетических электронов с большой дозой облучения. Анализ контрастности изображения выросших наноструктурных кристаллов церата бария на приведенных микрофотографиях АСМ (см. рис.6а,б) показывает, что их форма представляет собой прямолинейные игольчато-столбчатые кристаллы.

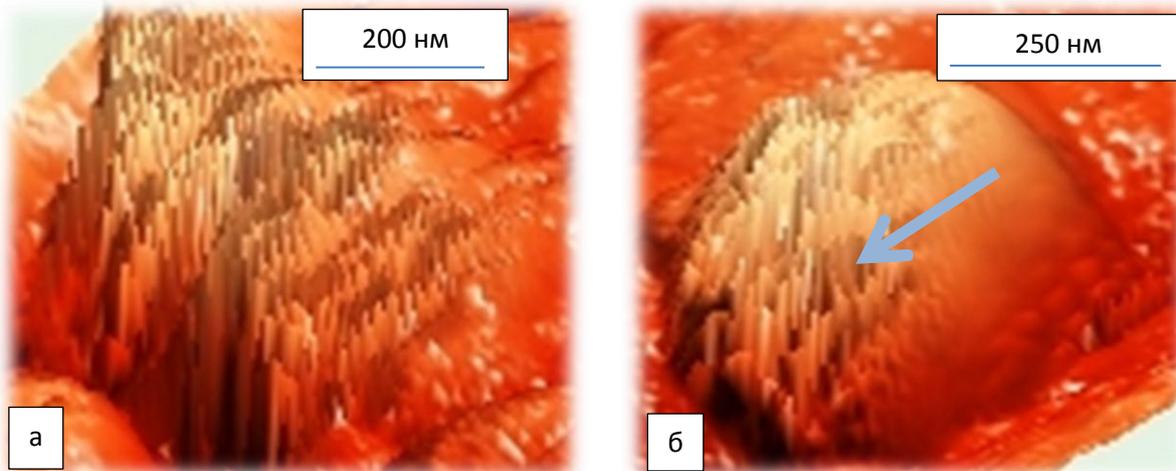


Рис. 6 а,б Колонии наноразмерных игольчато-столбчатых кристаллов церата бария сформировавшиеся под действием облучения потоком высокоэнергетических электронов: а,б) различные фрагменты участков поверхности ВаСеО₃ при облучении электронов с энергией $E_{эл}=1,3$ МэВ и с дозой облучения соответственно 7 МGy (а) и 14 МGy (б)

Из рис.6а видно, что в поперечном сечении сформировавшиеся игольчато-столбчатые нанокристаллы церата бария в первом приближении по форме представляет собой форму в виде равностороннего прямоугольника. Хотя из за нечёткости изображения, обусловленной недостаточностью разрешающей способности, можно также утверждать, что сформировавшиеся нанокристаллы церата бария имеют форму вытянутых сплошных цилиндров и в поперечном сечении имеют близкую к округлой форме. В диаметре игольчато-столбчатые нанокристаллы церата бария составляют $5\div 10$ нм, по длине они вырастают до различных размеров и достигают различных величин по длине от ~ 20 до 150 нм. Предварительно с некоторой вероятностью можно предположить, что под воздействием высокоэнергетических электронов опытные образцы церата бария нагреваются до высоких температур $\sim 950^\circ\text{C}$ когда активно протекают

диффузионные и фазовые переходы, в частности перестраивается кристаллическая решётка церата бария с орторомбической решетки в кубическую со структурной симметрией $R\bar{3}m$. Очевидно, в процессе этих явлений переноса и трансформации кристаллической решётки церата бария формируются колонии прямолинейных игольчато-столбчатых нанокристаллов.

Известно, что формирование и наличие нанокристаллов в оксидосодержащих керамиках существенно улучшают их физико-механические свойства, но каким образом это повлияет на протонную проводимость церата бария пока неизвестно. Для изучения и выявления точного механизма формирования колоний наноструктурных кристаллов церата бария в процессе облучения высокоэнергетическими электронами требует отдельных дополнительных исследований, поэтому в рамках данной статьи этот физико-химический аспект детально не рассматривается. Их детальное изучение это предмет дальнейших исследований.

ИК-спектроскопические исследования

Отличительной чертой необлученной керамики на основе церата бария, предварительно отожженной на воздухе при температуре 650°C , является наличие в ИК спектрах полос поглощения как на допированных, так и на недопированных опытных образцах церата бария ($857, 1383, 1420 \text{ см}^{-1}$). После облучения электронами церата бария в ИК спектрах наблюдаются определенные изменения, которые зависят как от дозы облучения, так и от типа допанта. Установлено, что при малых дозах облучения (1 MGy) поверхность керамики отчищается от карбонатных соединений. При этом в спектрах наблюдается уменьшение интенсивностей вышеотмеченных полос поглощения. С ростом дозы электронного облучения интенсивность указанных полос поглощения вновь увеличивается, но не достигает максимальных значений наблюдаемых у необлученного церата бария. Следует иметь в виду, что с ростом дозы электронного облучения наблюдается перестройка широкой полосы поглощения 1420 см^{-1} , которая, на наш взгляд, является суперпозицией интерференционных полос.

Дифференциальный термический анализ

Дифференциальный термический анализ выполнен в проточной среде высокочистого азота. Опыты показывают, что ДТА на облученных и необлученных образцах церата бария наблюдаются три фазовых перехода, причем при трёх различных температурах $270, 392$ и 950°C . Оказалось, что на недопированных образцах церата бария фазовые переходы проявляются с более четкими пиками ДТА по сравнению с допированными образцами. На основе ДТА пиков (см. рис. 7а,б) и в результате их сравнения с литературными данными [15] можно утверждать, что переходы, обнаруженные при температурах 270 и 392°C , обусловлены последовательными превращениями церата бария от исходной примитивной орторомбической решетки $Rmnc$ в объёмно-центрированную решётку Inc_n ($\sim 270^{\circ}\text{C}$) с последующим её превращением в ромбоэдрическую $F\bar{3}2/n$ решётку при температуре $\sim 392^{\circ}\text{C}$.

Фазовый переход наблюдаемый при температуре 950°C обусловлен превращением ромбоэдрической решетки церата бария в кубическую структуру $\text{Pm}\bar{3}\text{m}$. Следует отметить, что интенсивность пика ДТА, обусловленная фазовым переходом при температуре 950°C заметно выше на отожжённых образцах при 650°C -7ч., по сравнению с не отожжёнными образцами.

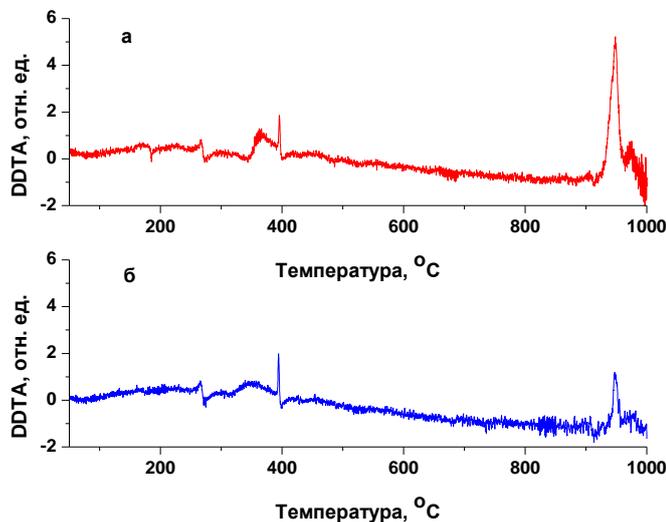


Рис.7. – ДТА образцов BaCeO_3 облученных при дозе 7 MGy : а – исходный, не отожженный образец; б – после отжига на воздухе при 650°C

Таким образом, исследования показали, что термическая стабильность цератов бария зависит от дозы облучения электронами, а также от исходного состояния церата бария, производился предварительный обжиг или нет.. Наиболее ярко это наблюдается на образцах BaCeO_3 , облученных электронами при дозах 7 MGy . На рис. 7а,б наблюдается заметный рост интенсивности пика у необожженных образцов церата бария, а сам пик связывается с фазовым переходом, который имеет место при температуре $\sim 950^{\circ}\text{C}$.

Термодесорбционные исследования

Также представляло интерес исследовать термодесорбционные исследования церата бария, облученных электронами с энергией 1.3 МэВ . Установлено, что электронное облучение практически не оказывает влияния на выход воды из образца церата бария (рис.8а-г).

Следует отметить, что в спектрах выхода диоксида углерода (см. рис. 11) из церата бария после электронного облучения независимо от типа допанта наблюдаются только количественные изменения – тогда как температура максимумов выхода CO_2 и соотношение интенсивностей соответствующих пиков на облученном образце не меняются по сравнению с исходными образцами. Ранее при исследовании церата бария, облученного тяжелыми ионами [16], наблюдали существенные изменения термодесорбционного спектра, обусловленные трансформацией карбонатных структур в процессе

облучения. Облучение электронами практически не повлияло на фазовые переходы при температурах 270°C и 392°C.

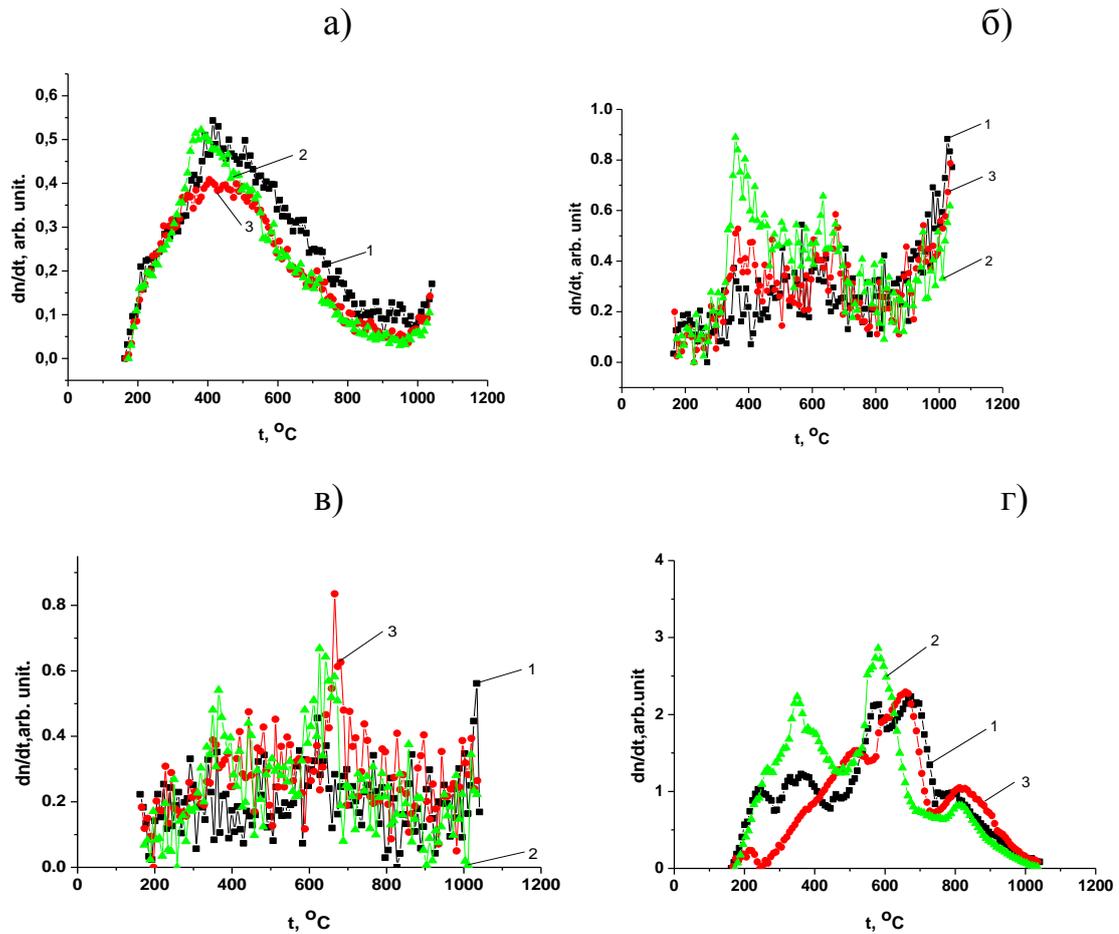


Рис. 8а-г. Спектры выхода воды (а), водорода (б), кислорода (в) и двуокиси углерода (г) для недопированного церата бария после облучения электронами при различных дозах облучения: 1)-необлученный, 2) 5- MGy, 3) 10- MGy

Термогравиметрический анализ выявил незначительный прирост массы облученных образцов церата бария в диапазоне температур (200 ÷ 290)°C. Прирост массы в этом случае сопровождался экзотермическим пиком на кривой дифференциального термического анализа. Стадия прироста массы в этом температурном диапазоне, по-видимому, обусловлена сгоранием СО и образованием СО₂ на поверхности оксида. Из экспериментов по термодесорбции и термогравиметрии следует, что облучение образцов недопированного церата бария, не привело, как ожидалось, к заметной интеркаляции протонов в решетку оксида. Предполагалось, что в случае облучения в ВаСеО₃ должны образовываться точечные дефекты, в частности, кислородные вакансии, которые так же, как и в случае катионного допирования, будут заполняться гидроксильными группами. Возможно, концентрация образующихся вакансий при облучении электронами

недостаточно высока для проявления пика выделения молекул воды в спектрах дифференциальной термогравиметрии или термодесорбции образцов недопирированного церата бария, облученного электронами.

Заключение

1. Исследованы особенности формирования микроструктуры и физические свойства церата бария до и после облучения электронами с энергией 1.3 МэВ до доз 1, 5, 7, 10 и 14 MGy.
2. Установлено, что в процессе электронного облучения высоких энергий 1,3 МэВ и больших доз облучения в микроструктуре церата бария $BaCeO_3$ формируется колонии нанокристаллов параллельно ориентированные относительно друг друга с размерами в диаметре $5 \div 10$ нм и длиной от 20 до 170 нм.
3. Формирование и рост колоний игольчато-столбчатых нанокристаллов церата бария обусловлено нагревом опытных образцов под действием высокоэнергетического электронного облучения, которое при определенных температурах сопровождается последовательными фазовыми трансформациями кристаллической решетки.
4. Количественный анализ по выявлению степени аморфизации керамических образцов церата бария по данным рентгенографии показало, что дефектность облученного церата бария симбатна дозе (14 MGy) облучающих электронов и значения изменяются от 47,0% до 26,5% и также прослеживается рост степени аморфизации с глубиной рассеяния электронного пучка при дозе 7 MGy.
5. Методами растровой электронной микроскопии и атомно-силовой микроскопии установлена морфология поверхности церата бария после различных доз облучения высокоэнергетическими электронами. Установлено, что структурные зерна церата бария имеют микропористость.
6. Микрорентгеноспектральным анализом установлено, что после облучения электронами кристаллическая структура у поверхности церата бария насыщается атомами кислорода, причём его количество растет с нарастанием дозы электронного облучения.

Список литературы

1. Пикаев А.К., Кабакчи С.А., Макаров И.Е. Высокотемпературный радиолиз воды и водных растворов. – М.: Энергоатомиздат. – 1988. – 136 с.
2. Кабакчи С.А., Булгакова Г.П. Радиационная химия в ядерном топливном цикле. НИФХИ им. Л.Я. Карпова, РХТУ им. Д.И. Менделеева, 1997, гл. 9, <http://www.chemnet.ru/rus/teaching/kabakchi/welcome.html>.
3. Физическая химия. Теоретическое и практическое руководство. Под ред. Б.П. Никольского. – М.: Химия. – 1987. – 374 с.

4. Гальчинецкий Л.П., Гринёв Б.В., Дульфан А.Я. Взаимодействие реакторных материалов с водяным паром и кислородом. // Наука инновации. – 2013. – Т.9. №3. – С.5-12.
5. Xiong J., Yang Y., Cheng X. CFD Application to Hydrogen Risk Analysis and PAR Qualification. // Science and Technology of Nuclear Installations. – 2009. – Vol.2009. – P.10.
6. Baronov G.S., Davidov Y.G., Ershov D.E., Furkasov D.E., Kalinnikov A.A. Hydrogen Mitigation Technical Means of Nuclear Power Plants. // Hydrogen Behavior and Mitigation in Water-Cooled Nuclear Power Reactors: Proceedings Workshop. Brussels. – 1991. –P.4.
7. Д.В. Разработка новых систем водородной безопасности и их испытание в условиях запроектной аварии на АЭС. // Доклады Межотраслевой тематической конференции «Теплогидравлические аспекты безопасности ЯЭУ с реакторами на быстрых нейтронах». Обнинск. – 2005. – С.197.
8. Авария на АЭС Фукусима – ru.wikipedia.org/wiki/
9. Schober T., Krug F., Schilling W. Criteria for the Application of High Temperature Proton Conductors in SOFCs. // Solid State Ionics. – 1997. – Vol.97. – P.369-373.
10. Kreuer K.D. On the Development of Proton Conducting Materials for Technological Applications. // Solid State Ionics. – 1997. – Vol.97, №1-4. – P.1-15.
11. Kim J., Tsuchiya B., Nagata S., Shikama T. Effect of Ion Beam Surface Modification on Proton Conductivity of $BaCe_{0.9}Y_{0.1}O_{3-y}$. // Solid State Ionics. – 2008. – Vol.179. – P.1182-1186.
12. Хромушин И.В., Аксенова Т.И., Мунасбаева К.К., Жотабаев Ж.Р., Тусеев Т.Т., Дегтярев В.В., Русакова А.В. Модифицирование твердооксидных протонных проводников ионами кислорода и аргона. // Тезисы докладов 8-ой Международной конференции «Ядерная и радиационная физика». Алматы. – 2011. – С.72.
13. Tsuchiya B., Morono A., Hodgson E.R., Nagata S., Shikama T. Change in Hydrogen Absorption Characteristic of $SrCe_{0.95}Yb_{0.05}O_{3-\delta}$ by Electron Beam Modification. // Solid State Ionics. – 2008. – Vol.179. – P.909-912.
14. Tsuchiya B., Morono A., Hodgson E.R., Nagata S., Shikama T. Radiation-Induced Changes in Electrical and Proton Conductivities of $BaCe_{0.9}Y_{0.1}O_{3-\delta}$ upon Irradiation by Electron Beams. // Solid State Ionics. – 2010. – Vol.181. – P.92-96.
15. Knight K.S. Structural Phase Transition, Oxygen Vacancy Ordering and Protonation in Doped $BaCeO_3$: Results from Time-of-Flight Neutron Powder Diffraction Investigations. // Solid State Ionics. – 2001. – Vol.145. – P.275-294.
16. Khromushin I. V., Aksenova T.I., Tuseev T., Munasbaeva K. K., Ermolaev Yu. V., Ermolaev V. N., Seitov A. S. Particularities of Radiation Defect Formation in Ceramic Barium Cerate. IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2015. – V.8. – 1012037 doi:10.1088/1757-899X/81/1/012037.

