

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И МАТЕРИАЛЫ
(ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)**

XXXII МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

МАТЕРИАЛЫ

**ELECTROMAGNETIC FIELD AND MATERIALS
(FUNDAMENTAL PHYSICAL RESEARCHES)**

XXXII INTERNATIONAL CONFERENCE

PROCEEDINGS

Посвящается 95-летию Московского энергетического института

Москва
Издательство МЭИ
2025

УДК 621.3
ББК 22.313
Э 455

Э 455 Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования). XXXII Международная конференция: материалы. – М.: Издательство МЭИ, 2025. – 320 с.

ISBN 978-5-7046-3296-2

В сборнике приведены доклады, представленные на XXXII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)», посвященной текущим достижениям и фундаментальным исследованиям в области теории электромагнитного поля, ядерной физики, физики элементарных частиц, физики плазмы и астрофизики. В материалах конференции также рассмотрены вопросы физических и математических основ спиновой электроники, физики сложных систем, исследования электромагнитных явлений в электротехнических и радиоэлектронных устройствах и агрегациях, проблемы создания и повышения эффективности ферритовых и резистивных материалов для радиопоглощающих покрытий различного применения.

УДК 621.3
ББК 22.313

Материал издается в авторской редакции

ISBN 978-5-7046-3296-2

© Коллектив авторов, 2025
© Национальный исследовательский
университет «МЭИ», 2025

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ XXXII МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ «ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И МАТЕРИАЛЫ (ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)

Сопредседатели:

Бутырин П.А., д.т.н., чл.-корр. РАН, НИУ «МЭИ» (Россия) *Серебрянников С.В.*, д.т.н., проф., НИУ «МЭИ» (Россия)

Члены Организационного комитета:

Абдулкеримов С.А., к.т.н., доцент, Филиал НИУ «МЭИ» в г. Душанбе (Таджикистан)

Горбачев А.А., д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, ФИАН (Россия)

Гуличева Е.Г., к.э.н., директор по международному сотрудничеству НИУ «МЭИ» (Россия)

Дягилева С.В., к.т.н., руководитель проекта, ООО «СКРМ» (Россия)

Качалина Е.В., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)

Карпунина М.В., ст. преп., НИУ «МЭИ» (Россия)

Ковалёв Д.И., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)

Козьмина И.С., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)

Комаров А.А., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)

Крутских В.В., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)

Локк Э.Г., д.ф.-м.н., г.н.с., ИРЭ РАН (Россия)

Михеев Д.В., к.т.н., к.э.н., зав. кафедрой, НИУ «МЭИ» (Россия)

Осипова М.С., ассистент, заместитель директора по международному сотрудничеству НИУ «МЭИ» (Россия) – **зам. ученого секретаря**

Погребисский М.Я., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)

Поляков П.А., д.ф.-м.н., проф., МГУ (Россия)

Сафин А.Р., д.ф.-м.н., проф., НИУ МЭИ (Россия)

Силаев М.А., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)

Федин М.А., д.т.н., проф., НИУ «МЭИ» (Россия)

Фланден В.С., ст. преп., НИУ «МЭИ» (Россия) – **ученый секретарь**

Шакирзянов Ф.Н., к.т.н., проф. (Россия)

Организаторы:

- Национальный исследовательский университет «МЭИ»
- Физически институт РАН им. П.Н. Лебедева (ФИАН)
- Институт электрофизики и электроэнергетики РАН
- Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.
- Академия электротехнических наук РФ
- Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
- Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель – *Серебрянников С.В.*, д.т.н., проф., НИУ «МЭИ» (Россия)

Заместитель председателя – *Поляков П.А.*, д.ф.-м.н., проф., МГУ (Россия)

Члены Программного комитета:

Алексейчик Л.В., д.т.н., проф., НИУ «МЭИ» (Россия)

Анненков А.Ю., к.ф.-м.н., с.н.с., ИРЭ РАН (Россия)

Банков С.Е., д.т.н., г.н.с., ИРЭ РАН (Россия)

Безъязыкова Т.Г., к.т.н., доц., СПбГУТ (Россия)

Бутырин П.А., д.т.н., чл.-корр. РАН, НИУ «МЭИ» (Россия)

Горбачев А.А., д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, ФИАН (Россия)

Далькаров О.Д., д.ф.-м.н., проф., ФИАН (Россия)

Демирчян К.С., д.т.н., академик РАН, НИУ «МЭИ» (Россия)

Демидович В.Б., д.т.н., проф., СПбЭУ «ЛЭТИ» (Россия)

Дуйшеналиев Т.Б., д.ф.-м.н., проф., (Киргизская Республика)

Коровкин Н.В., д.т.н., проф., СПбГПУ (Россия)

Локк Э.Г., д.ф.-м.н., г.н.с., ИРЭ РАН (Россия)

Михеев Д.В., к.т.н., к.э.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)

Нгуен Куок Ши, д.т.н., проф., (Вьетнам)

Садовников Б.И., д.ф.-м.н., проф., МГУ (Россия)

Сигов А.С., д.ф.-м.н., академик РАН, МГТУ МИРЭА (Россия)

Степович М.А., д.ф.-м.н., проф., КГУ им. К.Э. Циолковского (Россия)

Тарасов А.Е., к.т.н., проректор НИУ «МЭИ» (Россия)

Темников А.Г., д.т.н., зав кафедрой, НИУ «МЭИ» (Россия)

Хомич В.Ю., д.ф.-м.н., академик РАН, ИЭЭ РАН (Россия)

Черников Д.В., зам. начальника НИО АО «НИИП им. В.В. Тихомирова»

(Россия)

Шакирзянов Ф.Н., к.т.н., проф. (Россия)

Bao-Jun, prof. (China)

ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

Сопредседатели:

*д.т.н., чл.-корр. РАН П.А. Бутырин (НИУ «МЭИ»),
д.т.н., проф. С.В. Серебрянников (НИУ «МЭИ»)*

**МОСКОВСКИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ) –
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
И ПЕРЕДОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ
ДЛЯ ЭНЕРГЕТИКИ И ИННОВАЦИОННОЙ ЭКОНОМИКИ**

Н.Д. Рогалев

ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
Москва, Россия

Московский энергетический институт (в настоящее время – Национальный исследовательский университет, НИУ «МЭИ», МЭИ), созданный 95 лет назад для обеспечения кадрами реализации плана ГОЭЛРО – государственного плана развития электроэнергетической отрасли, является одним из ведущих технических вузов России, на протяжении десятилетий сохраняя лидерские позиции в области энергетики, электротехники и высоких технологий. Научно-исследовательская и инновационная деятельность НИУ «МЭИ» является основой его развития, позволяя не только готовить высококвалифицированных специалистов, но и создавать прорывные разработки для реального сектора экономики, прежде всего энергетики и смежных отраслей.

Мощная научно-исследовательская инфраструктура, начало формирования которой было положено в пятидесятых годах прошлого века организацией первых проблемных лабораторий и конструкторских бюро, в настоящее время включает более 100 научно-исследовательских лабораторий, специализированный опытный завод, уникальную учебно-экспериментальную теплоэлектроцентраль, центры коллективного пользования, уникальные научные установки, киберполигон, полигон возобновляемой энергетики, Центр инновационного развития НИУ «МЭИ», Инжиниринговый центр, Центр Национальной технологической инициативы «Технологии транспортировки электроэнергии и распределенных интеллектуальных энергосистем», Центр компетенций Минобрнауки России по продвижению результатов научно-технической деятельности в сфере безопасности и антитеррористической защиты объектов, в том числе для нужд СВО, а также Центр развития изобретательства.

В советский период в МЭИ осуществлялись разработки в области атомной энергетики, электрических сетей, тепловой и гидроэнергетики, машиностроения, информационных технологий и связи. Сегодня университет продолжает расширять горизонты научных исследований, уделяя особое внимание следующим актуальным направлениям:

- возобновляемая энергетика;
- интеллектуальные энергосистемы и цифровизация энергетики;
- энергомашиностроение, новые материалы и робототехника;
- радиотехника и электроника.

Университет является участником программы стратегического академического лидерства Минобрнауки России «Приоритет 2030». В рамках актуализированной Программы развития на 2025–2036 годы разработаны и реализуются

стратегические технологические проекты «Разработка и внедрение передовых информационных технологий, доверенных методов применения искусственного интеллекта (ИИ) и робототехники для цифровой трансформации энергетики, промышленности и развития электротранспорта», «Оборудование, новые материалы и технологии для обеспечения технологического лидерства предприятий топливно-энергетического комплекса России» и «От микросхемы до системы».

По решению Минобрнауки России и Правительства России НИУ «МЭИ» в 2024 году был включён в перечень 38 университетов, обеспечивающих подготовку инженерных кадров и научных разработок для технологического лидерства Российской Федерации. Стратегия развития НИУ «МЭИ» на период до 2030 г. и перспективный период до 2036 г. по обеспечению подготовки инженерных кадров и проведению научных разработок, направленных на обеспечение технологического лидерства была единогласно утверждена Экспертным советом по рассмотрению и утверждению стратегий развития образовательных организаций высшего образования, обеспечивающих подготовку инженерных кадров и научных разработок для технологического лидерства (Протокол от 27 февраля 2025 г. № ДА/3-пр).