17. Касмамьтов Н.К., Ермолаев Ю.Н., Хромушкин И.В./ Исследование структуры и свойств керамического церата бария облученного ионами инертных газов// Вестник ОшТУ, №1. – 2018. – С.33-38 .
18. Kasmamyrov N.K., Yermolayev Y.V., Khromushin I.V. Radiation modification of BaCe_{0,85} NdO_{2,925} /Alternative energy sources, materials and technologies (AESMT-19) // 2-4 June, 2019/ - Sofia, Bulgaria.

УДК 543:423:575.2 (04)

ПРЕДЕЛ ОБНАРУЖЕНИЯ И ПРАВИЛЬНОСТЬ В АТОМНО-ЭМИССИОННОМ СПЕКТРАЛЬНОМ АНАЛИЗЕ

А.Т. Татыбеков, Г.Ж. Доржуева

*Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР, 720071,
Кыргызстан, Бишкек, пр. Чуй 265-а*

Аннотация: При исследовании жидких проб методом атомно-эмиссионного спектрального анализа в потоке плазмы двухструйного плазматрона ДГП-50 установлены пределы обнаружения 5 элементов. Определенные пределы обнаружения химических элементов варьируются в пределах $1 \times 10^{-5} \sim 2 \times 10^{-6}$ мг/л. Проведены оценки корректности проводимых измерений и определяемых величин.

Ключевые слова: температура, плазма, анализ, элемент, спектр, поток, веществ, стабильность, примесь.

DETECTION LIMITS AND CORRECTNESS IN THE ATOMIC EMISSION SPECTRAL ANALYSIS

A.T.Tatybekov, G.J.Dorjueva

*Institute of Physics named after academician Zh.Zheenbaev NAS KR, 720071,
Kyrgyzstan, Bishkek, Chui pr. 265-a*

Annotation: The detection limits are determined for 5 elements under the investigation of the liquid samples by using atomic-emission spectral analysis method in the two-jets plasmatron DGP-50 plasma flow. The detection limits of determined chemical elements fall in the range of $1 \times 10^{-5} \sim 2 \times 10^{-6}$ mg/l. The correctness of experiments and investigated figures are carried out.

Key words: temperature, plasma, analysis, element, spectrum, flow, substances, stability, impurity.

Одним из наиболее доступных, но в то же время достаточно универсальных способов определения элементного состава вещества является атомно-эмиссионный спектральный анализ (АЭСА). Широкому применению

эмиссионного спектрального анализа способствовали его простота и универсальность, низкий предел обнаружения, экспрессность и возможность одновременного определения большего числа химических элементов. Другими очевидными преимуществами являются высокая температура и протяженность потока плазмы двухструйного плазматрона, которые обеспечивают полноту испарения вводимых мелкодисперсных веществ, а также высокая стабильность плазменного потока плазмы, являющаяся гарантом хорошей воспроизводимости и точности анализа [1,2].

Предел обнаружения примесей в веществах особой чистоты спектральным методом в значительной степени зависит от условий, выбранных для концентрата в спектральном анализе. Как известно, предел обнаружения устанавливается в процессе вариации методики анализа путём многократных измерений сигнала холостой пробы и последующего вычисления стандартного отклонения [3,4,5]. Для решения задач, связанных с изучением экологических объектов, в частности, природных вод, важно реализовать необходимые условия экспериментов, которые позволяют надежно и корректно определять химический состав исследуемых жидкостей.

В целях определения пределов обнаружения и установления корректности проводимых измерений, исследовались пробы природных вод. Анализируемая жидкость, в виде мелкодисперсной аэрозоли диаметром частиц 5 мкм, вводилась между струями двухструйного плазматрона ДГП-50 при помощи концентрического распылителя. Стандартные растворы анализируемых элементов, необходимые для построения градуировочных графиков, готовили из окислов и солей марки ОСЧ, ХЧ, ЧДА. Головной стандартный раствор готовился в объеме 200 мл. Шкала рабочих стандартных растворов готовилась путем трехкратного последовательного разбавления дистиллированной водой головного стандартного раствора, представляющего слабокислотные растворы элементов.

Анализ природных вод проводился в оптимальном режиме работы установки для атомно-эмиссионного спектрального анализа «НУР» ($I=95A$, $G_p=4.6$, $G_{тр}=1.5$, $\alpha=60^0$) проектированием (1:1) при помощи линзы с фокусным расстоянием $f=150$ мм от среза плазменных головок на щель спектрографа ДФС-13, оснащенной дифракционной решеткой 600 штр/мм. Спектры каждой пробы и образцов сравнения синтетических растворов фотографировались на фотопластинку ПФС-01 с чувствительностью 6 ед. ГОСТа при ширине щели спектрографа 20 мкм с экспозицией 50 сек. Анализируемые растворы налиты в стеклянные флакончики, которые соединяются при помощи хлорвиниловой трубочки с концентрическим распылителем. Флакончики устанавливаются на высоте 30 см от кончика концентрического распылителя. Измерения для определения химического состава проб, содержащих определяемый элемент, проводились не менее 2 раз, а для определения элементного состава чистой воды не менее 20 раз.

Предел обнаружения c , т.е. наименьшая концентрация, которую можно обнаружить с доверительной вероятностью P , может быть определен по формуле:

$$c_{мин, P} = \frac{y_{мин} - \bar{y}_{хол}}{S}, \quad (1)$$

где $y_{мин}$ - значение аналитического сигнала, которое еще можно измерить на данном приборе; $y_{хол}$ - значение этого параметра в холостом опыте; S – коэффициент чувствительности.

Для оценки $y_{мин}$ используют статистические критерии: k – коэффициент, характеризующий доверительную вероятность и $S_{хол}$ (стандартное отклонение холостого опыта), а именно:

$$y_{мин} = \bar{y}_{хол} + ks_{хол} \quad (2)$$

Используемые параметры для оценки предела обнаружения, а именно, нахождения взаимосвязи между пределом обнаружения и минимальным аналитическим сигналом, наглядно представлены на рис.1. При построении градуировочного графика по оси ординат располагаем значения аналитического сигнала, по оси абсцисс – концентрации.

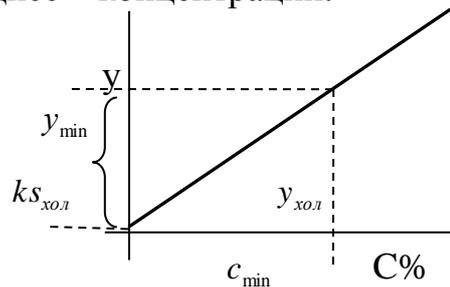


Рис.1. Связь между пределом обнаружения и минимальным аналитическим сигналом

Коэффициент k принимают равным 2, 3 и выше. Чем больше значение k , тем выше предел надежного обнаружения сигнала (рис.1). Существуют специальные приемы для установления типа распределения. Результаты измерения аналитического сигнала, как правило, подчиняются закону нормального распределения. Для расчета критериев воспроизводимости используются стандартные программы.

Исходя из формул (1) и (2) следует отметить, что для оценки предела обнаружения анализа необходимо определить стандартное отклонение холостого опыта (целесообразно провести не менее 20 измерений) и коэффициент чувствительности измерения, а именно:

$$C_{\text{мин},P} = \frac{kS_{\text{хол}}}{S} \quad (3)$$

В таблице 1 представлены результаты определения пределов обнаружения при исследовании химического состава жидких проб методом атомно-эмиссионного спектрального анализа на установке «НУР». Результаты параметров «холостых» опытов также приведены в таблице.

Таблица.

Пределы обнаружения при анализе жидких проб методом АЭСА в ДГП-50

№	Элементы	Аналитическая линия, нм	X _{хол.}	S _{хол.}	lg a	b	C%
1	As I	286.0	0.060	0.08	-0.176	0.8	3 10 ⁻⁵
2	Cr I	284.3	0.065	0.046	1.054	0.62	1 10 ⁻⁶
3	Fe II	259.9	0.051	0.083	0.14	0.78	1 10 ⁻⁵
4	Mn II	293.3	0.023	0.07	0.471	0.93	1 10 ⁻⁶
5	V II	310.2	0.013	0.0007	-0.21	1.27	2 10 ⁻⁶

Достоверность атомно-эмиссионного спектрального анализа во многом зависит от такой характеристики, как правильность значений определяемых величин и проводимых измерений. Общепринятым является следующее. **Правильность** — параметр, характеризующий близость полученного и истинного значений измеряемой величины. Правильность характеризуется систематической погрешностью, которая связана с работой прибора (например, если шкала смещена на какую-то величину, то во все измерения будет входить одна и та же погрешность), с индивидуальными особенностями аналитика, с ошибками расчета (например, неправомочным округлением чисел) и главным образом с методическими погрешностями. Источником методических погрешностей может быть неоднородность анализируемого материала, неадекватное применение метода анализа, влияние примесей или основы анализируемого объекта, а также примесей в реагентах и растворителей. Опасность систематической погрешности особенно велика при анализе сложных объектов, таких, как почвы, руды, минералы [6,7].

Для минимизации ошибок анализа за счет систематической погрешности в настоящей работе использовались стандартные образцы специально подготовленных материалов, состав или свойства которых достаточно точно установлены и официально удостоверены, а также варьировалась масса навески.

В заключение необходимо отметить следующее. В настоящей работе при исследовании жидких проб методом атомно-эмиссионного спектрального анализа в потоке плазмы ДПП-50 установлены пределы обнаружения 5 элементов. Определенные пределы обнаружения химических элементов варьируются в пределах $1 \times 10^{-5} \sim 2 \times 10^{-6}$ мг/л. Проведены оценки корректности проводимых измерений и определяемых величин.

Список литературы

1. Карякин А.В., Грибовская И.Ф. Эмиссионный спектральный анализ объектов биосферы – М.: Издательство «Химия», 1978. -207с.
2. Жеенбаев Ж.Ж., Энгельшт В.С. Двухструйный плазматрон. Фрунзе: Илим, 1983. -200с.
3. Вайнштейн Э.Е., Королев В.В., Савинова Е.Н. применение плазменного генератора для спектрального анализа сплавов на основе титана. Журнал аналитической химии, 1962, т.7, №1.с.187-194.
4. Черевко А.С., Юделевич И.Г., Попова В.П., Тагильцев А.П. Атомно-эмиссионный спектральный анализ порошков с использованием дугового двухструйного плазматрона //ЖАХ, 1988.-Т.53.№3.С.426-434.
5. УрманбетовК., Жеенбаев Ж.Ж., Таштанов Р.А., Доржуева Г.Ж. Атомно-эмиссионный спектральный анализ природных вод на установке «Нур» //Известия НАН КР, 1998. № 4. С.23-27.
6. Бланк А.Б. // Журн. аналит. химии. 1965. Т. 20. № 1. С. 3. 28. Бланк А.Б., Воронкова А.Я. // Заводская лаборатория
7. ГОСТ Р ИСО 1184342005. Способность обнаружения – Часть 4: Метод сравнения минимального обнаруживаемого значения с заданным значением / ISO 118434 2003. Capability of detection – Part 4: Metrology for comparing the minimum detectable value with a given value.

УДК 535:621.396

ПОЛЯРИЗАЦИОННО – КОГЕРЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СЛУЧАЙНОГО ПОЛЯ ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Р.Р. Камаев

*Институт физики им. академика Ж. Жеенбаева НАН КР.
720071, Кыргызстан, Бишкек, пр. Чуй 265-а*

Аннотация. Использование поляризационного уплотнения каналов связи (так называемые “двойное” использование частот) [1] при распространении электромагнитных волн на реальных радиотрассах требует оценки преобразования поляризационно – когерентных свойств электромагнитного поля как приемными антеннами, так и пассивными

ретрансляторами (ПР), часто входящими в состав трассы радиорелейной линии. Поскольку основным аппаратом дифракционного анализа ПР является апертурный анализ, то использование приближения Фраунгофера даёт возможность оценки преобразования поляризации – когерентных свойств поля простейшими ПР.

Ключевые слова: поляризационная статистика, угловой спектр, апертура, дифракция, корреляция, когерентность, параметры Стокса.

POLARIZATION – COHERENT PROPERTIES OF THE RANDOM FIELD OF THE EMITTER

R.R. Kamaev

*Institute of Physics named after academician Zh.Zheenbaev NAS KR, 720071,
Kyrgyzstan, Bishkek, Chui pr. 265-a*

Annotation. The use of polarization separation of communication channels. (the so-called “dual” use of frequencies) [1] in the propagation of electromagnetic waves on real radio routes requires an assessment of the transformation of the polarization-Coherent properties of the electromagnetic field by both receiving antennas and passive repeaters (PR), which are often part of the route of a radio relay Line. Since the main apparatus for diffraction analysis of PR is aperture analysis, the use of the Fraunhofer approximation makes it possible to evaluate the transformation.

Key words: Polarization statistics, angular spectrum, aperture, diffraction, correlation, coherence, Stokes parameters.

1. Переход от апертурного представления к свертке угловых спектров

Рассмотрение вопросов поляризационной статистики антенн, проведенных в [2,3] основывался на использовании метода огибающей применительно к теории дифракции Фраунгофера на линейно протяженной апертуре [4]. Представляется целесообразным провести анализ преобразований поляризации-когерентных свойств случайного электромагнитного поля антенны в терминах угловых спектров и понятий пространственной фильтрации. Прежде всего покажем, что переход от дифракционных интегралов к трактовке вопроса в терминах пространственной фильтрации не представляет особого труда. Запишем соотношение

$$E(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} A(y)E(y)e^{-i\psi y} dy \quad (1)$$

связывающее дифракционный отклик с полем апертуры антенны. В выражении (1) $y = \frac{2x}{L}$ – обобщенная пространственная переменная, $\psi = \frac{\pi L}{\lambda \sin \theta}$ - обобщенная угловая переменная, $E(y)$ – падающее на антенну случайное поле, $A(y)$ – апертурная функция антенны.

Представим падающее на антенну поле через его угловой спектр при помощи обратного преобразования Фурье как

$$\dot{E}(y) = \int_{-\infty}^{\infty} U(\psi') e^{i\psi'y} d\psi' \quad (2)$$

и подставим его в выражение (1)

$$E(\psi) = \int_{-1}^1 A(y) \left[\int_{-\infty}^{\infty} U(\psi') e^{i\psi'y} d\psi' \right] e^{-i\psi y} dy \quad (3)$$

Изменим в выражении (3) порядок интегрирования

$$E(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} U(\psi') \left[\int_{-1}^1 A(y) e^{-i(\psi-\psi')y} dy \right] d\psi' \quad (4)$$

В выражении (4) внутренний интеграл представляет собой дифракционный отклик или диаграмму направленности антенны невозмущенного поля в ее раскрыве.

Учитывая это, выражение (4) можно переписать в виде интеграла свертки

$$E(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} U(\psi') H(\psi - \psi') d\psi' \quad (5)$$

Таким образом, пространственный угловой спектр на выходе антенны (отклик антенны на падающее случайное поле) представляет собой свертку углового спектра входного поля с идеальной диаграммой направленности антенны. Проведенный анализ доказывает идентичность апертурного способа и метода пространственной фильтрации. Поскольку в рамках корреляционной теории мы оперируем с корреляционными функциями, то используя предыдущие результаты и данные [2,3], можно записать связь между угловым спектром мощности и корреляционной функцией мощности в раскрыве антенны в виде

$$P(\psi) = \int_{-1}^1 \Gamma_{12}(r) e^{-ir\psi} dr \quad (6)$$

для случая, где $\Gamma_{12}(r)$ – функция когерентности случайного поля и используя вышеприведенные рассуждения записать аналог этого выражения в терминах пространственной фильтрации, т.е.

$$P(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} U_p(\psi) H_p(\psi - \psi') d\psi' , \quad (7)$$

где $U_p(\psi)$ угловой спектр мощности падающего поля, $H_p(\psi - \psi')$ –

диаграмма направленности антенны по мощности. В случае, если функция пространственной корреляции задана в виде гауссоид, то конкретный вид функции $P(\psi)$, $U_p(\psi)$ – определяется интегралами вида

$$I(c, \psi) = 2 \int_0^{\sqrt{2}} e^{-\frac{2u^2}{c^2}} \frac{\sin[2\psi u(\sqrt{2} - u)]}{\psi u} du, \quad (8)$$

которые были использованы ранее. Диаграмма направленности по мощности будет определяться выбором апертурной функции антенны.

Проведем теперь анализ преобразования пространственного спектра матриц когерентности случайного поля в терминах пространственной фильтрации используя изложенное.

2. Пространственная фильтрация спектра матриц когерентности в особых поляризованных базисах

Рассмотрим прежде всего, пространственный спектр матриц когерентности и его фильтрации во втором особом базисе. В этом базисе спектр матриц когерентности имеет диагональный вид и определяется функциями когерентности $\Gamma_{11}(r)$ и $\Gamma_{22}(r)$:

$$\left\| \begin{matrix} \lambda_1(\psi) & 0 \\ 0 & \lambda_1(\psi) \end{matrix} \right\| = \int_{-1}^1 \left\| \begin{matrix} \Gamma_{11}(r) & 0 \\ 0 & \Gamma_{22}(r) \end{matrix} \right\| e^{-i\psi r} dr \quad (9)$$

Данное соотношение в силу диагональности используемых матриц может быть переписано в виде двух независимых интегралов свертки

$$\lambda_1(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} U_{\Gamma_{11}}(\psi') H_1(\psi - \psi') d\psi'$$

$$\lambda_2(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} U_{\Gamma_{22}}(\psi') H_2(\psi - \psi') d\psi', \quad (10)$$

где $U_{\Gamma_{11}}(\psi')$ и $U_{\Gamma_{22}}(\psi')$ – пространственные спектры поляризованно-ортогональных составляющих случайного поля падающего на антенну, $H_1(\psi)$, $H_2(\psi)$ – диаграммы направленности антенны по мощности для этих составляющих. Будем считать, что $H_1(\psi) \equiv H_2(\psi) \equiv H(\psi)$ для уменьшения поляризационных искажений вносимых антенной. В соответствии с вышеприведенным анализом конкретная форма пространственного спектра как падающего на антенну поля, так и преобразованием интегралов вида (8) приведены в [2].