Высокий уровень кадрового состава, осуществляющего научно-исследовательскую деятельность в МЭИ, подтверждается как количеством премий Правительства РФ в области науки и техники (восемь премий с 2013 г., в том числе для молодых учёных), так и высокой эффективностью подготовки научных кадров высшей квалификации (более 50%, что в четыре раза выше среднего значения по России). Этот результат во многом обеспечен созданной в университете уникальной комплексной системой подготовки кадров для технологического лидерства, включающей в себя программу «ЭТАЛОН» («Эффективность. Талант. Активность. Лидерство. Образование. Наука.»), Студенческое научное общество (СНО), программу Прорывных научных исследований (ПНИ), сеть студенческих конструкторских бюро (СКБ) и программу «Карта роста». Кроме того, для сопровождения научно-исследовательской и инновационной деятельности в НИУ «МЭИ» созданы информационные системы «Платформа исследователи-разработчики в сети» (ИС ПИРС) и «кВт идей».

НИУ «МЭИ» тесно взаимодействует с компаниями реального сектора экономики, выполняя значительные объёмы НИОКР по хозяйственным договорам для ПАО «Россети», ПАО «РусГидро», АО «Концерн Росэнергоатом», ООО «Газпром энергохолдинг», ПАО «Интер РАО», АО «СО ЕЭС», АО «Мособлэнерго» и многих других.

«МЭИ» остаётся флагманом энергетической науки в России, сочетая академические традиции с современными передовыми подходами. Интеграция образования, науки и инновационной деятельности позволяет университету вносить значимый вклад в технологический суверенитет страны и глобальное развитие энергетики.

225 ЛЕТ СО ДНЯ ОТКРЫТИЯ ВОЛЬТОВА СТОЛБА

П.А. Бутырин, П.А. Поляков, Ф.Н. Шакирзянов

E-mail: 3728049@mail.ru

В 1800 году Алессандро Вольта направил в английское королевское общество письмо, в котором подробно описал открытый им новый источник постоянного тока.

**Алессандро
Вольта**



В своем письме сэру Дж. Бэнксу [1] он писал « ... хочу сообщить Вам, а через Вас Королевскому Обществу, о некоторых поразительных результатах, к коим я пришел во время моих опытов с электричеством, возбуждаемым простым взаимным соприкосновением двух разных металлов, и даже иных проводников также различной природы, жидких или содержащих некоторую влагу, которой они как раз и обязаны своею проводимостью.

Самым основным и включающим почти все остальные результаты является постройка прибора, сходного по эффектам, т. е. по сотрясению, вызываемому в руках и т. д., с лейденскими банками или с такими электрическими слабо заряженными, но непрерывно действующими батареями, где бы заряд после каждого взрыва останавливался сам собой; одним словом, этот прибор обладает бесконечным зарядом, постоянным импульсом или действием электрического флюида. Но он в то же время значительно отличается от них и (непрерывным, ему свойственным, действием и тем, что он состоит исключительно из нескольких неэлектриков, выбранных среди самых лучших проводников, а потому совсем не обладающих, как считалось до сих пор, электрической природой. Лейденские же банки и электрические батареи, как известно, состоят из одной или более изолированных пластинок, из тонких слоев вещества, обычно считаемых электрическими, и снабжены проводниками

или так называемыми неэлектрическими телами. Действительно, мой прибор, который, несомненно, удивит Вас, представляет собой собрание некоторого количества хороших проводников разного рода, расположенных в известном порядке. Его образуют 30, 40, 60 и более кусков меди (или лучше серебра), наложенных каждый на кусок свинца (или лучше цинка), и такого же количества слоев воды или другого лучшего жидкого проводника, как, например, соленая вода, щелок и т. п., или кусков картона, кожи и тому подобное, пропитанных этими жидкостями. Мой новый прибор состоит, таким образом, из указанных слоев, помещенных между каждой парой, или комбинацией из двух различных металлов, из такой перемежающейся последовательности и всегда в одном порядке, этих трех проводников. Он по своим действиям подражает лейденским банкам или электрическим батареям, вызывая такие же сотрясения, как и они. Он, правда, значительно отстает от этих батарей, даже сильно заряженный, в отношении силы взрыва, искры, расстояния, на котором происходит разряд, и т. п. и действует как очень слабо заряженная батарея, в то же время обладающая огромной емкостью. С другой стороны, он бесконечно превосходит силу и возможности этих же батарей, ибо не требует предварительной зарядки посторонним электричеством и вызывает сотрясение всякий раз, когда к нему прикасаются надлежащим образом, сколько бы раз это ни проделывалось. ...»