Учитывая, что степень поляризации плоской волны определяется как отношение энергии полностью поляризованной составляющей к полной энергии волны, т.е.

$$\mu = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} ,$$

а распределение собственных чисел матриц когерентности по пространственному спектру определяется соотношением (10) можно записать для полностью поляризованной составляющей и для полной энергии

$$\begin{aligned} P_{\text{ПП}}(\psi) = \lambda_1(\psi) - \lambda_2(\psi) &= \int_{-\infty}^{\infty} [U_{\Gamma_{11}}(\psi') - U_{\Gamma_{22}}(\psi)] H(\psi - \psi') d\psi' \\ P_{\text{П}}(\psi) = \lambda_1(\psi) + \lambda_2(\psi) &= \int_{-\infty}^{\infty} [U_{\Gamma_{11}}(\psi') + U_{\Gamma_{22}}(\psi)] H(\psi - \psi') d\psi' \end{aligned} \quad (11)$$

Отсюда видно, что пространственный спектр полностью поляризованной составляющей после прохождения антенны и пространственный спектр полной энергии определяются интегралами свертки вида

$$\begin{aligned} P_{\text{ПП}}(\psi) &= \int_{-\infty}^{\infty} P_{\text{ВХ ПП}}(\psi') H(\psi - \psi') d\psi' \\ P_{\text{П}}(\psi) &= \int_{-\infty}^{\infty} P_{\text{ВХ П}}(\psi') H(\psi - \psi') d\psi' \end{aligned} \quad (12)$$

где $P_{\text{ВХ ПП}}(\psi)$ и $P_{\text{ВХ П}}(\psi)$ есть пространственные спектры полностью поляризованной составляющей и полной мощности падающего на антенну поля. Тогда распределение степени поляризации по степени пространственных частот будет определяться отношением интегралов свертки (10) в виде

$$\mu(\psi) = \frac{P_{\text{ПП}}(\psi)}{P_{\text{П}}(\psi)} \quad (13)$$

Функции (13) определяют внедиагональные элементы спектра матриц когерентности в первом особом базисе, а диагональные элементы как указывалось выше равны между собой и определяются соотношениями [3]

$$\mu(\psi) = \frac{\sigma_1^2 I_1(C_1 \psi) - \sigma_2^2 I_2(C_2, \psi)}{\sigma_1^2 I_1(C_1 \psi) + \sigma_2^2 I_2(C_2, \psi)} = \frac{h_a I_1(C_1 \psi) - I_2(C_2, \psi)}{h_a I_1(C_1 \psi) + I_2(C_2, \psi)} \quad (14)$$

В реальных измерениях определяются обычно параметры Стокса [5] частично поляризованных волн. Рассмотрим теперь пространственные спектры

параметров Стокса плоских волн. Анализ, как и ранее, проведем для случая антенн не вносящих кросс-поляризационных искажений. Для определения спектров параметров Стокса запишем матрицу когерентности в виде четыре – вектора столбца

$$f_{ie} = \begin{bmatrix} E_1(t) \\ E_2(t) \end{bmatrix}^* \otimes \begin{bmatrix} E_1(t) \\ E_2(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_{11} \\ f_{12} \\ f_{21} \\ f_{22} \end{bmatrix}. \quad (15)$$

Используя форму записи (15) установим связь между пространственным спектром матриц когерентности и функцией когерентности поля в раскрытие

$$\begin{bmatrix} f_{11}(\psi) \\ f_{12}(\psi) \\ f_{21}(\psi) \\ f_{22}(\psi) \end{bmatrix} = \int_{-1}^1 \begin{bmatrix} \Gamma_{11}(r) \\ \Gamma_{12}(r) \\ \Gamma_{21}(r) \\ \Gamma_{22}(r) \end{bmatrix} e^{-i\psi r} dr \quad (16)$$

Соотношение (16) как и ранее перепишем с использованием интегралов свертки

$$\begin{bmatrix} f_{11}(\psi) \\ f_{12}(\psi) \\ f_{21}(\psi) \\ f_{22}(\psi) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} U_{11}(\psi) & H(\psi - \psi') \\ U_{12}(\psi) & H(\psi - \psi') \\ U_{21}(\psi) & H(\psi - \psi') \\ U_{22}(\psi) & H(\psi - \psi') \end{bmatrix} d\psi'. \quad (17)$$

Для перехода к пространственным спектрам параметров Стокса умножим обе части соотношения (17) слева на оператор [6]

$$[T] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & i & -i & 0 \end{bmatrix} \quad (18)$$

Тогда

$$\begin{bmatrix} f_{11}(\psi) + f_{22}(\psi) \\ f_{11}(\psi) - f_{22}(\psi) \\ f_{12}(\psi) + f_{21}(\psi) \\ if_{12}(\psi) - f_{21}(\psi) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} [U_{11}(\psi') + U_{22}(\psi')] & H(\psi - \psi') \\ [U_{11}(\psi') - U_{22}(\psi')] & H(\psi - \psi') \\ [U_{12}(\psi') + U_{21}(\psi')] & H(\psi - \psi') \\ [iU_{12}(\psi') - U_{21}(\psi')] & H(\psi - \psi') \end{bmatrix} d\psi' \quad (19)$$

Откуда

$$\begin{bmatrix} S_0(\psi) \\ S_1(\psi) \\ S_2(\psi) \\ S_3(\psi) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} S'_0(\psi') & H(\psi - \psi') \\ S'_1(\psi') & H(\psi - \psi') \\ S'_2(\psi') & H(\psi - \psi') \\ S'_3(\psi') & H(\psi - \psi') \end{bmatrix} d\psi' \quad (20)$$

Таким образом выходной пространственный спектр параметров Стокса определяется в виде свертки входного пространственного спектра параметров Стокса с диаграммой направленности идеальной антенны по мощности. Проведенный анализ дает представление о структуре преобразований пространственного спектра матриц когерентности и пространственного спектра матриц параметров Стокса идеальной антенной системы. Однако в реальной структуре состоящей из зонной приставки [7] или фазокорректирующего отражателя [8] и параболической антенны имеют место эффекты кросс-поляризации обусловленные как кривизной параболического зеркала, так и краевыми эффектами указанных пассивных устройств. При качественном анализе влияние кросс-поляризационных эффектов можно не разделять [9] на эффекты вносимые по отдельности антенной и пассивными ретрансляторами.

Список литературы

1. Chobrial S. Radio and Electronik Eng. – 1975 – 45, № 7 – 346 p
2. Камаев Р.Р., Татаринов В.Н. Вопросы поляризационной статистики апертурных антенн ч.1. Пространственный спектр матриц когерентности и случайного поля // Известия АН Киргизской ССР.1990, №3, с. 29 – 36.
3. Камаев Р.Р., Татаринов В.Н. Вопросы поляризационной статистики апертурных антенн ч.2. Статистические характеристики поляризационных параметров на пространственном спектре особых базисов // Известия АН Киргизской ССР. 1991, №1, с27 – 32.
4. Тарасов В.А. Обобщенная релейская модель в статистической теории простейших антенн. // Антенны. Под. Ред. А.А. Пистолькорса . – М.: Связь, 1973. Вып. 18. 24с.
5. Потехин В.А., Татаринов В.Н. Теория когерентности электромагнитного поля. – М.: Связь, 1978. 208с.
6. Татаринов В.Н. Камаев Р.Р., Маслов Е.В., Татаринов С.В. Отображение поляризационных свойств радиолокационного объекта в матрице когерентности рассеянного псевдонеполаризованного излучения //Вестник ТУ «Дастан», 1998, №1. С.260 – 268.
7. Камаев Р.Р., Орозобаков Т. Пассивная ретрансляция электромагнитных волн в горных условиях. Фрунзе, Илим, 1984. 126с.
8. Камаев Р.Р., Орозобаков Т. Фазокорректирующий отражатель. А.с. №1107205. БИ. 1984. №29.
9. Шанников В.Д. Поляризационные характеристики зеркальной антенны с линейным облучателем //Радиотехника, 1995, №6 (2).

УДК 517.93

МЕТОД ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ ГРУБОСТИ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ: ПРИЛОЖЕНИЯ К СИНЕРГЕТИЧЕСКИМ СИСТЕМАМ

Р.О. Оморов

*Институт физики им. академика Ж. Жеенбаева НАН КР.
720071, Кыргызстан, Бишкек, пр. Чуй 265-а
e-mail: romano_ip@list.ru*

Аннотация: Рассматриваются основные положения метода топологической грубости динамических систем, основанного на понятии грубости по Андронову-Понтрягину. Метод позволяет исследовать грубость (робастность) и бифуркации динамических систем различной природы, в частности синергетических систем и хаотических колебаний (хаоса), а также синтезировать грубые (робастные) системы управления, посредством управления грубостью. Приложения метода к синергетическим системам и хаосу использованы для исследований многих систем, таких как аттракторы Лоренца и Ресслера, систем Белоусова-Жаботинского, Чуа, «хищник-жертва», Хенона, бифуркации Хопфа и др. В данной работе применения метода к исследованию систем показаны на примере синергетической системы (цепи) Чуа.

Ключевые слова: *грубость и робастность динамических систем, бифуркация, синергетическая система и хаос, метод топологической грубости, особая точка, число обусловленности матриц, система (цепь) Чуа.*

METHOD OF TOPOLOGICAL ROUGHNESS OF DYNAMIC SYSTEMS: APPLICATIONS TO SYNERGETIC SYSTEMS

R.O.Omorov

*Institute of Physics named after academician Zh.Zheenbaev NAS KR, 720071,
Kyrgyzstan, Bishkek, Chui pr. 265-a
e-mail: romano_ip@list.ru*

Abstract: Basic provisions of the method of topological roughness of dynamic systems based on a concept of roughness according to Andronov-Pontryagin are considered. The method allows to investigate roughness (robustness) and bifurcations of dynamic systems of various nature, in particular synergetic systems and chaotic oscillations (chaos) and also to synthesize rough (robust) control systems, by means of controlling of roughness. Applications of a method to synergetic systems and chaos are used for researches of many systems, such as Lorenz and Rössler's attractors, Belousov-Zhabotinsky's systems, Chua, "predator-prey", Henon, Hopf's bifurcations, etc. In this work of application of a method to a research of systems are shown on example of the synergetic system (map) Chua.

Key words: *roughness and robustness of dynamic systems, bifurcation, synergetic system and chaos, method of topological roughness, special point, number of conditionality of matrixes, system (map) Chua.*

Введение. Проблемам исследования грубости динамических систем и синтеза грубых (робастных) систем управления уделяется большое внимание в современной теории динамических систем и теории управления [2, 3, 8].

В теории динамических систем существуют два различных подхода к проблеме грубости: 1) на основе понятия грубости по Пейксото или иначе «структурной устойчивости»; 2) на основе понятия грубости по Андронову – Понтрягину, когда в отличие от предыдущего требуется ε - близость исходной и возмущенного гомеоморфизмов [2, 3, 10].

В работе [4] на базе понятия грубости по Андронову – Понтрягину были заложены основы «метода топологической грубости», который позволяет исследовать грубость (робастность) и бифуркации динамических систем различной природы, в частности синергетических систем [9], а также синтезировать грубые (робастные) системы управления [5-7].

В данной статье рассматриваются основы «метода топологической грубости», а также приложения этого метода на примере синергетической системы (цепи) Чуа [1, 7].

1. Основные положения метода.

В классической постановке вопросы грубости и бифуркаций были поставлены еще на заре становления топологии как нового научного направления математики великим французским ученым А. Пуанкаре, в частности термин бифуркация впервые введен им и означает дословно «раздвоение» или иначе от решений уравнений динамических систем ответвляются новые решения. Грубость динамических систем при этом определяется, как свойство систем сохранять качественную картину разбиения фазового пространства на траектории при малом возмущении топологий, при рассмотрении близких по виду уравнений систем.

В современной терминологии «бифуркация» употребляется как название любого скачкообразного изменения, происходящего при плавном изменении параметров в любой системе. Таким образом, бифуркация означает переход между пространствами грубых систем. Переход между грубыми системами осуществляется через негрубые области (пространства).

Многие основополагающие результаты в теории грубости и бифуркации получены А.А. Андроновым и его школой [2, 3].

В работе [2] впервые дано понятие грубости и сформулированы качественные критерии грубости, которое впоследствии, названо понятием грубости по Андронову-Понтрягину [3].

В многомерной постановке рассматривается динамическая система (ДС) n -го порядка

$$\dot{z}(t) = F(z(t)), \quad (1)$$

где $z(t) \in R^n$ - вектор фазовых координат (далее обозначение времени t , если не оговорено, для краткости опускаем), $F - n$ - мерная дифференцируемая вектор-функция.

Система (1) называется топологически грубой по Андронову – Понтрягину в некоторой области G если исходная система и возмущенная система, определенная в подобласти \tilde{G} , области G :

$$\dot{\tilde{z}} = F(\tilde{z}) + f(\tilde{z}), \tag{2}$$

где $f(\tilde{z})$ – дифференцируемая малая по какой либо норме $\|\cdot\|$ n – мерная вектор-функция, являются ε – тождественными в топологическом смысле.

Системы (1) и (2) ε – тождественны, если существуют открытые области D, \tilde{D} в n – мерном фазовом пространстве также, что $D, \subset \tilde{D} \subset \tilde{G} \subset G$

$\exists \varepsilon, \delta > 0$:

$$\begin{aligned} \text{если} \quad & \|f(\tilde{z})\| < \delta, \\ & |df_i(\tilde{z})/d\tilde{z}_j| < \delta, \quad i, j = \overline{1, n}, \\ \text{то} \quad & \|\|z\| - \|\tilde{z}\|\| < \varepsilon, \\ \text{или} \quad & (\tilde{D}, (2)) \equiv (D, (1)), \end{aligned} \tag{3}$$

иначе, разбиение областей \tilde{D} и D траекториями систем (2) и (1) ε – тождественны (имеют одинаковые топологические структуры с траекториями близкими до ε).

Если (3) не выполняется, то система (1) негруба по Андронову-Понтрягину.

Топологическая структура динамических систем определяется особыми траекториями и многообразиями типа особых точек, особых линий, замкнутых траекторий, притягивающих многообразий (аттракторов).

В работе [4] на основе понятия грубости по Андронову-Понтрягину предложены основы «метода топологической грубости» на базе меры грубости в виде числа обусловленности. $S\{M\}$ – матрицы M - нормированной матрицы приведения системы к каноническому диагональному (квазидиагональному) виду в особых точках фазового пространства. Здесь же, впервые введено понятие максимальной грубости и минимальной негрубости систем, на отношениях пары δ и ε .

Определение 1. Грубая в области G система (1) называется максимально грубой на множестве топологически тождественных друг другу систем N , если величина δ – близости систем (1) и (2), приводящая к ε – тождественности, будет (для каждого $\varepsilon > 0$) максимальна.

Определение 2. Негрубая в области G система (1) называется минимально негрубой на множестве топологически тождественных друг другу систем N , если величина ε – тождественности систем (1) и (2), при

которой еще выполняется условие грубости, будет (для каждого $\delta > 0$) минимальна.

Условие достижимости максимальной грубости и минимальной негрубости в окрестности особых точек фазового пространства определяется следующей теоремой, доказанной в работе [4].

Теорема 1. Для того чтобы динамическая система в окрестности гиперболической особой точки (z_0) была максимально грубой, а в окрестности негиперболической – минимально негрубой, необходимо и достаточно иметь:

$$M^* = \operatorname{argmin} C\{M\},$$

где M - матрица приведения линейной части A системы (1) в особой точке (z_0) к диагональному (квазидиагональному) базису, $C\{M\}$ - число обусловленности матрицы M .

Замечание 1. Как следует из определений 1 и 2, а также теоремы 1, существуют и минимально грубые, и максимально негрубые системы, для которых $C\{M\} = \infty$. Иначе, множество грубых и негрубых систем образуют непрерывные множества. При этом, системами с $C\{M\} = \infty$ будут системы с жордановой квазидиагональной формой матриц A .

Теоретические результаты «метода топологической грубости», полученные в работах [4-7], позволяют управлять грубостью синергетических систем [7, 9], соответствующая теорема доказана в работе [4].

Метод топологической грубости также позволяет определять бифуркации динамических систем на основе критериев разработанных в работах [5, 6]. Более того, метод представляет возможности прогнозирования бифуркаций, а также управления параметрами бифуркаций. В диссертационной работе [5] доказана соответствующая теорема.

Теорема 2. Для того чтобы в области G многомерной ($n > 2$) ДС при значении параметра $q = q^*$, $q \in R^p$ возникла какая-нибудь бифуркация топологической структуры, необходимо и достаточно, чтобы:

- либо 1), в рассматриваемой области G , ДС существуют негиперболические (негрубые) особые точки (ОТ), или орбитально-неустойчивые предельные циклы (ПЦ), для которых имеет место равенство

$$C\{M(q^*)\} = \min \sum C_i \{M(q)\}, \quad i = 1, 2, \dots, p, \quad (4)$$

где p – количество ОТ или ПЦ в области G ,

- либо 2), в области G ДС, имеются какие-либо грубые ОТ или ПЦ, для которых выполняется условие

$$C\{M(q^*)\} = \infty. \quad (5)$$

Замечание 2. Тип бифуркации зависит, во-первых, от того, какое из условий (4) или (5) выполняется, во-вторых, от того, какая особая траектория

– ОТ или ПЦ, удовлетворяет этим условиям. Так, например, хаотические колебания («странные аттракторы»), возникающие из-за потери симметрии, происходят, когда условию (4) удовлетворяют ОТ, а хаотические колебания, возникающие через последовательности бифуркаций удвоения периода, происходят в том случае, когда условию (4) отвечают ПЦ.

2. Приложения метода к синергетическим системам.

Возможности метода для исследований грубости, бифуркаций и хаоса систем были апробированы на многих примерах динамических систем, в частности, на широко известных синергетических системах различной природы [7, 9].

В данной работе рассмотрим применение метода топологической грубости на примере синергетической системы (цепи) Чуа [1].

Система (цепь) Чуа. Как известно [1], синергетическая система Чуа представляет собой электронную цепь с одним нелинейным элементом. Система Чуа описывается уравнениями:

$$\dot{x} = p(y - f(x)), \dot{y} = x - y + z, \dot{z} = -qy, \tag{6}$$

где $f(x) = M_1x + 0,5(M_1 - M_0)(|x + 1| - |x - 1|)$.

При $p = 9, q = 14,3, M_1 = -6/7, M_0 = 5/7$, в системе (6) наблюдаются хаотические колебания (хаос).

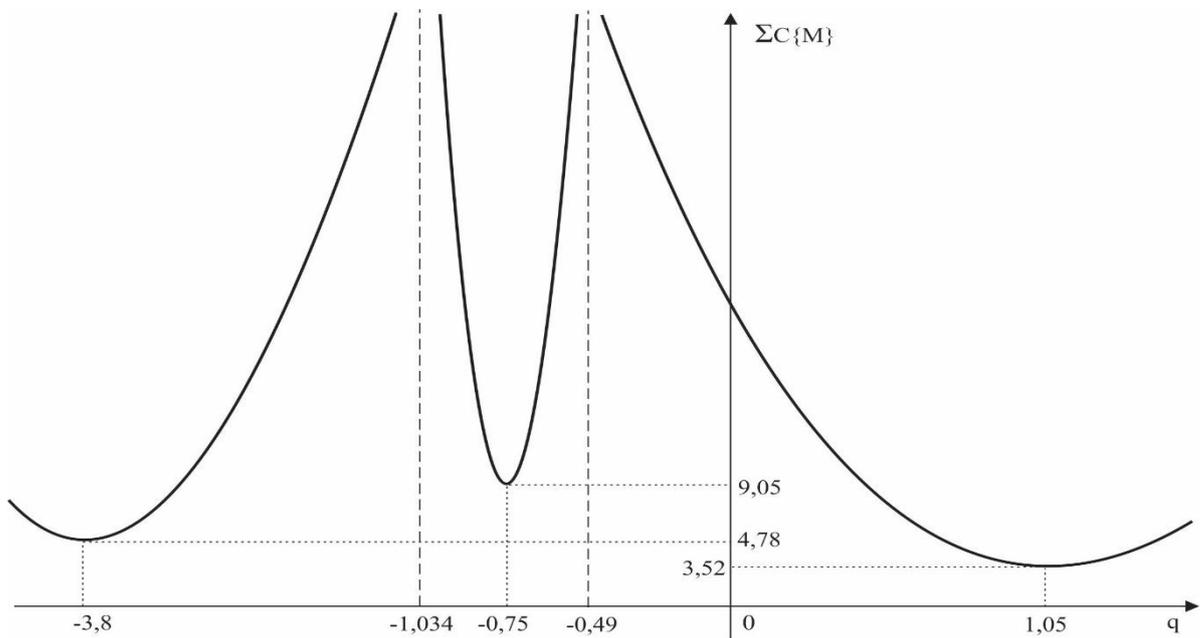


Рис. 1. Зависимость $C\{M\}$ от параметра q в системе Чуа

В данном случае, приравняв правые части уравнений в (6) получаем три особые точки (ОТ): $ОТ_1(0,0,0)$; $ОТ_{2,3}(\pm 11/6, 0, 11/6)$.

Вычислениями меры грубости $S\{M\}$ при вариациях параметра q в системе (6) установлены, что хаотические движения в соответствии с (5) обнаруживаются при значениях $q: -1,034 < q < -0,49$, а при $q = -3,8$ и $q = 1,05$ наблюдается максимальная грубость движений в системе (6), что показано на Рис. 1.

Заключение. В работе рассмотрены основные положения метода топологической грубости систем, разработанной автором данной работы. Дана библиография основных публикаций автора, в которых получены фундаментальные результаты в области теории грубости и бифуркаций динамических систем в целом и синергетических систем в частности. Приложения метода к синергетическим системам и хаосу использованы для исследований многих систем, таких как аттракторы Лоренца и Ресслера, систем Белоусова-Жаботинского, Чуа, «хищник-жертва», Хенона, бифуркации Хопфа и др. [5 - 7].

Список литературы

1. Андриевский Б.Р., Фрадков А.Л. Управление хаосом: Методы и приложения. I. Методы // Автоматика и телемеханика. 2003, № 5. С. 3-45.
2. Андронов, А.А., Понтрягин, Л.С. Грубые системы // Докл. АН СССР. - 1937. Т.14, - № 5. - С. 247 - 250.
3. Аносов, Д.В. Грубые системы // Топология, обыкновенные дифференциальные уравнения, динамические системы: Сборник обзорных статей. 2. К 50-летию института (Труды .МИАН СССР.Т.169). М.: Наука, 1985. - С. 59 - 93.
4. Оморев, Р.О. Максимальная грубость динамических систем // Автоматика и телемеханика. 1991. № 8. С. 36 - 45.
5. Оморев, Р.О. Количественные меры грубости динамических систем и их приложения к системам управления: Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук. СПб.: Санкт-Петербургский институт точной механики и оптики, 1992. - 188 с.
6. Оморев, Р.О. Синергетические системы: Проблемы грубости, бифуркаций и катастроф // Наука и новые технологии. 1997. № 2. С. 26 - 36.
7. Оморев Р.О. Теория топологической грубости систем: Приложения к синергетическим системам и хаосу. – Бишкек: Илим, 2019. – 288 с.
8. Поляк, Б.Т., Цыпкин, Я.З. Робастная устойчивость линейных систем // Итоги науки и техники. Сер. Техническая кибернетика. Т. 32. М.: ВИНТИ, 1991. С. 3 – 31.
9. Хакен, Г. Синергетика: иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах / Пер. с англ. М.: Мир, 1985. - 423 с.
10. Peixoto, M.M. On structural stability // Ann. Math. - 1959. Vol. 69, No 1. P. 199 -222.

УДК 62-50

РОБАСТНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ИНТЕРВАЛЬНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Р.О. Оморов

*Институт физики им. академика Ж. Жеенбаева НАН КР.
720071, Кыргызстан, Бишкек, пр. Чуй 265-а
e-mail: romano_ip@list.ru*

Аннотация: В работе рассматриваются оригинальные результаты, полученные автором для непрерывных и дискретных линейных интервальных динамических систем, названные *Алгебраическим методом робастной устойчивости*. Сформулированы соответствующие теоремы, доказанные в работах автора, указанных в списке использованных источников. Для дискретных систем получен дискретный аналог теоремы Харитоновна. Достоверность результатов метода апробирована на контрпримерах к известной теореме Биаласа и других исследователей проблем робастной устойчивости интервальных систем.

Ключевые слова: *интервальная динамическая система, робастная устойчивость, интервальный характеристический полином, угловые полиномы Харитоновна, интервальная матрица, отдельные угловые коэффициенты, дискретный аналог теоремы Харитоновна, точка и интервал перемежаемости.*

ROBUST STABILITY OF INTERVAL DYNAMIC SYSTEMS

R.O. Omorov

*Institute of Physics named after academician Zh.Zheenbaev NAS KR, 720071,
Kyrgyzstan, Bishkek, Chui pr. 265-a
e-mail: romano_ip@list.ru*

Abstract: In this work the original results received by the author for continuous and discrete linear interval dynamic systems, called the *Algebraic method of robust stability* are presented. The corresponding theorems proved in the works of the author specified in the list of references are formulated. For discrete systems the discrete analog of the theorem of Kharitonov is received. The reliability of results of a method is approved on the counterexamples to the known theorem of Bialas and other researchers of problems of robust stability of interval systems.

Key words: *the interval dynamic system, robust stability, interval characteristic polynom, angular polynoms of Kharitonov, interval matrix, separate slopes, discrete analog of theorems of Kharitonov, point and interval of variables.*

Введение. Работа В.Л. Харитоновна [1] вызвала огромный интерес к проблеме исследований робастности интервальных динамических систем [2-5]. В современной теории интервальных динамических систем существуют два альтернативных направления [1-3, 6]:

- алгебраическое или Харитоновское направление;

- частотное или направление Цыпкина – Поляка.

В настоящей работе рассматривается *алгебраический метод* исследования робастности как непрерывных, так и дискретных интервальных динамических систем, основы которого заложены в работах [7-10].

Постановка задачи. Рассматриваются линейные динамические системы порядка n , непрерывная

$$\dot{x} = Ax, x(t_0) = x_0, \quad (1)$$

и, дискретная

$$x(m+1) = Ax(m), m = 1, 2, 3, \dots, \quad (2)$$

где $x = x(t) \in R^n$, $x(m)$ - вектора состояния, $A \in R^{n \times n}$ - интервальная матрица с элементами $a_{ij}, i, j = \overline{1, n}$, представляющими интервальные величины $a_{ij} \in [\underline{a}_{ij}, \bar{a}_{ij}]$ с угловыми значениями $\underline{a}_{ij}, \bar{a}_{ij}, \underline{a}_{ij} \leq \bar{a}_{ij}$.

Требуется определить условия робастной устойчивости систем (1) и (2).

I. Непрерывные системы

Основные результаты. В основополагающей для рассматриваемого метода работах [7, 9] получены результаты в виде строго доказанных теоремы 1 и леммы к ней о робастной устойчивости систем (1) по условиям гурвицевести четырех угловых полиномов Харитоновна, составленным по последовательным сепаратным угловым коэффициентам $b_i, (\underline{b}_i, \bar{b}_i, i = \overline{1, n})$ характеристических полиномов системы (1):

$$f(\lambda) = \lambda^n + b_1 \lambda^{n-1} + \dots + b_n = 0. \quad (3)$$

Приведем эти теорему 1 и лемму.

Теорема 1. Для того чтобы положение равновесия $x=0$ системы (1) было асимптотически устойчиво при всех $A \in D$ или, чтобы интервальная матрица A была устойчива, необходимо и достаточно, чтобы были гурвицевы все четыре угловые полиномы Харитоновна, составленные по последовательным сепаратным угловым коэффициентам $b_i, (\underline{b}_i, \bar{b}_i, i = \overline{1, n})$ характеристических полиномов (3) системы (1).

Данная теорема доказана на основе следующей леммы.

Лемма. Сепаратные угловые коэффициенты $b_i, (\underline{b}_i, \bar{b}_i, i = \overline{1, n})$ образуются как соответствующие коэффициенты полиномов (3), либо при угловых значениях элементов $a_{ij}, i, j = \overline{1, n}$, матрицы A , либо при нулевых значениях некоторых элементов (если интервал принадлежности включает нуль).

Как нетрудно видеть из леммы, для нахождения коэффициентов $b_i, (\underline{b}_i, \bar{b}_i, i = \overline{1, n})$, в общем случае необходимо применение оптимизационных методов нелинейного программирования.

К теореме 1, доказательство которой приведено в приложениях работ [7, 9], необходимо сделать следующее уточняющее замечание.

Замечание. Из основного аргумента доказательства теоремы 1, связанного с наличием четырех угловых полиномов Харитонова следует, что при отсутствии полного множества (набора) из четырех угловых полиномов условия теоремы 1 необходимы, но могут быть недостаточны для устойчивости системы (1).

Случай соответствующий приведенному замечанию может возникнуть тогда, когда сепаратные угловые коэффициенты полиномов (3) взаимосвязаны и в итоге сужают набор угловых коэффициентов до количества менее четырех.

Справедливость доказанной теоремы 1 подтверждается аннулированием известных контрпримеров к теореме Биаласа [4].

Так, теорема 1 апробирована на различных контрпримерах теоремы Биаласа, в частности из работы [5], где рассматривается матрица

$$A = \Omega_r = \begin{bmatrix} -0.5 - r & -12.06 & -0.06 \\ -0.25 & 0 & 1 \\ 0.25 & -4 & -1 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где $r \in [0,1]$, для которого подтверждена справедливость теоремы 1.

Но в случае матрицы $A = \Omega_r$ из [5] можно наглядно рассмотреть справедливость приведенного выше замечания к теореме 1.

Действительно, в данном случае последовательные сепаратные угловые коэффициенты образуют неполное множество угловых коэффициентов, поскольку

$$\begin{aligned} b_1 &= -\sum_{i=1}^3 a_{ij} = 1.5 + r = b_2 = \sum_{i,j=1}^3 a_{ii} a_{jj} - \sum_{i,j=1}^3 a_{ij} a_{ji}, \\ b_3 &= \sum_{i,j,k=1}^3 a_{ij} a_{jk} a_{ki} - \sum_{i,j,k=1}^3 a_{ij} a_{jk} a_{ki} - a_{11} a_{22} a_{33} = 4r + 2.06, \end{aligned} \quad (5)$$

отсюда сепаратные угловые коэффициенты:

$$\underline{b}_1 = 1.5; \bar{b}_1 = 2.5; \underline{b}_2 = 1.5, \bar{b}_2 = 2.5; \underline{b}_3 = 2.06, \bar{b}_3 = 6.06.$$

Соответственно, угловых полиномов Харитонова в данном случае будет только два

$$\begin{aligned} f_1(\lambda) &= \lambda^3 + 1.5\lambda^2 + 1.5\lambda + 2.06 = f_2(\lambda), \\ f_3(\lambda) &= \lambda^3 + 2.5\lambda^2 + 2.5\lambda + 4.06 = f_4(\lambda), \end{aligned} \quad (6)$$

т.е. полного набора 4-х угловых полиномов, указанных в работах [7, 9] не будет.

Поэтому, по угловым полиномам (6) система (1) будет всюду при $r \in [0,1]$ устойчива, хотя известно, что при $r \in [0.5 - \sqrt{0.06}, 0.5 + \sqrt{0.06}]$ эта система неустойчива.

II. Дискретные системы

Как известно, публикация работы [1] дала импульс для поиска многими исследователями дискретных аналогов теорем Харитоновой [2, 3, 6, 8, 10, 11]. Так в работе [2] указано, что «дискретный вариант харитоновского условия четырех многочленов отсутствует». Но здесь же отмечается, что в настоящее время получены [12] дискретные аналоги слабой и сильной теорем Харитоновой. Но эти аналоги теорем Харитоновой имеют определенные ограничения, накладываемые на интервальные области коэффициентов [2]. Эти ограничения были сняты в работах [8, 10, 11], где получены аналоги теорем Харитоновой с использованием теоремы Шура [13]. Также в [8, 10, 11] сформулированы теоремы, являющиеся дискретными аналогами результатов работы [1] по интервальным матрицам и многогранникам матриц.

Далее, рассматривается обобщение результатов, полученных в работе [8, 10] с учетом выводов приведенных выше для непрерывных систем.

Для дискретных систем, используя z - преобразование, получаем интервальный характеристический полином

$$f(z) = \det(zI - A) = \sum_{i=0}^n b_i z^{n-i}, b_i \in [\underline{b}_i, \bar{b}_i], \underline{b}_i \leq \bar{b}_i. \quad (7)$$

Для определения условий устойчивости воспользуемся теоремой Шура [13], т.е. условиями вида

$$|b_0| > |b_n|, \quad (8)$$

для последовательности полиномов, определяемых рекуррентными соотношениями

$$f_i(z) = [b_0 f(z) - b_n f(1/z)z^n] / z, \dots, f_{i+1}(z) = [b_{0,i} f_i(z) - b_{n,i} f_i(1/z)z^{n-1}] / z, \quad (9)$$

где $b_{0,i}, b_{n,i}$ - соответственно старший и младший коэффициенты i -го ($i = 1, \overline{n-2}$) полинома $f_i(z)$.

Определение. Точками перемежаемости для коэффициентов $b_i, i = \overline{0, n}$ будем называть – точки на действительной оси, в которых происходят переходы корней полинома (7), через единичную окружность на плоскости корней, а *интервалами перемежаемости* – соответственно интервалы, в которых корни находятся либо внутри, либо вне единичного круга (рис.1).

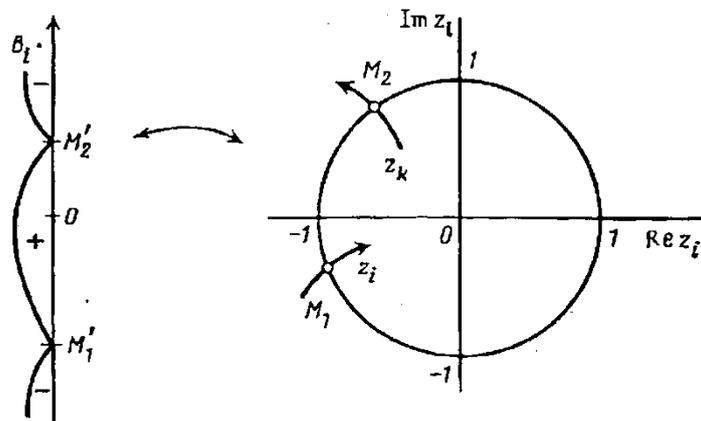


Рис. 1. Точки (M_1', M_2') и интервалы перемежаемости $(-\infty, M_1')^-$, $(M_1', M_2')^+$, $(M_2', +\infty)^-$ — для коэффициента b_i

В работах [8, 10] сформулированы основные результаты по определению условий робастной устойчивости дискретных интервальных систем в виде соответствующих теорем 1-6. При этом следует отметить, что, как указано выше на с.3, для случая непрерывных систем [7, 9], справедливость *теоремы 5* имеет ограничение обусловленное *Замечанием* к теореме 1 работ [7, 9], т.е. *теорема 5* верна при полном наборе из 4-х различных полиномов Харитонова.

Справедливость результатов [8, 10, 11] относительно аналога сильной теоремы Харитонова продемонстрированы на известных контрпримерах из [2] и др.

Таким образом, алгоритм определения робастной устойчивости дискретных интервальных динамических систем будет следующим.

1. Пользуясь формулами леммы к теореме 1 [7, 9], оптимизацией по элементам $a_{ij} \in [\underline{a}_{ij}, \bar{a}_{ij}]$, $i, j = \overline{1, n}$, интервальной матрицы A , находятся сепаратные угловые коэффициенты $b_i \in [\underline{b}_i, \bar{b}_i]$, $i = \overline{0, n}$, интервального характеристического полинома (7).

2. Определяются четыре полинома Харитонова, соответствующие интервальному полиному (7)

$$f_1(z) : \{\underline{b}_0, \underline{b}_1, \bar{b}_2, \bar{b}_3, \underline{b}_4, \dots\}, f_2(z) : \{\underline{b}_0, \bar{b}_1, \bar{b}_2, \underline{b}_3, \underline{b}_4, \dots\};$$

$$f_3(z) : \{\bar{b}_0, \underline{b}_1, \underline{b}_2, \bar{b}_3, \underline{b}_4, \dots\}, f_4(z) : \{\bar{b}_0, \bar{b}_1, \underline{b}_2, \underline{b}_3, \bar{b}_4, \dots\};$$

3. Составляются n неравенств вида (П.2), указанных в Приложении работы [8].

4. Относительно каждого коэффициента $b_i, i = \overline{0, n}$, считая остальные коэффициенты фиксированными, последовательно находятся точки перемежаемости для всех четырех полиномов Харитонова и по всем n неравенствам (см. п.3), начиная с меньших порядков.

5. Если все точки перемежаемости по всем коэффициентам $b_i, i = \overline{0, n}$, не принадлежат заданным интервалам, то исходный полином (система) устойчив, в противном случае – неустойчив.

Заключение. Алгебраический метод Харитоновского направления исследований робастной устойчивости интервальных динамических систем, рассмотренный в данной работе, является дальнейшим развитием основных результатов работ [7, 8], позволяющим решать проблему робастной устойчивости при общем виде интервальной матрицы системы. При этом метод направлен для решения задач робастной устойчивости как для линейных непрерывных интервальных динамических систем, так и для линейных дискретных интервальных динамических систем.

Следует отметить, что *Замечание* к теореме 1 существенным образом уточняет результаты работы [7], а именно подчеркивает необходимость полного набора из четырех угловых полиномов Харитонова (с учетом

кратности полиномов) для определения робастной устойчивости интервальных динамических систем. Также, условия необходимости и достаточности по теореме 1 соответствуют угловым сепаратным коэффициентам, определяемым последовательно от 1-го до n -го коэффициента характеристического полинома системы, которые могут быть найдены с использованием методов нелинейного программирования.