В приведенном фрагменте оригинальной работы Вольты описал основные особенности открытого им источника электричества и принципиальную разницу этого источника от ранее существовавших: лейденской банки и электростатической машины. Отметил, что новый источник имеет огромную электрическую емкость и может производить электричество (постоянный электрический ток) длительное время. Это открытие привело к бурному развитию электромагнетизма, электротехники и физической химии в первой половине 19-го века. Используя работы Вольты, англичане А. Карлейль и У. Никольсон уже в 1800 г. обнаружили химическое действие электрического тока, разложив воду. Спустя 2 года В. В. Петров открыл электрическую дугу. В 1807 г. Г. Дэви путем электролиза впервые получил щелочные элементы. На рубеже 1820-х годов благодаря исследованиям Ампера, Био, Савара, Лапласа, Эрстеда было открыто магнитное взаимодействие токов, а в 1831 году Фарадей открыл явление электромагнитной индукции.

Приведем краткую биографию Алессандро Вольты и его основные научные достижения. Алессандро Джузеппе Антонио Анастасио Вольты родился 18 февраля 1745 г. в городе Комо Миланского герцогства (Италия). Его родители, происходящие из знатного дворянского рода, направили юного А. Вольты на обучение в школу ордена иезуитов, предполагая, что впоследствии он посвятит себя церковной деятельности. Однако А. Вольты с юных лет увлекся естественными науками и посвятил свою жизнь научной деятельности. Его первая печатная работа в 1769 г. была посвящена лейденской банке, основному источнику электричества того времени. В 1771 г. вышла его работа об электростатической машине из дерева. Эти первые ранние работы свидетельствовали о большой эрудиции молодого исследователя, хотя и не содержали принципиально новых результатов, но были отмечены ведущими

учеными того времени. А. Вольта был приглашен преподавателем физики в гимназию города Комо, где в последствии стал профессором. Наиболее значимая оригинальная работа, принесшая ему мировую известность, была выполнена в 1775 году. В этой работе Вольта нашел новый способ возбуждения электрических зарядов, используя явление электрической индукции, получившей в дальнейшем название электрофор Вольта. Это открытие легло в основу нового типа мощных электрофорных (электростатических) машин для производства электрических зарядов.

Кроме исследований по электричеству А. Вольта провел важные исследования и в других областях физики и химии: исследовал тепловое расширение воздуха, наблюдал (1790) диффузию, установил проводимость пламени (1787), обнаружил метан (1776), предложил проект электростатического телеграфа с использованием изобретенного флогистонного пистоля (1777). Но самым выдающимся его достижением является открытие нового (химического) источника постоянного тока, получившего название вольтова столба, или гальванического элемента Вольта. Исследования в этом направлении были стимулированы выходом в 1791 году работы Луиджи Гальвани «Трактат о силах электричества при мышечном движении», в котором Л. Гальвани объяснял сокращение мышц препарированной лягушки при соприкосновении металлических предметов (скальпеля) наличием в ней животного электричества между нервами и мышцами. Этими работами заинтересовался А. Вольта и будучи маститым ученым на склоне лет тщательно повторил опыты Гальвани и проделал серию новых исследований. В результате этих экспериментов он пришел к важному выводу, что источником электричества является не животное электричество, а контакт разнородных металлов, помещенных в жидкую соленую или щелочную среду (электролит), и открыл, и сконструировал новый (химический) источник постоянного тока – Вольтов столб.

225th ANNIVERSARY OF THE DISCOVERY OF THE VOLTAIC PILLAR

P.A. Butyrin¹, P.A. Polyakov², F.N. Shakirzianov²

¹National Research University «MPEI», Moscow, Russia

²Federal State Budget Educational Institution of Higher Education M.V.Lomonosov
Moscow State University, Moscow, Russia

E-mail: 3728049@mail.ru

**СЕКЦИЯ 1: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ**

*Сопредседатели: д.ф.-м.н., проф. О.Д. Далькаров (ФИАН),
д.ф.-м.н., проф. М.А. Степович (Ивановский госуниверситет)*

ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ С УЧЕТОМ ЕГО ТОРМОЗЯЩЕГО ЭФФЕКТА

**А.Р. Лепешкин, М.А. Федин, А.Б. Кувалдин, А.В. Данченко,
С.С. Кондрашов**

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: lepeshkin.ar@gmail.com

Проведен анализ различных видов электронагрева вращающихся деталей, применяющихся на отечественных и зарубежных стендах и установках в промышленности. Индукционный нагрев для обеспечения теплового состояния дисков турбин имеет преимущества перед другими видами нагрева. Рассматриваются особенности процессов нагрева вращающегося диска и работы электродвигателя с учетом тормозящего действия магнитного поля магнитов. Приведены результаты исследований теплового состояния вращающегося диска в электромагнитном поле постоянных магнитов на разных частотах вращения и электрические характеристики электродвигателя с учетом тормозящего эффекта.

Ключевые слова: электромагнитное поле, нагрев, вращающийся диск, постоянный магнит, электродвигатель, тормозящий эффект.

Введение

В промышленности широко используется как индукционный нагрев, так и другие виды электронагрева для обеспечения заданных температурных режимов деталей, изделий и заготовок в различных технологических процессах. Индукционный нагрев для моделирования и обеспечения тепловых режимов дисков турбин газотурбинных двигателей и установок широко применяется в авиационной промышленности и энергетике [1].

Тепловые циклические испытания дисков и лопаток турбин газотурбинных установок (ГТУ) и газотурбинных двигателей (ГТД) и других деталей машин с воспроизведением эксплуатационных тепловых процессов и механического нагружения по разработанным методикам проводятся на разгонных и специализированных стендах с использованием индукционного нагрева. На данных стендах и установках осуществляются мероприятия по энергосбережению при испытаниях деталей турбин и машин [1-3].

Применяются различные методы нагрева: индукционный [1-12], аэродинамический, газодинамический [13], радиационный [14, 15] для реализации тепловых процессов в телах вращения для проведения разгонных и термоциклических испытаний дисков и изделий авиационных газотурбинных двигателей (ГТД), турбин энергетических установок и других вращающихся деталей машин на разгонных и специализированных стендах и установках [1-5]. Индукционный нагрев [1-7] позволяет обеспечить высокие скорости нагрева и получить заданное неравномерное распределение температур по радиусу диска, соответствующего эксплуатационным условиям при испытаниях на разгонных стендах [1-5]. Натурные эксперименты и разгонные испытания с индукционным нагревом вращающихся дисков на установках и стендах связаны с существенными материальными затратами.

Также индукционному нагреву вращающихся дисков и других вращающихся деталей, цилиндрических заготовок и изделий посвящены работы [1-12].

Обычная система индукционного нагрева вращающихся дисков турбин состоит из нескольких плоских кольцевых индукторов [5], расположенных на разных радиусах диска, которая имеет следующие недостатки. Указанная система нагрева требует использования нескольких источников питания и соответственно повышенного электропотребления. Ее недостатком является также и невозможность получения дополнительной тепловой энергии за счет вращения, т.к. индукторы осесимметричные. Индукторы расположены дискретно по поверхности диска и поэтому появляются локальные отклонения температур $\pm 30\div 40$ °С в радиальном направлении. Кроме того, установки индукционного нагрева отличаются высокой стоимостью и требуют дополнительного оборудования по их электроснабжению.

В связи с этим, актуальна разработка новых энергосберегающих методов нагрева, которые снижают материальные затраты и позволяют экономить электроэнергию, в том числе, и разработка нового метода нагрева с применением сильных постоянных магнитов с улучшенными характеристиками.

Установка для нагрева вращающихся дисков с использованием постоянных магнитов

При вращении детали в поле магнитов в ней наводится ЭДС и, таким образом, появляется тепловая энергия (мощность внутренних источников тепла при определенных условиях в зависимости от формы магнитов).

Разработка методики нагрева - получения тепловой энергии в дисках за счет вращения (выделения мощности внутренних источников тепла) в магнитном поле, созданном постоянными магнитами является актуальной задачей. При термоциклических испытаниях максимальная частота вращения дисков может составлять 5000÷50000 об/мин. Также не исследованы вопросы комбинированного нагрева вращающихся дисков с применением постоянных магнитов.

Технология изготовления современных постоянных магнитов совершенствуется и достигла определенного прогресса и в настоящее время для нагрева вращающихся малоразмерных дисков можно применить постоянные магниты из редкоземельных сплавов – неодим-железо-бор и самарий-кобальтовых сплавов, производство которых началось сравнительно недавно. Они намного сильнее обычных ферритовых магнитов и магнитов из других магнитных материалов. Это позволило использовать их в промышленности, в частности, они нашли широкое применение в электродвигателях и генераторах для получения электрической или механической энергии.

Исследования теплового состояния дисков, вращающихся в постоянном магнитном поле проводились с использованием сильных магнитов из сплава неодим-железо-бор, т.к. они имеют значительную магнитную индукцию около 1 Тл. Необходимо учитывать, что их рабочая температура составляет 80 °С. Выше этой температуры они теряют магнитные свойства. Кроме того, они обладают

хрупкостью. Однако хрупкость сильных постоянных магнитов из самарий-кобальтовых сплавов еще выше по сравнению с магнитами из сплава неодим-железо-бор.

Физика нагрева вращающегося диска в поле постоянных магнитов состоит в следующем. ЭДС наводится при вращении диска в магнитном поле, создаваемом постоянным магнитом, в соответствии с законом электромагнитной индукции Фарадея. В результате чего возникают индуцированные токи. На небольшой частоте вращения указанная ЭДС мала. При увеличении частоты вращения увеличивается скорость изменения (пульсации) магнитного потока в диске и наведенная ЭДС становится значимой в диапазоне больших частот вращения. В результате мощность внутренних источников тепла увеличивается и повышается интенсивность нагрева вращающегося диска.

В данной работе рассматривается новый метод нагрева дисков, вращающихся в постоянном магнитном поле, с учетом выделения мощности внутренних источников тепла на различных частотах вращения [2].

Создана экспериментальная установка (рис. 1) для проведения исследований нагрева дисков и деталей, вращающихся в электромагнитном поле, созданном с использованием постоянных магнитов.

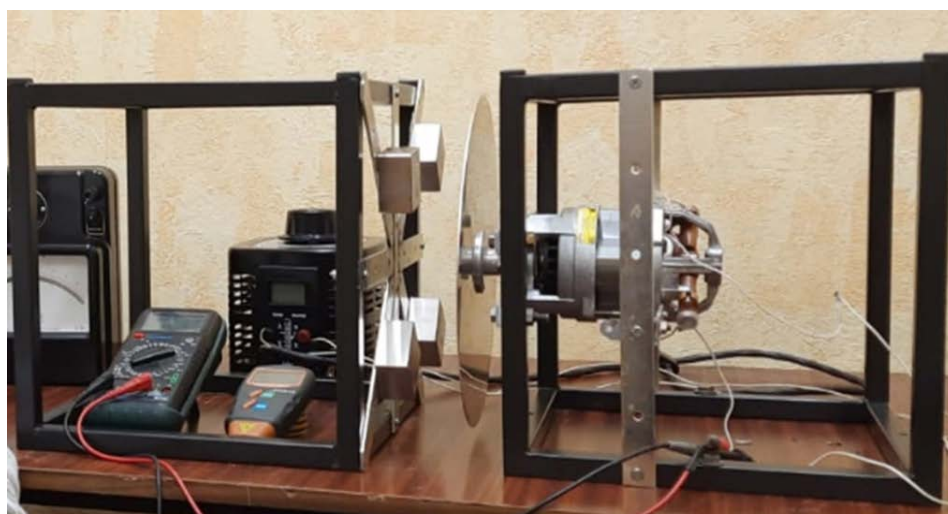


Рисунок 1 – Установка для нагрева дисков и деталей, вращающихся в электромагнитном поле постоянных магнитов

Экспериментальная установка (рис. 1) состоит из двух крепежных кубических рам, вращающегося диска, постоянных магнитов, измерительной тепловизионной аппаратуры, датчика частоты вращения и лабораторного автотрансформатора для регулирования частоты вращения электродвигателя. На первой крепежной раме установлен электродвигатель переменного тока, имеющий номинальную частоту вращения 12000 об/мин и датчик частоты вращения. На валу электродвигателя закреплен диск с помощью разработанного специального переходника. На второй крепежной раме установлены сильные постоянные магниты (из сплава неодим-железо-бор).

Результаты исследований

Целью исследований в данной работе является определение параметров нагрева вращающегося диска и изменения характеристик электродвигателя в зависимости от частоты вращения, времени процесса нагрева с учетом параметров магнитов и зазора между магнитами и диском.