Список литературы

1. Харитонов В.Л. Об асимптотической устойчивости положения равновесия семейства систем линейных дифференциальных уравнений // Дифференц. уравнения. 1978. Т.14. № 11. - С. 2086-2088.
2. Джури Э.И. Робастность дискретных систем // Автоматика и телемеханика. 1990. №5. - С.4-28.
3. Поляк Б.Т., Цыпкин Я.З. Робастная устойчивость линейных систем // Итоги науки и техники. Сер. Техническая кибернетика. Т.32. - М.: ВИНТИ, 1991. - С. 3-31.
4. Bialas S. A necessary and sufficient condition for stability of internal matrices // Int. J. Control 1983. V.37.№4.- P. 717-722.
5. Barmish B.R., Hollot C.V. Counter-example to a recent result on the stability by S. Bialas // Int. J. Control. 1984. V.39. №5. – P. 1103-1104.
6. Оморов Р.О. Робастная устойчивость интервальных динамических систем. – Бишкек: Илим, 2018. – 104 с.
7. Оморов Р.О. Робастность интервальных динамических систем. I.Робастность непрерывных линейных интервальных динамических систем // Теория и системы управления. 1995. №1. - С.22-27.
8. Оморов Р.О. Робастность интервальных динамических систем. II.Робастность дискретных линейных интервальных динамических систем // Теория и системы управления. 1995. №3. - С.3-7.
9. Omorov R.O. Robustness of Interval Dynamic Systems. I. Robustness in Continuous Linear Interval Dynamic Systems // Journal of Computer and Systems Sciences International. 1996. T. 34. No 3. – P. 69-74.
10. Omorov R.O. Robustness of Interval Dynamic Systems. II. Robustness of Discrete Linear Interval Dynamical Systems // Journal of Computer and Systems Sciences International. 1996. T. 34. No 4. – P. 1-5.
11. Оморов Р.О. О дискретном аналоге теоремы Харитонова // Наука и новые технологии, 2002, №3. - С. 5-10.
12. Kraus F.J., Anderson B.D.O., Jury E.I., Mansour M. On the robustness of low order Shur polynomials // IEEE Trans. Circ. Systems. 1988. – V. CAS-35, N5.
13. Цыпкин Я.З. Теория импульсных систем. – М.: Физматгиз, 1958. – 724 с.

УДК: 548.4.537.635

ТАЗА ЖАНА Cr^{3+} КОШУЛМАЛУУ LiKSO_4 КРИСТАЛЛЫНЫН ЭЛЕКТРОНДУК СПЕКТРЛЕРИ

¹Н. Райымкул кызы, ²С.А. Токтогонов, ¹К. Шаршеев

¹КР УИАнын физика институту 720071, Кыргыз Республикасы, Бишкек ш., Чүй пр. 265-а

²КР Ж. Баласагын атындагы КУУнун физика жана электроника факультети 720033,
Кыргыз Республикасы, Бишкек ш, Абдымомунов к. – 238

Аннотация: Макалада суу эритиндисинен өстүрүлгөн таза жана Cr^{3+} ионун кошулма катары кармаган LiKSO_4 кристаллынын электрондук спектрин изилдөөнүн илимий усулдук ыкмалары келтирилди. Изилденген үлгүлөрдөгү кошулма Cr^{3+} ионунун заряддык абалы рентген нурлантууда аномалдык багытта өзгөрөөрү, бири-биринен көз-карандысыз төрт физикалык изилдөө ыкмаларын колдонуу менен бир маанилүү аныкталышы көрсөтүлдү.

Урунттуу сөздөр: монокристалл, оптикалык жутуу, электрондук парамагниттик резонанс, спектр, лазер, активдүү чөйрө, жутуу тилкеси, ЭПР сызыгы.

ELECTRONIC SPECTRA OF CRYSTALS LiKSO_4 OF IMPURITIES WITH IMPURITY Cr^{3+}

¹N. Raiymkul kyzy, ²S.A. Toktogonov, ¹K. Sharsheev

Annotation: The article describes the growth of pure and impurity LiKSO_4 crystals from a saturated aqueous solution. Methods for studying electronic spectra are presented. The anomalous change in the charge state of the Cr^{3+} impurity ion in LiKSO_4 crystals upon x-ray irradiation in the anomalous direction has been unequivocally proved using four independent physical ions.

Key words: single crystal, optical absorption, electron paramagnetic resonance spectra, the laser, the active medium, the absorption column, the EPR line.

Киришүү

Илимдин жана техниканын көптөгөн тармактарында керектүү касиеттерге ээ катуу заттар, анын ичинде кристаллдар кеңири колдонулат. Кристаллдардын колдонулушу көпчүлүк учурда радиациялык, анын ичинен иондоштуруучу радиациянын аракетинин астында өтөт. Иондоштуруучу радиация деп жылышуу жетишпегендиктерин (вакансиялар жана түйүндөр ортосундагы атомдор) пайда кылбаган нурлануу айтылат. Бул учурда, кристаллдын курамында дайыма болуп туруучу жетишпегендиктер менен кармап алуучу борборлордун ортолорунда заряддардын кайрадан бөлүштүрүүсү жүрөт. Энергиясы 10 эВ ко жакын болгон кванттардын аракети эле электрондук дүүлүгүүлөрдү түзүлүштүк жетишпегендиктерди пайда кылуу менен ажыратып ие турган жегич-галоиддик кристаллдардан айырмаланып, күкүрт кычкылдуу кристаллдарда 10^7 эВ ко чейинки энергияга ээ, анча чоң эмес кубаттуулуктагы

гамма нурлануусу, рентген жана электрондук нурлантуулары жылышуу жетишпегендиктерин пайда кылбайт.

Кристаллдарда иондоштуруучу нурлануунун аракети кошулмалардын электрондук абалынын өзгөрүүсүнө, түзүлүштүн электрондук жана көзөнөктүк жетишпегендиктеринин заряддарды бөлүп чыгаруусуна же кармап алуусуна алып келет. Бул баарыдан мурда заряддарынын кыймылы кичине болгон жегич металлдардын сульфаттары да кирген диэлектриктик кристаллдарга тиешелүү. Заряддардын кайрадан бөлүштүрүлүшү радиациялык боелуу борборлорунун жана электрондук спектрлерде ушул борборлор менен шартталган кошумча жутуулардын пайда болушун өбөлгөлөйт.

Курамына Cr^{3+} иону кошулма катары кирген кристаллдар илимде жана техникада, жана турмушта кеңири пайдаланылуучу лазерлерде активдүү чөйрө катары колдонулат. Бул лазердик куралдардын иштешиндеги олуттуу көйгөйлөрдүн бири, убакыттын өтүшү менен активдүү чөйрө катары колдонулуучу кошулмалуу кристалл рубиндин ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$) убакыттын өтүшү менен жарамсыз болуп калышы. Активдүү чөйрөдө нурлантууну күчөткүчтөрдүн булагы кошулма ион Cr^{3+} болгондуктан, жарамсыздык тышкы аракеттин натыйжасында Cr^{3+} ионунун саныны азайышы менен шартталат. Биз таза жана курамына Cr^{3+} иону кошулган LiKSO_4 кристаллын моделдик кристалл катары тандап алып, Cr^{3+} ионунун санынын азайышын шарттаган себептерди аныктоонун илимий усулдук ыкмаларын баяндадык.

Тажрыйба

Таза жана курамына үч валенттүү хромдун иондору кошулма катары киргизилген LiKSO_4 кристаллы каныккан суу эритиндиси 35°C температурада изотермалык буулантуу ыкмасы менен өстүрүлдү. Кошулма эритиндиге $\text{Cr}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ түрүндө 1,5 Г/л өлчөмүндө кошулду. Кристаллдардын өсүшү баштапкы эритиндиге бир нече тамчы күкүрт кислотасын кошкондон кийин башталат. Кошулмасыз кристаллдар түссүз болушса, кошулманын кошулушу менен ачык жашыл түстөгү кристаллдар алынды.

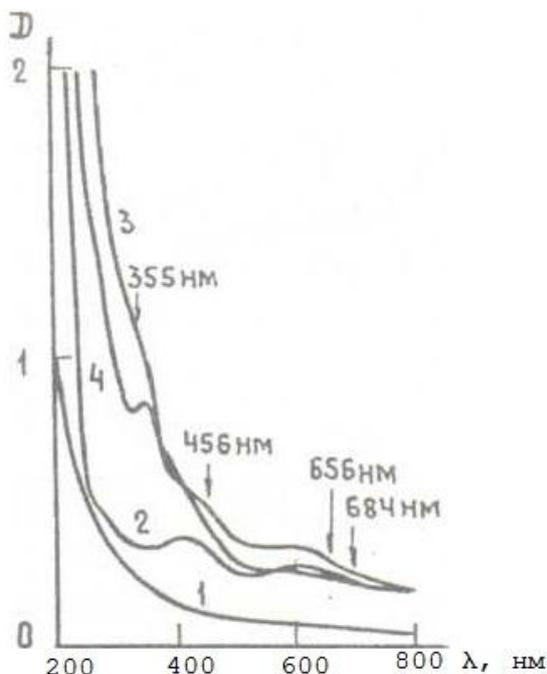
Кристаллдын оптикалык спектри «Unican-100» спектрофотометринде, ЭПР спектри X- тилкесинде иштеген РЭ-1307 радиоспектрометринде бөлмөлүк жана азоттук температураларда тартылды. Таза жана кошулмалуу кристаллдардын спектрлерин салыштырууда бирдей массадагы үлгүлөр колдонулуп, температуранын таасирин изилдөө үлгүлөрдү бөлмөлүк температурадан 300°C ка чейин 5°C тук интервал менен ысытуудан кийин спектрлердин өзгөрүшүн каттоо аркылуу жүргүзүлдү.

Таза жана Cr^{3+} кошулмалуу LiKSO_4 кристаллынын оптикалык спектри

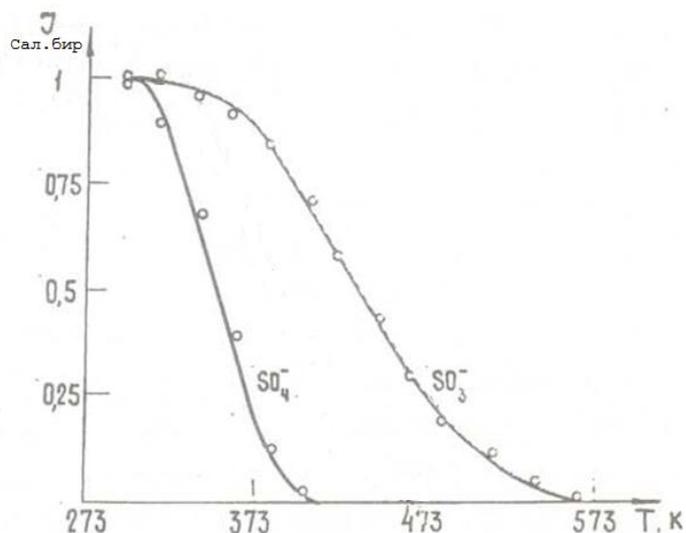
Рентген нуру менен нурлантылган, таза жана Cr^{3+} кошулмалуу LiKSO_4 кристаллынын электрондук спектри, спектрдин тышкы таасирлердин

аркасында өзгөрүшү кеңири изилденген [1]. Рентген нуру менен нурлантылган, LiKSO_4 кристаллынын оптикалык жутуу спектри 1 сүр. көрсөтүлгөн.

Таза LiKSO_4 кристаллы рентген нуру менен нурланткандан кийин, нурлантканга чейинкидей эле тунук бойдон калат. Нурлантылган LiKSO_4 кристаллынын оптикалык жутуу спектрин бөлмөлүк жана суюк азот температурасында изилдөө күкүрткычкылдык SO_4^- , SO_3^- жана SO_2^- радикалдарын мүнөздөөчү жутуу тилкелери байкалбай тургандыгын көргөздү.



1-сүрөт. LiKSO_4 кристаллынын оптикалык спектри: 1-кошулмасыз кристалл; 2- Cr^{3+} кошулмалуу кристалл; 3- Cr^{3+} кошулмалуу кристалл 3с рентгендик нурлантуудан кийин; 4- кошулмалуу кристаллды 3с рентген нуру менен нурлантып, 5 мүнөт 200°C та ысыткандан кийин. $T=300\text{K}$



2-сүрөт. LiKSO_4 кристаллындагы SO_4^- жана SO_3^- ион – радикалдарынын изохрондуу термалык аракет этүүдөгү бузулушу

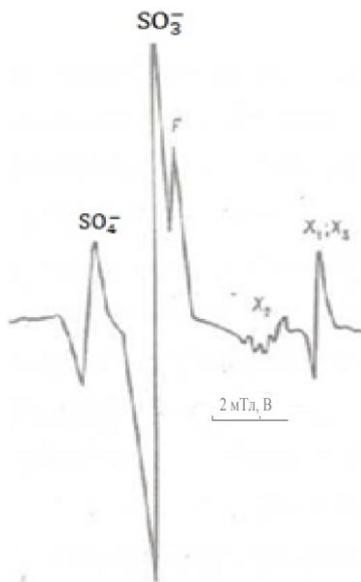
Үч валенттүү хром кошулмалуу LiKSO_4 кристаллынын оптикалык жутуу спектриндеги чокулары 456нм, 656нм жана 684нм де жаткан тилкелер Cr^{3+} иону менен шартталат. Кристаллды рентген нуру менен нурланткандан кийин бул тилкелердин интенсивдүүлүктөрү кичирейет жана чокусу 355нм жаткан жаңы тилке пайда болот. 200°C та 5 мүнөт ысытылган кристаллдын спектринде ачык байкалган бул жаңы тилке рентген нуру менен нурлантууда Cr^{3+} иону валенттүүлүгүн өзгөрткөндөн кийин пайда болгон Cr^{5+} ионуна тиешелүү.

LiKSO₄ кристаллындагы күкүрт – кычкылдык радикалдардын термалык туруктуулугу

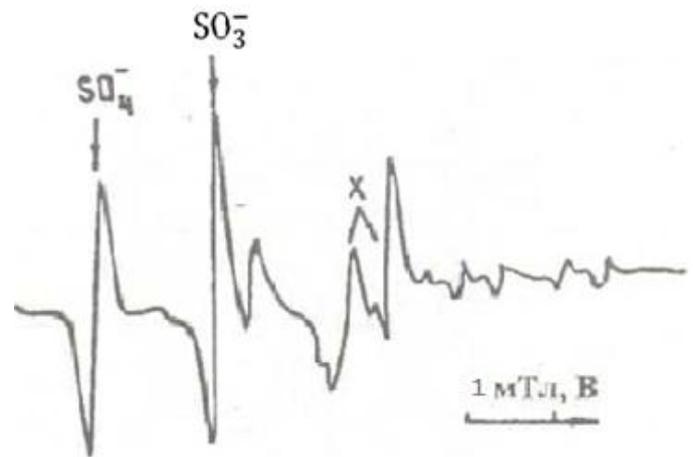
Рентген менен нурлантылган LiKSO₄ кристаллында пайда болгон күкүрт – кычкылдык радикалдар ар-кандай термалык туруктуулуга ээ болушат. Бул радикалдардын өтө тез бузула турган температура аймагын аныктоо үчүн, аларды шарттаган парамагниттик борборлорду изохрондуу түрдө термалык аракетке (отжиг) дуушар кылдык. Изилденген үлгүлөр белгилүү температурага чейин ысытылып, андан соң бөлмөлүк температурага чейин муздатылгандан кийин оптикалык жана ЭПР спектрлери тартылды. Термалык аракет этүүдөн кийин SO₄⁻ жана SO₃⁻ ион – радикалдарына тиешелүү ЭПР сызыктарынын интенсивдүүлүктөрүнүн азайышы боюнча күкүрт-кычкылдык парамагниттик борборлордун бузулушунун көз карандылыгынын графиги тургузулду (2-сүр.). Изохрондуу термалык ысытылган кристаллдарды изилдөө, көзөнөктүк SO₄⁻ борборлору өтө тез бузула тургандыгын көрсөттү. LiKSO₄ кристаллында бул борбор менен шартталган ЭПР спектр 100÷120°C толугу менен жок болот. Ал эми SO₃⁻ парамагниттик борборунун термалык туруктуулугу SO₄⁻ борборуна караганда чоң, SO₃⁻ ка тиешелүү ЭПР сызыктары 280°C та жок болушат.

Таза жана Cr³⁺ кошулмалуу LiKSO₄ кристаллынын ЭПР спектри

Нурлантылган LiKSO₄ кристаллында пайда болгон бир - катар күкүрт-кычкылдык парамагниттик борборлор 3- сүрөттө көрсөтүлгөн.



3-сүрөт. Нурлантылган LiKSO₄ кристаллынын ЭПР спектри, B||a. T=300K

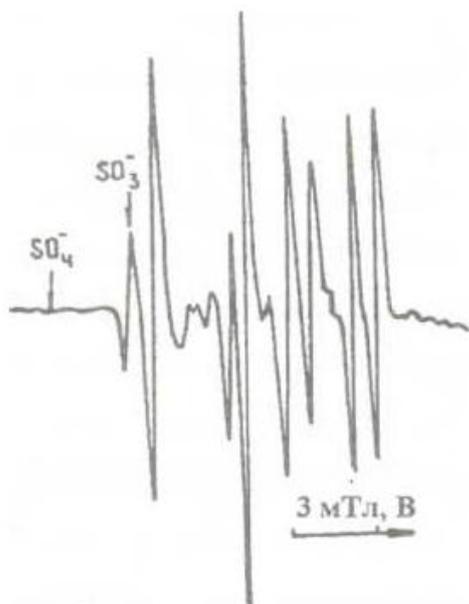


4-сүрөт. Рентген менен нурлантылган LiKSO₄ – Cr³⁺ кристаллынын ЭПР спектри, B||a. T= 77K

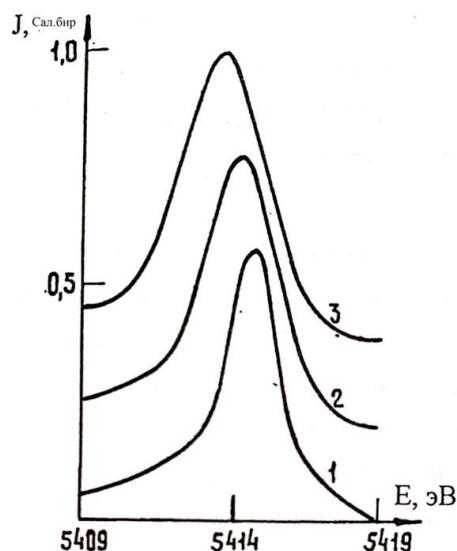
Спектрде SO_4^- жана SO_3^- ион-радикалдары шарттаган ЭПР сызыктары менен чогуу изотроптуу F сызыгы байкалат. Бул ЭПР сызыгы аниондук вакансия кармап алган электронду мүнөздөйт. X – сызыгынын табияты акырына чейин чечмеленген эмес.

Рентген нуру менен нурланылган Cr^{3+} кошулмалуу LiKSO_4 кристаллынын ЭПР спектри 4-сүрөттө көрсөтүлгөн.

Нурлантылган таза жана Cr^{3+} кошулмалуу LiKSO_4 кристаллынын ЭПР спектрин салыштырууда төмөнкүдөй айырмачылыктар байкалды. Кошулмалуу кристаллдын ЭПР спектринде таза кристаллдын ЭПР спектринде



5-сүрөт. 200°C та 5 мүнөт ысытылган $\text{LiKSO}_4\text{-Cr}^{3+}$ кристаллынын суюк азот температурасында тартылган ЭПР спектри. В||а



6-сүрөт. Эталондук үлгүлөрдүн K_{α_1} -сызыктары: 1-хром металлы; 2-рубин; 3-бихромат

байкалган F, X, жана SO_4^- , SO_3^- радикалдарына тиешелүү ЭПР сызыктарына кошумча, бир нече начар ЭПР сызыктары байкалат (4-сүр.). Кошулмалуу кристаллды 200°C ка чейин ысыткандан кийинки ЭПР спектриндеги начар сызыктардын интенсивдүүлүктөрү бир кыйла өскөндүгү, SO_4^- , F жана X сызыктары дээрлик жок болуп кетери аныкталды (5-сүр.).

Нурлантылган $\text{LiKSO}_4\text{-Cr}^{3+}$ кристаллындагы кошулма Cr^{3+} ионунун K_{α_1} -сызыктарынын химиялык жылышын изилдөө

Кристаллдардагы кошулма иондордун эффективдүү заряддарын аныктоо үчүн рентген спектроскопиясындагы рентгендик эмиссиялык спектрлерди изилдөө ыкмасы колдонулат.

Жегич металлдардын татаал сульфаттарындагы кошулма хромдун K_{α_1} – сызыгынын жылышын изилдөө үчүн эталондор менен салыштыруу ыкмасы

колдонулду. Алгач ар кандай заряддык абалдагы хромду курамына камтыган үлгүлөрдүн K_{α_1} - сызыктарынын спектри тартылып алынды (6-сүр.).

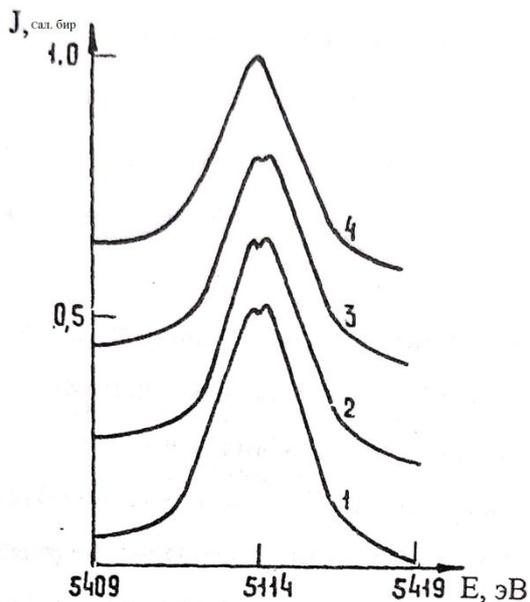
Таблица 1.

Ар-кандай валенттик абалдагы хромдун K_{α_1} - сызыктарынын абалдары

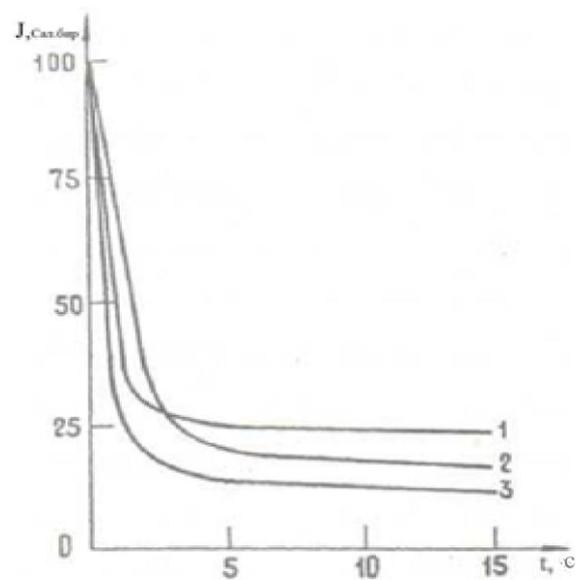
Үлгү	Хромдун валенттик абалы	K_{α_1} - сызыгынын абалы, эВ
Хром металлы	Cr^0	5414,63
Рубин ($Al_2O_3-Cr^{3+}$)	Cr^{3+}	5414,15
Бихромат ($K_2Cr_2O_7$)	Cr^{6+}	5413,44

Таблицадан металл хромуна Cr^{6+} абалына өткөндө K_{α_1} - сызыктары кичине энергиялар жакты көздөй жылганы көрүнүп турат.

Курамына Cr^{3+} ионун кошулма катары кармаган, рентген нуру менен нурлантылган жегич металлдардын татаал сульфаттарынын (ЖМТС) рентген эмиссиялык спектри 7-сүр. көрсөтүлгөн. Cr^{3+} ионун камтыган, нурлантылган кристаллдардын рентген эмиссиялык спектринде K_{α_1} - тилкесине тиешелүү эки чоку байкалат. Сүрөттөн көрүнүп тургандай курамына Cr^{6+} ионун камтыган $LiKSO_4$ кристаллынын спектринде бир чоку, Cr^{3+} ионун камтыган кристаллдарда эки чоку байкалат. Бул чокулардын абалы 2-таблицада көрсөтүлгөн.



7-сүрөт. Нурлантылган: 1- $Li_2SO_4 \cdot H_2O-Cr^{3+}$; 2- $LiNaSO_4-Cr^{3+}$; 3- $LiKSO_4-Cr^{3+}$; 4- $LiKSO_4-Cr^{6+}$ кристаллдары



8-сүрөт. Рентген нурлантууда Cr^{3+} ионунун ЭПР сызыктарынын интенсидүүлүктөрүнүн начарлашы

($-\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}$ өтүү): 1- $Li_2SO_4 \cdot H_2O$; 2- $LiKSO_4$; 3- $LiNaSO_4$

Таблица 2.

Нурлантылган жегич металлдардын татаал сульфаттарынын кристаллдарындагы кошулма хромдун K_{α_1} - сызыгынын абалы

Кристалл	K_{α_1} - сызыгынын абалы, эВ	
	$K_{\alpha_1}^1$	$K_{\alpha_1}^{11}$
$LiKSO_4-Cr^{6+}$		5413,67
$Li_2SO_4 \cdot H_2O-Cr^{3+}$	5414,21	5413,79
$LiKSO_4-Cr^{3+}$	5414,21	5413,79
$LiNaSO_4-Cr^{3+}$	5414,21	5413,79

2-таблицада келтирилген чоңдуктарды 1-таблицадагы тиешелүү чоңдуктар менен салыштыруудан төмөндөгүдөй жыйынтык чыгарууга болот.

– Курамына Cr^{6+} кошулган, нурлантылган $LiKSO_4$ кристаллынын рентген спектриндеги $K_{\alpha_1}^{11}$ – сызыгынын 5413,67 эВ тогу чокусу Cr^{5+} ионуна тиешелүү. Себеби $LiKSO_4-Cr^{6+}$ кристаллын нурлантууда Cr^{6+} ионунун валенттүүлүгүнүн өзгөрүшүнүн бир гана жолу бар

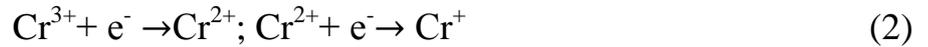


– Курамына Cr^{3+} кошулмасы кошулган $Li_2SO_4 \cdot H_2O$, $LiKSO_4$ жана $LiNaSO_4$ кристаллынын рентген эмиссиялык спектрлериндеги $K_{\alpha_1}^1$ тилкесинин чокуларынын абалы эталондук рубиндин спектриндеги Cr^{3+} ионунун K_{α_1} - тилкесинин чокусунун абалына туура келет. Демек бул тилке үлгүлөрдү рентген нуру менен нурлантууда валенттүүлүгүн өзгөртүүгө үлгүрбөй калган Cr^{3+} иондору менен шартталат. Бул кристаллдын рентген эмиссиялык спектриндеги $K_{\alpha_1}^{11}$ – тилкесинин абалы нурлантылган $LiKSO_4$ кристаллында пайда болгон Cr^{5+} ионун $K_{\alpha_1}^{11}$ - тилкесинин абалына өтө жакын. Демек спектрдеги экинчи чоку Cr^{5+} ионун мүнөздөйт. Мындан, курамына Cr^{3+} ионун камтыган ЖМТС кристаллдарын рентген нуру менен нурлантканда Cr^{3+} иондору заряддык абалдарын Cr^{5+} ке чейин өзгөртө тургандыгы жөнүндө бир маанилүү жыйынтык чыгарууга болот.

Нурлантылган $Li_2SO_4 \cdot H_2O-Cr^{3+}$, $LiKSO_4-Cr^{3+}$ жана $LiNaSO_4-Cr^{3+}$ кристаллдарындагы Cr^{3+} ионунун бузулушунун жана Cr^{5+} ионунун пайда болушунун кинетикасы

Жогоруда курамына Cr^{3+} иону кошулган жегич металлдардын татаал сульфаттарын рентген нуру менен нурлантканда Cr^{3+} ионунун бир бөлүгү валенттүүлүгүн Cr^{5+} ка чейин өзгөрткөнүн карадык. Кошулмалуу кристаллдарга радиациялык аракет этүүдө, адатта оң валенттүү кошулма ион нурлантуунун

аракети астында кристаллда пайда болгон электрондорду кармап алып, заряддык абалы төмөндөгүдөй реакция аркылуу өзгөрүүсү күтүлөт.



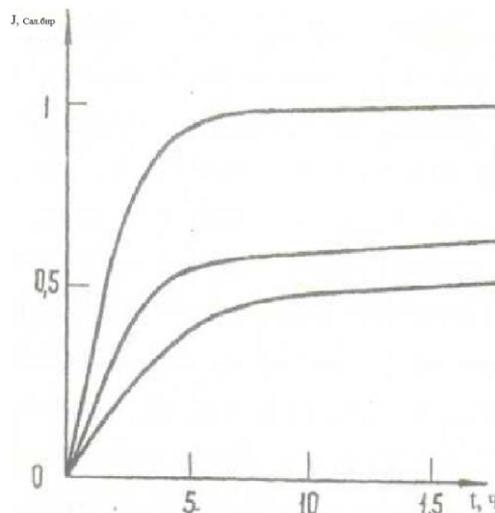
Бирок жогоруда кошулма Cr^{3+} ионунун заряддык абалы



түрүндө өзгөрөрү көрсөтүлдү. Тажрыйбада күтүлгөн натыйжага туура келбеген жыйынтыктардын алынышын ишенимдүү такташ үчүн, өзгөчө учурларда эң жок дегенде үчтөн кем эмес изилдөө ыкмаларын колдонуу зарыл. Рентген нуру менен нуралантканда кошулма Cr^{3+} ионунун санынын азайышын так аныктоо үчүн, кошулма Cr^{3+} ионуна жана нурлантуунун натыйжасында пайда болгон Cr^{5+} ионуна тиешелүү ЭПР сызыктарынын интенсивдүүлүктөрүнүн рентген нурунун аракет этүү убактысынан болгон өзгөрүүсүнүн графигин изилдедик. Бул изилдөөлөр Cr^{3+} кошулма иону үчүн - $\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}$ өтүүсүнө тиешелүү ЭПР сызыгы үчүн жүргүзүлдү.

8-сүрөттөн баардык кристаллдар үчүн ЭПР сызыктарынын интенсивдүүлүктөрүнүн начарлашы нурлантуунун башталышында болоору көрүнүп турат. Нурлантуунун башталышынан 1,5-2 саат өткөндөн кийин ЭПР сызыктарынын интенсивдүүлүктөрүнүн начарлашы азайып, 9-10 сааттан кийин ЭПР сызыктарынын интенсивдүүлүктөрү өзгөрүүсүз калат.

9-сүрөттө курамына Cr^{3+} кошулган кристаллдарда пайда болгон жаңы ЭПР сызыктарынын интенсивдүүлүктөрүнүн нурлантуу убактысынан көз крандылыкта өзгөрүшүнүн кинетикасы көрсөтүлгөн.



9-сүрөт. Рентген нурлантууда Cr^{5+} ионунун ЭПР сызыктарынын интенсивдүүлүктөрүнүн нурлантуу убактысынан болгон көз карандылыгы

8 жана 9-сүрөттөрүн салыштыруудан Cr^{3+} ионуна тиешелүү ЭПР сызыктарынын интенсивдүүлүктөрүнүн начарлашынын жана Cr^{5+} ионуна тиешелүү ЭПР сызыктарынын интенсивдүүлүктөрүнүн өсүшүнүн мүнөздөрү өз-ара шайкештикте болору көрүнүп турат. Cr^{3+} ионуна тиешелүү ЭПР сызыктарынын кескин азаюу бөлүгүнө Cr^{5+} ионуна тиешелүү ЭПР сызыктарынын кескин өсүү бөлүгү жана Cr^{3+} ионунун бузулушун токтогон аймакка Cr^{5+} ионунун топтолушу токтогон аймак туура келет. Мындан Cr^{3+} ионунун азайышы менен Cr^{5+} ионунун пайда болушунун ортосунда түздөн түз байланыш бардыгы жөнүндө жыйынтык чыгарууга болот.

Талкулоо

Илимде жана техникада колдонулуучу катуу заттардын, анын ичинде кристаллдардын касиеттери курамындагы ар-кандай кошулмалардан көз каранды болот. Колдонулушуна жараша ар-кандай тышкы таасирлерге туш болгон бул кристаллдардын курамындагы, кошулма иондор өздөрүнүн заряддык абалын өзгөртүшөт. Кошулма иондун заряддык абалынын өзгөрүшү кристаллдардын касиеттерин олуттуу өзгөртөт. Мисалы рентген нуру менен нурлантууда кристаллдын курамындагы кошулма ион электронду кармап алуу менен валенттүүлүгүн өзгөртөрү жөнүндө гана айтылып келген. Атап айтсак лазерде колдонулуучу Рубин кристаллында тышкы таасирдин аркасында Cr^{3+} ионунун абалы Cr^{2+} ка чейин өзгөрөрү каралып келген. Бирок ЖМТС кристаллынын электрондук спектрин изилдөө, рентген нурлантууда кристаллдын курамындагы кошулма Cr^{3+} иону валенттүүлүгүн Cr^{5+} ка чейин өзгөртөрү мүмкүн болорун көргөздү. Ошондуктан кошулма иондун заряддык абалынын мындай аномалдык өзгөрүүсүн чечүү үчүн бири-биринен көз-карандысыз болгон бир-нече ыкмалар тандалып алынды. Алар оптикалык жутуу, электрондук парамагниттик резонанс, рентген эмиссиялык спектрлерин жана үлгүлөрдү термоштетүүнүн таасирин изилдөө. Аталган тажрыйбалык ыкмаларды колдонуу менен катуу заттардын курамындагы кошулма ион заряддык абалын электронду кармап алуу менен эмес, электронун берүү менен да өзгөртө тургандыгы көрсөтүлдү.

Жыйынтык

Макалада кристаллдык түзүлүштөгү үлгүлөрдүн курамындагы кошулма иондун заряддык абалынын рентген нурунун аракетин астында өзгөрүшүнүн аномалдык багытын бири-биринен көз-карандысыз тажрыйбалык ыкмаларды колдонуу менен аныктоонун илимий – усулдук ыкмасы баяндалды.

Адабияттар

1. Алыбаков А.А., Буйко В.М., Кудабаяев К., Шаршеев К. Спектры ЭПР и оптического поглощения облученных кристаллов LiKSO_4 с примесью трехвалентного хрома. – В кн.: «Физические свойства диэлектрических кристаллов», Фрунзе, 1983, с. 29-37.

УДК: 620.179.152.1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРИСТОСТИ МАТЕРИАЛОВ ПО ВЕЛИЧИНЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПРИВЕДЕННОГО РАССЕЯНИЯ

Н.К. Касмамытов, А. Койкуев

*Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР, 720071,
Кыргызстан, Бишкек, пр. Чуй 265-а*

Аннотация. В статье рассматривается определение пористости материалов объемных образцов по величине коэффициента приведенного рассеяния. Представлена рентгенооптическая схема метода измерений и структурная схема экспериментальной установки. Показано, что коэффициент приведенного рассеяния линейно зависит от пористости.

Ключевые слова: *рентгеновское излучение, пористость, коэффициент приведенного рассеяния.*

DETERMINATION OF POROUS MATERIALS METHODS BY MEASURING THE COEFFICIENT OF REDUCTION SCATTERING

N.K. Kasmamitov, A. Koikyev

*Institute of Physics named after academician Zh.Zheenbaev NAS KR, 720071,
Kyrgyzstan, Bishkek, Chui pr. 265-a*

Abstract. We propose to evaluate the porosity of bulk samples of materials to the value of the reduced scattering coefficient. Submitted by X-ray diagram of the measurement method and the block diagram of the experimental equipment. It is shown that the reduced scattering coefficient depends linearly on the porosity.

Key words: *X-ray, porosity, reduced scattering coefficient.*

Одним из параметров, определяющих физические свойства керамических материалов, является их пористость. Однако известные методы определения пористости, как правило, предполагают непосредственное воздействие на исследуемый образец, в результате которого его дальнейшее использование уже невозможно. Кроме того, имеется ряд специфических ограничений, сужающих область применения каждого метода. Так, методом водопоглощения оценивается только открытая пористость, метод количественной материалографии предполагает исследование лишь поверхности твердых тел, метод ртутной порометрии чувствителен к смачиваемости поверхности, метод малоуглового рассеяния применим только для малых объемов вещества.

Проблема оценки интегральной пористости твердых материалов неразрушающим методом рассматривалась в работе [1], где было предложено оценивать пористость по радиографическим рентгеновским изображениям. При

прохождении рентгеновского излучения через образец локальные неоднородности в виде пор модулируют пучок по интенсивности, что приводит к формированию за образцом проекционного изображения, по которому предлагается оценивать пористость. Но поскольку модуляция пучка по интенсивности может быть обусловлена, в том числе наличием и более плотных включений, данная методика может приводить к неоднозначным результатам.

Тем не менее идея оценки интегральной пористости объемных образцов путем их просвечивания может получить дальнейшее развитие, если учесть, что процесс ослабления рентгеновского излучения сопровождается возбуждением в объеме образца вторичного излучения, обусловленного рассеянием первичного пучка и возбуждением флуоресцентного излучения. Соотношение интенсивностей рассеянного и ослабленного образцом излучений будет определяться параметрами образца и его интегральной пористостью.