На созданной экспериментальной установке с использованием тепловизора и датчика частоты вращения для бесконтактных измерений температуры и частоты вращения диска были проведены исследования нагрева и теплового состояния диска (из нержавеющей стали), вращающегося на разных частотах вращения в электромагнитном поле, созданном постоянными магнитами при разных величинах зазора между вращающимся диском и магнитами. В процессе исследований были получены экспериментальные данные и построены зависимости. Параметры теплового состояния диска зависят от частоты вращения диска (параметров электродвигателя), от расположения магнитов на конкретных радиусах диска и их количества, от зазора между вращающимся диском и магнитами и от коэффициента теплоотдачи конвективного теплообмена в зоне нагрева вращающегося диска.

Между диском и магнитами был установлен зазор 3-4 мм. Измерения температур диска проводились с помощью тепловизора при постепенном увеличении частоты вращения до 5000 об/мин. При этом регистрировались также изменения тока и напряжения электродвигателя. По полученным экспериментальным данным построены зависимости температуры (рис. 2), величины тока (рис. 3) от частоты вращения.

В процессе работы установки было обнаружено тормозящее действие на вращающийся диск от магнитного поля постоянных магнитов. При вращении диска возникали пульсации магнитного потока и, соответственно, наводились вихревые токи в диске при пересечении материала диска линий магнитного поля постоянных магнитов. Электромагнитное поле от вихревых токов начинало взаимодействовать с магнитным полем от постоянных магнитов. Из-за этого взаимодействия возникала сила, которая тормозила вращающийся диск. Для компенсации этого тормозящего действия потребляемый ток электродвигателя увеличивался. На зависимость тока электродвигателя от частоты вращения (рис. 3) влияло это тормозящее действие.

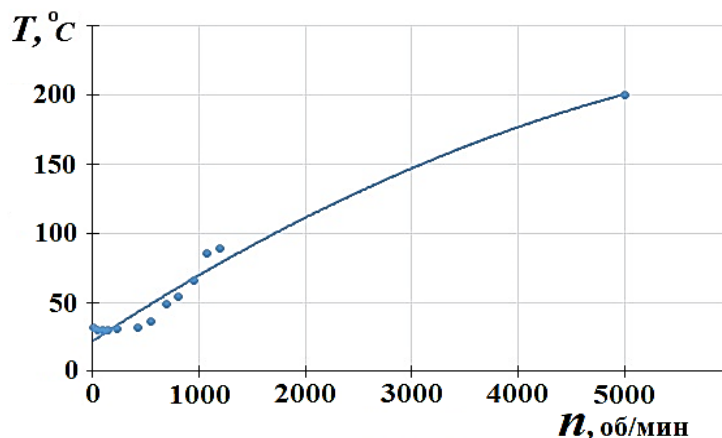


Рисунок 2 – Экспериментальная зависимость температуры диска от частоты вращения

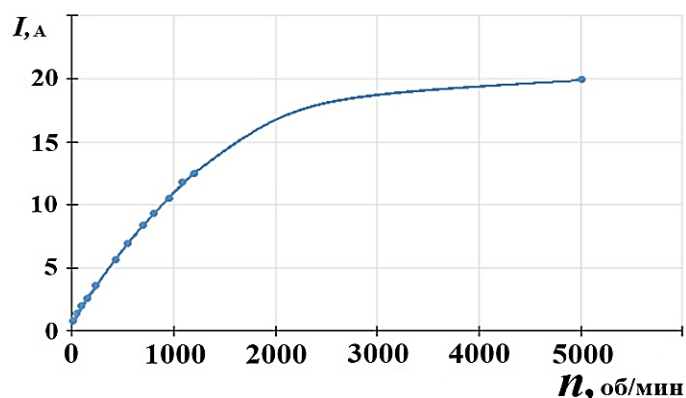


Рисунок 3 – Экспериментальная зависимость тока электродвигателя от частоты вращения

Кроме того, получены экспериментальные данные изменения температуры диска от времени (рис. 4) на частоте вращения 5000 об/мин. В начале этого процесса нагрева был осуществлен быстрый выход электродвигателя на указанную частоту вращения.

На рис. 4 также показаны экспериментальные точки температур диска и расчетная кривая изменения температуры, полученная с помощью программного комплекса Elcut. В расчете задавался коэффициент теплоотдачи $200 \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, определенный ранее на основе анализа проведенных расчетно-экспериментальных исследований.

Полученные экспериментальные результаты исследований показывают, что с использованием сильных постоянных магнитов можно повысить эффективность нагрева вращающихся дисков. В дальнейшем необходимо совершенствовать разработанную установку для получения более высоких температур вращающихся дисков с использованием электродвигателя, имеющего улучшенные характеристики.