В качестве критерия, по которому можно судить о пористости, предлагается ввести коэффициент приведенного рассеяния, определяемый отношением интенсивности рассеянного излучения к интенсивности излучения, ослабленного материалом образца.

Для измерения коэффициента приведенного рассеяния предлагается рентгенооптическая схема, приведенная на рисунке 1.

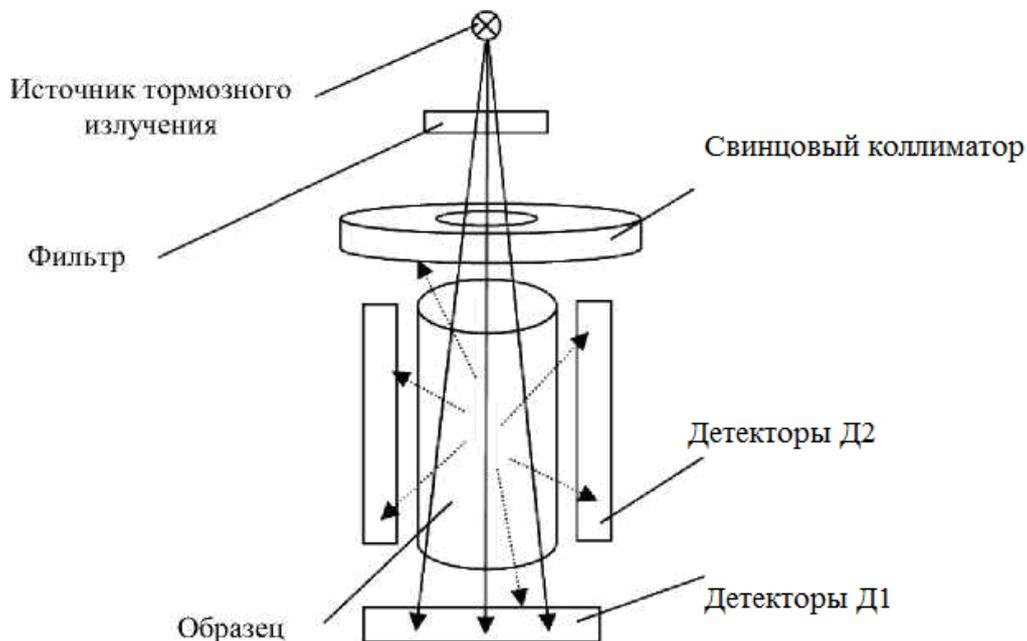


Рис.1. Рентгенооптическая схема метода измерения коэффициента приведенного рассеяния

Согласно схеме, исследуемый образец является источником вторичного излучения, регистрируемого детекторами Д1 и Д2. Детектор Д1 при этом регистрирует также и первичное излучение, ослабленное образцом.

Был разработан вычислительный алгоритм (рисунок 2), позволяющий имитировать физические процессы, протекающие в объеме образца при падении на него рентгеновского пучка, и установить характер зависимости коэффициента приведенного рассеяния от пористости материала образца при заданных эффективном атомном номере материала образца, факторе формы образца - отношения высоты образца к его радиусу и граничной энергии в спектре тормозного излучения рентгеновской трубки. Расчет осуществлялся в среде математического моделирования MahtCAD. Для формирования массива энергий квантов, имеющих спектральное распределение, соответствующее излучению рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом на выходе алюминиевого фильтра, использовался программный модуль XRTS.xmcd [2]. Сечения взаимодействия квантов рентгеновского излучения с веществом рассчитывались с помощью модуля TAC.xmcd [3]. Вероятность Комптоновского рассеяния и угловое распределение рассеянных квантов задавались формулой Клейна-Нишины-Тамма [4]. Расчет длины свободного пробега квантов в материале образца выполнялся согласно алгоритму, описанному в [5]. Для получения приемлемой статистики расчета первичный спектр содержал 10^6 квантов.

В результате моделирования были получены зависимости коэффициента приведенного рассеяния от величины пористости для образцов с различными параметрами.

В качестве примера на рисунке 3 представлены зависимости коэффициента приведенного рассеяния от пористости материала образца, имеющего фактор формы, равный 2, и эффективный атомный номер материала, равный 7.

Нетрудно видеть, что расчетные зависимости имеют линейный характер.

Для проведения экспериментального исследования нами был разработан макет радиационного измерителя пористости.

Структурная схема экспериментальной установки, используемой для отработки макета измерителя пористости, представлена на рисунке 4.

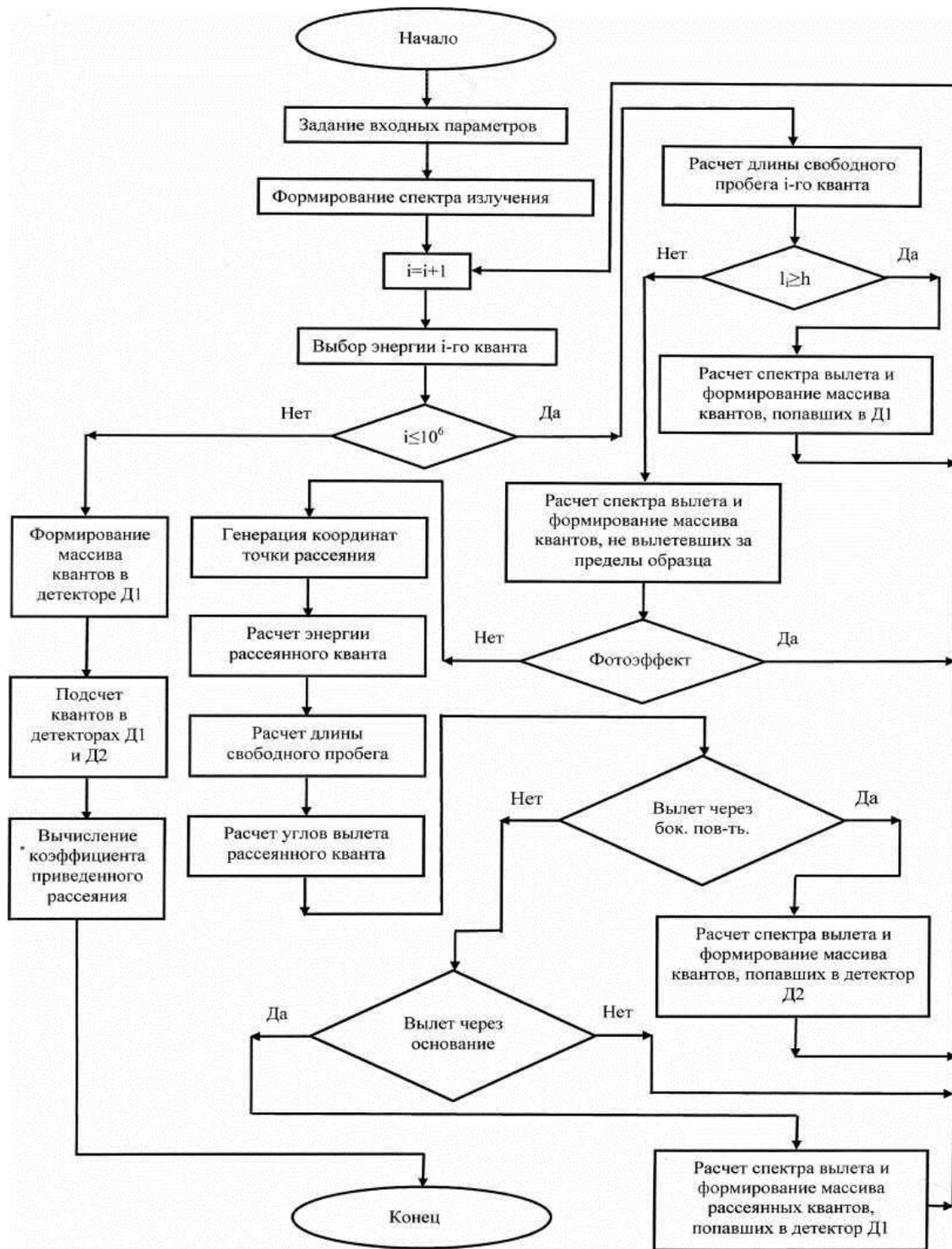


Рис.2. Алгоритм работы программы имитационного моделирования

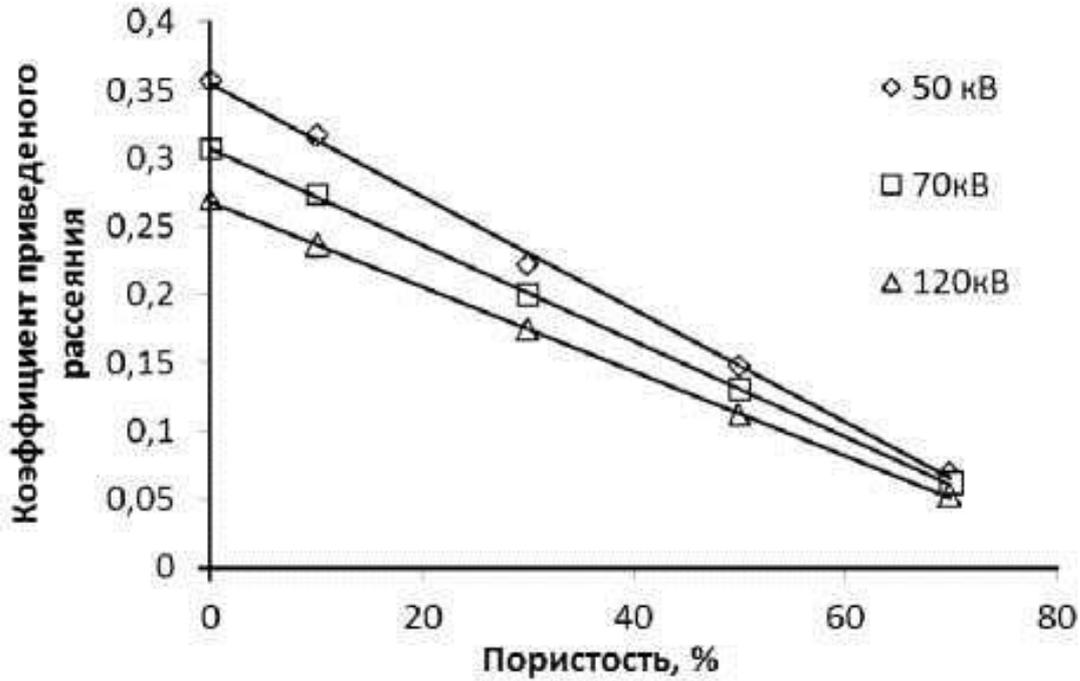


Рис.3. Расчетная зависимость коэффициента приведенного рассеяния от пористости материала исследуемого образца

На рисунке 4 пунктиром выделен блок первичного преобразования, реализованный как отдельный конструктивный модуль.

В качестве источника излучения использовался диагностический рентгеновский аппарат со среднечастотным питающим устройством. Сигналы с блока первичного преобразования поступали на восьмиканальный USB АЦП.

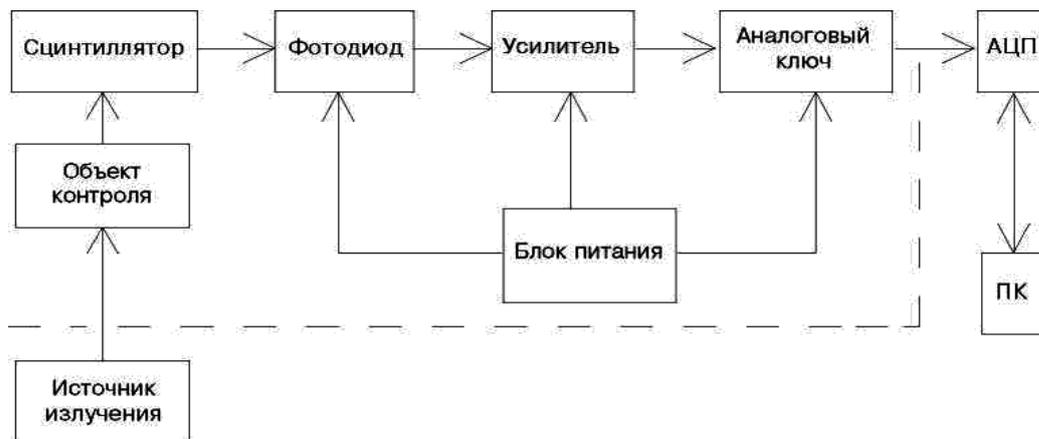


Рис. 4. Структурная схема экспериментальной установки

Для регистрации рентгеновского излучения использовались детекторы типа сцинтиллятор-фотодиод [5].

Для формирования зависимости коэффициента приведенного рассеяния от пористости были изготовлены образцы с различной пористостью из материала с низким атомным номером. Экспериментальная зависимость коэффициента приведенного рассеяния от пористости приведена на рисунке 6. Условия проведения эксперимента: анодное напряжение - 70 кВ; суммарная фильтрация излучения - 3 мм Al.

Полученные экспериментальные зависимости имеют квазилинейный характер, что качественно согласуется с результатами моделирования.

Таким образом, в ходе выполнения исследований была предложена методика измерения интегральной пористости материалов объемных образцов. Критерием для оценки пористости может служить коэффициент приведенного рассеяния, выявлена линейная зависимость коэффициента приведенного рассеяния от пористости материала образцов; создан макет радиационного измерителя пористости и проведены его предварительные испытания.

Взаимодействие фотонов с веществом охватывает широкий спектр энергий фотонов. Он включает:

- радиочастотный диапазон
- $(3 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^{12}$ Гц, или $10^{-11} - 10^{-3}$ эВ);
- инфракрасное излучение
- $(10^{11} - 10^{14}$ Гц, или $10^{-4} - 4.0 \cdot 10^{-1}$ эВ);
- • видимый свет
- $(4.0 \cdot 10^{14} - 7.5 \cdot 10^{14}$ Гц, или 1.7–3.2 эВ);
- • ультрафиолетовое излучение
- $(7.5 \cdot 10^{14} - 4.0 \cdot 10^{16}$ Гц, или 3.2–170 эВ);
- • рентгеновское излучение
- $(7.0 \cdot 10^{15} - 5.0 \cdot 10^{19}$ Гц, или 30 эВ - 200 кэВ).

Известно несколько механизмов взаимодействия γ - излучения с веществом:

- когерентное (упругое) рассеяние;
- фотоэффект;
- комптоновское рассеяние (прямой и обратный Комптон-эффект);
- рождение электрон-позитронных пар;
- ядерный фотоэффект.

Фотоны при прохождении через вещество могут взаимодействовать как с ядрами, так и с атомными электронами.

Вероятность взаимодействия с ядрами примерно на два порядка ниже, чем с электронами.

На ядрах может происходить рассеяние или поглощение фотонов. Рассеяние может быть упругим (когерентным), неупругим (некогерентным) и резонансным (эффект Мессба-уэра). Исчезновение фотонов в результате взаимодействия с полем ядра приводит к образованию электрон-позитронных пар. Поглощение фотонов ядром приводит к испусканию нуклонов или распаду ядра на фрагменты.

Взаимодействие фотонов с атомными электронами может приводить к их рассеянию или поглощению и исчезновению. Электроны считаются связанными с атомом, если их энергия связи больше или сравнима с энергией фотона, и свободными - когда энергия связи электронов много меньше энергии фотона.

На связанных электронах происходит когерентное рассеяние, которое часто называют рэлеевским. При этом частота и энергия фотона остаются неизменными. Меняется лишь его направление движения. Некогерентное рассеяние фотонов на связанных атомных электронах может привести к переходу электронов в возбужденные состояния.

Рассеяние на свободных электронах бывает упругим (томсоновским) или неупругим (комптоновским). Упругое рассеяние происходит при низких энергиях фотонов. Рассеяние на свободных покоящихся электронах представляет прямой Комптон-эффект, а на движущихся - обратное комптоновское рассеяние.

Поглощение фотона связанным электроном приводит к увеличению его энергии и последующему отрыву от атома — фотоэффекту. Кроме того взаимодействие фотона с электрическим полем электрона приводит к его исчезновению, а вместо него возникают пары — электрон и позитрон.

Если фотон имеет низкую энергию (ниже 2 эВ), то он не разрушает атомные и молекулярные связи, испытывая когерентное рассеяние на атомах. В интервале видимого диапазона света начинает действовать и механизм фотоэффекта. С ростом энергии фотонов (выше примерно 10 эВ) начинают действовать два конкурирующих процесса — фотоэффект и Комптон-эффект. Причем фотоэффект является доминирующим процессом, а вероятность Комптон эффекта невелика. При энергии выше 10 кэВ в воде, 50 кэВ в алюминии и 500 кэВ в свинце доминирующим механизмом взаимодействия фотонов с веществом становится Комптон-эффект (до указанных энергий основным является фотоэффект). Комптоновский механизм взаимодействия фотонов с веществом доминирует до энергий порядка десяти МэВ (в воде до 10 МэВ, в алюминии до 15 МэВ, в свинце до 5 МэВ). Выше указанных энергий доминирует процесс рождения электрон-позитронных пар [6].

В результате всех трех механизмов образуется поток вторичных электронов, причем по всей глубине облучаемого вещества. Направление потока, в целом, совпадает с потоком первичных фотонов. Вторичные

электроны, тормозясь в веществе, образуют вторичные тормозные фотоны, которые, как и первичные фотоны взаимодействуют с атомами вещества посредством тех же механизмов. Поэтому наряду с потоком вторичных электронов возникает поток вторичных фотонов. Энергия фотонов и электронов с ростом глубины проникновения уменьшается. Этот процесс получил название электронно-фотонных ливней.

При взаимодействии с ядром фотонов еще больших энергий может происходить выбивание из ядра либо группы частиц, называемой кластером²¹, либо при еще более высоких энергиях фотонов, непосредственно одного нуклона.

Поэтому поток вторичных фотонов и электронов сопровождается потоком продуктов фотоядерных реакций тяжелых частиц или осколков ядер. При этом не имеющие заряда нейтроны, как и фотоны, взаимодействуют по всей глубине вещества, а заряженные частицы проходят небольшие расстояния, как правило, не превышающие миллиметра.

Сечение полного фотопоглощения γ -квантов атомами вещества складывается из сечений перечисленных выше процессов — фотоэффекта ($\sigma_{\text{фот}}$), комптоновского рассеяния ($\sigma_{\text{комп}}$), образования электрон-позитронных пар ($\sigma_{\text{пар}}$), когерентного рассеяния ($\sigma_{\text{ког}}$), упругого ($\sigma_{\text{упр}}$) и фотоядерных реакций ($\sigma_{\text{фя}}$):

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{пар}} + \sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{фя}} + \sigma_{\text{упр}} \quad (4.1)$$

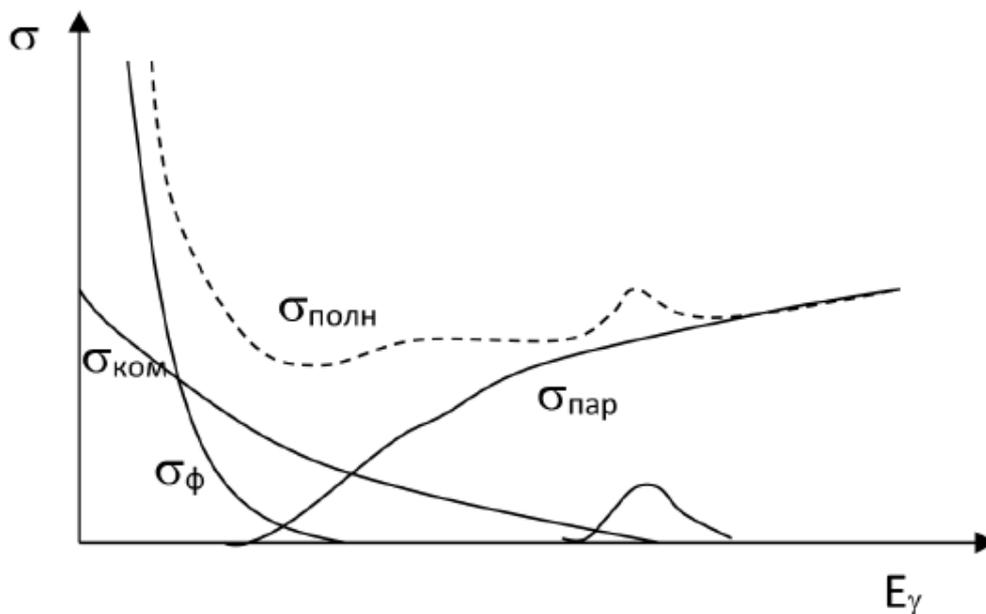


Рис.5. Сечение полного фотопоглощения γ -излучения веществом и вклад в него сечений различных механизмов передачи энергии

Упругое рассеяние фотонов может происходить на свободных и связанных электронах атома (рис.6). В первом случае — это томсоновское рассеяние на свободных электронах, во втором — некогерентное и когерентное на связанных электронах.

Томсоновским называют процесс рассеяния света отдельным (свободным) электроном, который является упругим и когерентным процессом, с независимым от частоты сечением взаимодействия, которое описывается выражением:

$$\sigma_{\text{ког}} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.66 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2;$$

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \quad \text{- классический радиус электрона.}$$

Когерентное (томсоновское) рассеяние электромагнитного излучения происходит при неизменной частоте до и после взаимодействия, и наличии устойчивой связи между фазой падающей и рассеянной волны.

При когерентном рассеянии фотонов энергия не поглощается, а происходит лишь ее рассеяние из пучка. Причем этот механизм действует независимо от энергии фотонов.

Однако с ростом энергии фотонов выше порога фотоионизации, и следовательно, количество рассеянного излучения уменьшается.

Основные закономерности когерентного рассеяния:

- частота и энергия излучения остается неизменной до и после рассеяния;
- существует устойчивая связь между фазой падающего и рассеянного излучения;
- дифференциальное сечение когерентного рассеяния.

$$\frac{d\sigma_{\text{ког}}}{d\Omega} \sim \cos^2 \theta;$$

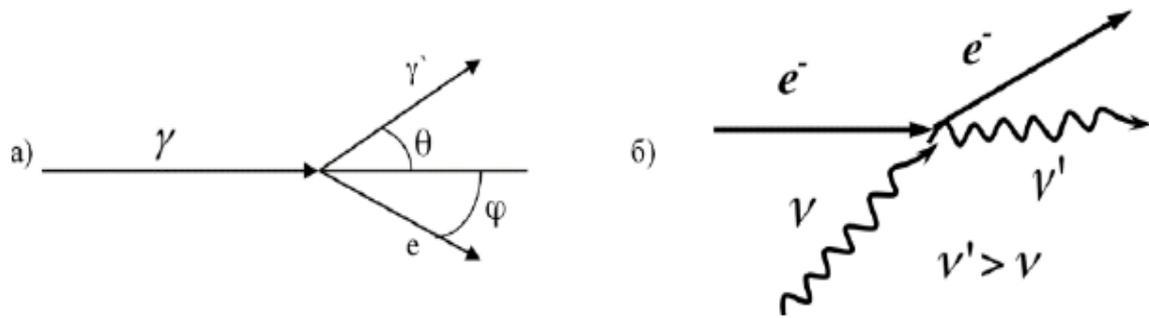


Рис.6. Прямое (а) и обратное (б) комптоновское рассеяние на атомных электронах

Энергия рассеянного E_{γ} фотона и электрона отдачи E_e в зависимости от энергии первичного фотона E_{γ} и угла рассеяния θ имеют вид соответственно:

- для прямого Комптон-эффекта:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}(1 - \cos\theta)}{m_e c^2}}, \quad E_e = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{m_e c^2}{E_{\gamma}(1 - \cos\theta)}}$$

где θ — угол вылета рассеянного γ -кванта в СЦИ;

- для обратного Комптон-эффекта:

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma} \frac{1 - \beta \cos\theta_1}{1 - \beta \cos\theta_2 + \left(\frac{E_{\gamma}(1 - \cos\theta)}{E_e} \right)}$$

где θ_1 — угол между направлением движения электрона и падающего на него γ -кванта; θ_2 — угол между направлением движения электрона и рассеянным γ -квантом; θ — угол между падающим и рассеянным γ -квантами.

В завершении статьи авторы выражают большую признательность д.ф.-м.н., профессору Каныгиной О.Н. оказавшую помощь при обсуждении по рентгенооптической схеме метода измерений, структурной схеме экспериментальной установки, а также по результатам определения пористости объемных образцов по величине коэффициента приведенного рассеяния.

Список литературы

1. Аджиева М.Д., Кувшынов Н.А. Лелюхин А.С., Каныгина О.Н.// Оренбургский государственный университет. Вестник ОГУ №9 (145) сентябрь 2012 г.
2. Каныгина О.Н., Айтимбетова А.Н. Применение рентгеновской радиографии для исследования пористой керамики // Вестник КРСУ. - 2004. - Т. 4, №4. - С. 60-63.
3. Муслимов Д.А., Лелюхин А.С. «Программа расчета приведенного спектра рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом». Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2010613534 от 28.05.2010. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Россия.
4. Муслимов Д.А., Лелюхин А.С. «Модуль для расчета сечений взаимодействия квантов рентгеновского излучения с веществом». Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2010613532 от 28.05.2010. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Россия.
5. Черняев А.П. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. - М.: Физматлит, 2004. - 152 с.
6. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом: Учеб. пособие — М.: ООП физического факультета МГУ, 2019.— 104 с.

УДК: 536.12.34

ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF MAGNETIC LIQUIDS

D.S. Dzhuraev

Polytechnic Institute of Tajik Technical University. ac. M.S. Osimi, Khujand, Tajikistan, e-mail: juraev77@mail.ru

Annotation. This article describes the method of production, the scope, the change in the properties of magnetic fluids when exposed to a magnetic field. In addition, some characteristics, the dependence of the dielectric constant, electrophysical and electrical properties of magnetic fluids on the concentration of ferromagnetic particles and temperature are given.

Key words: *magnetic fluid, dielectric constant, electrophysical properties, electrical properties, magnetic fields, temperature.*

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Д.С.Жураев

Политехнический институт Таджикского технического университета. переменный ток. МИЗ. Осими, Худжанд, Таджикистан, e-mail: juraev77@mail.ru

Аннотация. В данной статье приведены способ получения, область применения и изменение свойств магнитных жидкостей при воздействии магнитного поля. Кроме того, приведены некоторые характеристики, зависимости диэлектрической проницаемости, электрофизические и электрические свойства магнитных жидкостей от концентрации ферромагнитных частиц и температуры.

Ключевые слова: магнитная жидкость, диэлектрическая проницаемость, электрофизические свойства, электрические свойства, магнитное поле, температура.

Methods for producing magnetic fluids are diverse. Some are based on the grinding of iron, nickel, cobalt to hundredths of a micron using mills, an arc or spark discharge, using sophisticated equipment and at the cost of high labor costs.

Magnetic liquids do not belong to materials of mass demand. As a rule, they are produced in small batches and used in high-tech devices and devices: in sealing systems for inputting rotating shafts, anti-friction units and dampers, in ultrasonic flaw detection and high-quality loudspeakers, rare-element magnetic separators, tilt sensors and high Sensitive accelerometers, micromanometers and actuators of robots.

The use of magnetic fluids in various fields of science and technology also predetermines the variety of requirements for their physicochemical and electrical characteristics, taking into account the specific conditions for their use. In most cases, a number of properties of magnetic fluids uniquely determine the effectiveness of its operation, regardless of the scope. Among them, saturation magnetization and resistance to the action of gravitational forces and magnetic fields can be called - the higher they are, the higher output indicators of magneto-liquid devices are usually achieved. This cannot be said of other properties of magnetic fluids, since they are differentiated depending on the conditions of use. Such characteristics of magnetic fluids include viscosity, volatility, toxicity, heat resistance, and special requirements for chemical resistance to working fluids, which were described in sufficient detail in the literature [1–7]. For example, when used in high-speed seals and bearing assemblies, magnetic fluids must have low viscosity and volatility in combination with high heat resistance; when used as magnetic ink - on the contrary, high volatility. When using magnetic fluids in biology and medicine, it must be taken into account that they must be non-toxic and resistant to contact with living cells and body tissues [8–11].

The main means of controlling magnetic fluids is the magnetic field. For example, by applying an inhomogeneous magnetic field to them, it is possible to

achieve bulk ponderomotive forces several orders of magnitude greater than gravity. These forces are used in magneto-liquid separators, acceleration sensors, etc. Due to the possibility of localizing magnetic fluids by a magnetic field, magneto-fluid seals, controlled lubricants, magnetically sensitive fluids for flaw detection, and others were developed. In practice, a wide variety of magnetic fluids are used, among which magnetic fluids based on mineral oils and organosilicon media should be distinguished. The viscosity of such magnetic fluids with a saturation magnetization of 20–40 kA / m can reach a value of the order of 10⁴; therefore, they are sometimes identified with magnetic pastes. For the needs of medicine, magnetic fluids based on edible vegetable oils are being developed.

The development of studies of structured magnetic fluids and the possibility of their practical use (in particular, magnetic fluids with a microdroplet structure) led to the idea of artificially creating multiphase magnetizable media - magnetic fluids with a non-magnetic filler. Such liquids can be widely used as a magnetically sensitive medium, which indicates the prospects of their application for solving some problems of chemical technology, instrument making, etc. In this regard, studies of the properties of magnetic fluids with non-magnetic filler, in particular, the formation of an anisotropic structure and the characteristics of the optical properties of such systems associated with these processes, are becoming relevant. Similar studies could be useful in the theoretical description of liquid multiphase magnetizable media.

With increasing temperature, the electrophysical parameters of magnetic fluids increase, such as electric capacity, permittivity, conductivity, and dielectric loss tangent [12]. Moreover, the nature of their dependences on the concentration of the solid phase does not change [13–16]. The electrical properties of magnetic fluids in with increasing concentration of ferromagnetic powders can change by more than an order of magnitude under the influence of a magnetic field. This fact is a significant result and can find practical application in the synthesis of new functional materials, as well as in the creation of controlled electrical modules.

Literature

1. Taketomi S., Tikazumi S. Magnetic fluids. Per. from English / Edited by V.E. Fertman. –M.: Mir, 1993. 69 - 94, 113 - 122, 125 - 137s.
2. Fertman V.E. Magnetic fluids. Minsk.: Higher. School, 1988. 9 - 44, 104 - 162s.
3. Morozova T. F. Formation of a structure in magnetic fluid under the influence of polarizing voltage. Abstract. Diss ... cand. physical mat. sciences. Stavropol, 2002. –24 p.
4. Bejanyan M. A. Effects of the interaction of magnetic fluid droplets with electric and magnetic fields. Abstract. Diss ... cand. physical mat. sciences. Stavropol, 2002. –18 p.
5. Larionov Yu. A. Kinetics of structuring magnetic colloid in the near-electrode layer. Abstract. Diss ... cand. physical mat. sciences. Stavropol. 2002, –24 p.

6. Malsugenov OV. Kaplestruyny movement of magnetic fluid in electric and magnetic fields. Abstract. Diss ... cand. physical mat. sciences. Stavropol, 2004. – 24 p.
7. Grabovsky Yu. P. Development of physicochemical principles for the synthesis of magnetic fluids with predetermined properties. Abstract. Diss. ... dr. tech. sciences. Stavropol, 1998. –44 p.
8. Levin B. E., Tretyakov Yu. D., Letyuk L. F. Physicochemical principles of production, properties and application of ferrites. M.: Metallurgy, 1979. –P.55 - 67, –P.88 - 110.
9. Tretyakov Yu. D., Oleinikov N. N., Mozhaev A. P. Fundamentals of cryochemical technology. M.: Higher school, 1987. –P.104 - 114.
10. Cherkasova OG Physical and chemical principles of the use of finely dispersed magnetic materials in pharmacy. Abstract. diss ... dr. farm. sciences. –Moscow, 1993. – 35 p.
11. Nesterenko V. M., Aprosin Yu. D., Shlimak V. M. // Thesis. Doc. III All-Union. Conf. on the use of magnetic fluids in biology and medicine. –Sukhumi, 1989. – P.158 - 159.
12. Nachaeva O.A. Structural organization of magnetic colloids in electric and magnetic fields. Diss ... cand. physical mat. Sciences: 01.04.13. –Stavropol, 2003. –140 p.
13. Kozhevnikov VM, Morozova TF, Shatalov AF, Malsugenov OV Electric properties of thin layers of magnetic fluid of various concentrations under the influence of temperature / Abstracts of the regional scientific and technical conference “University science - North- Caucasus region. ” Stavropol, 1997. – S.80–83.
14. Kozhevnikov V.M., Larionov Yu.A., Morozova T.F. The influence of the structure of the surface layer of a magnetic fluid on conductivity / Materials of the regional scientific and technical conference STGTU. Stavropol, 1998. –P.69.
15. Morozova T.F. Electrical conductivity of a magnetic fluid in a constant electric field with a change in temperature / Materials of the regional scientific and technical conference STGTU. Stavropol, 1998. –P.82.
16. Kozhevnikov V.M., Morozova T.F., Shatalov A.F. Investigation of the dielectric loss tangent in thin layers of liquid dielectrics / Tez. doc. XXVII scientific and technical conference of StSTU. Stavropol, 1998 . p. 47.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Б.В. Шульгин, М.М. Кидибаев, В.Ю. Иванов, А.В Ищенко	Россия – Кыргызстан. О сотрудничестве в области научных исследований и коммерциализации технологий.....	3
Т.Э. Кулиш Д.А. Исмаилов К.М. Жумалиев	Состояние и проблемы разработки методик голографической интерферометрии на основе объемных регистрирующих сред.....	7
М.М. Кидибаев К. Шаршеев Г.С. Денисов	Большеразмерные монокристаллы.....	15
А.Ж. Жайнаков Р.Т. Султангазиева Б.Н. Медралиева	Численное моделирование сопряженных задач теплообмена при плазменной сварке.....	27
Н.К. Касмамытов И.В. Хромушин Ю.В. Ермолаев	Формирование микроструктуры и свойств BaCeO_3 при облучении электронами энергией 1,3 МэВ.....	37
А.Т. Татыбеков Г.Ж. Доржуева	Предел обнаружения и правильность в атомно-эмиссионном спектральном анализе.....	53
Р.Р. Камаев	Поляризационно – когерентные свойства случайного поля излучателя.....	57
Р.О. Оморов	Метод топологической грубости динамических систем: приложения к синергетическим системам.....	64
Р.О. Оморов	Робастная устойчивость интервальных динамических систем.....	70
Н. Райымкул кызы С.А. Токтогонов К. Шаршеев	Таза жана Cr^{3+} кошулмалуу LiKSO_4 кристаллынын электрондук спектрлери.....	76
Н.К. Касмамытов А. Койкуев	Определение пористости материалов по величине коэффициента приведенного рассеяния.....	85
D.S. Dzhuraev	Electrophysical properties of magnetic liquids.....	95

ПАМЯТКА ДЛЯ АВТОРОВ

Документы

- Сопроводительное письмо на имя главного редактора журнала печатается на бланке учреждения, представляющего статью.
- Рецензия.

Составные части статьи и порядок их следования

1. Объем материала от 4 до 10 страниц набранного текста оформленного в текстовом редакторе Microsoft Word, файл в формате .doc или .docx (шрифт 14, Times New Roman, интервал 1). Поля: верхнее, нижнее-20мм, левое-2,5мм, правое-15мм. Графический материал должен быть четким, разрешение не менее 300 пикселей

2. В верхнем левом углу указывается универсальная десятичная классификация (УДК)

3. Следующий абзац – название статьи указывается по центру (шрифт 14 полужирный ЗАГЛАВНЫМИ БУКВАМИ);

4. Во втором ряду фамилия имя отчество автора(ов);

5. В третьем ряду указывается полное название учебного заведения (место работы или учебы), город и страна.

6. Дальше через строку - аннотация не менее 50 слов на языке статьи (на русском и английском языках); *ключевые слова от 3 до 5 слов и словосочетаний* (на русском и английском языках)

8. Дальше через строку идет изложение материала (шрифт 14);

- **Введение** (состояние проблемы, задачи исследования);

- **Основная часть** – название в текст не вносится. Основную часть рекомендуется разбивать на разделы с названиями, отражающими их содержание: постановка задачи, методы исследования, математическая модель, обсуждение результатов и т.д.

- **Заключение** (выводы).

9. После основного текста указывается список литературы (Список использованной литературы). Список литературы оформляется не по алфавиту, а по мере того, как она встречается в тексте статьи. Схема списка литературы:

Авторы (обычный шрифт) → **название статьи** (обычный шрифт) → **выходные данные** (город, издательство) → **цифровые данные** (год, страницы). (Острейковский В.А., Карманов Ф.И. Статистические методы обработки экспериментальных данных с использованием пакета MathCAD. М.: ИНФРА-М, 2015. 207 с.).

10. Рисунки и таблицы набираются шрифтом Times New Roman 12 с одинарным междустрочным интервалом. Рисунки, диаграммы и таблицы создаются с использованием черно-белой гаммы. Использование цвета и заливок не допускается! Все рисунки и таблицы должны иметь название.

11. Формулы следует набирать с помощью редактора формул Microsoft Equation и нумеровать в круглых скобках (2).

Отдельным файлом подаются сведения об авторе

контактный телефон: (Viber, WhatsApp, Telegram, Mail.Ru Агент)

e-mail: _____

12. Авторы и рецензенты несут полную ответственность за содержание, стиль и качество оформление статьи.