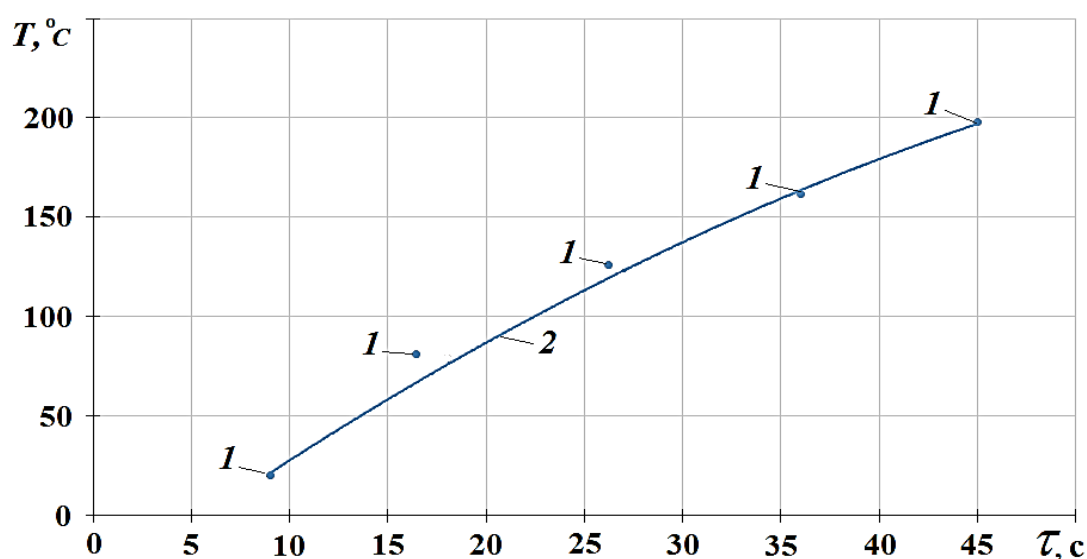


Рисунок 4 – Кривая температуры обода вращающегося диска в зависимости от времени нагрева на частоте 5000 об/мин.:

1 – экспериментальные точки, 2 – расчетная кривая

Заключение

Разработана установка для нагрева вращающихся дисков в электромагнитном поле постоянных магнитов. Рассматриваются особенности процессов нагрева вращающегося диска и работы электродвигателя с учетом тормозящего действия от магнитного поля постоянных магнитов. Приведены результаты исследований теплового состояния вращающегося диска в электромагнитном поле постоянных магнитов на разных частотах вращения и результаты исследований электрических характеристик электродвигателя с учетом тормозящего эффекта. Полученные экспериментальные результаты исследований показывают, что с использованием сильных постоянных магнитов можно повысить эффективность нагрева вращающихся дисков. Разработанные установка и метод с сильными постоянными магнитами могут использоваться для нагрева вращающихся дисков турбомашин в авиационной и металлургической промышленности, энергетике и машиностроении.

Список литературы

1. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р. Скоростные режимы индукционного нагрева и термонапряжения в изделиях. Монография, М.: Инфра-М, 2019, 282 с.
2. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р., Лепешкин С.А. Способ получения энергии и устройство для его реализации. Пат. 2416869 Российская Федерация, МПК H02N 11/00.; Заявитель и патентообладатель НИУ "МЭИ". № 2010117026/07; заявл. 30.04.2010; опубл. 20.04.2011, бюл. № 11.
3. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р., Лепешкин С.А. Метод испытаний дисков турбомашин и бандажей роторов турбогенераторов с использованием индукционного нагрева // Электричество, 2009, № 7, с. 33-38.
4. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р. Выбор режимов индукционного нагрева и индукторов для моделирования термонапряженного состояния дисков турбин // Электротехника. 1998. № 5. С. 39-46.
5. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р. Особенности термомеханического нагружения дисков турбомашин с применением индукционного нагрева // Вестник МЭИ. 1996. № 3. С. 107-112.
6. Маннанов Э.Р., Галунин С.А., Никаноров А.Н., Наке Б., Козулина Т.П. Разработка индукционных систем для нагрева дисков // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2019. Т. 12. № 2. С. 23-31.
7. Zgraja J. Simplified simulation technique of rotating, induction heated, calender rolls for study of temperature field control // Open Phys. 2018. Vol. 16. pp. 326-331.
8. Fraczyk A. and Kucharski J. "Surface temperature control of a rotating cylinder heated by moving inductors // App. Therm. Eng., 2017. Vol. 125. pp. 767-779, 2017.
9. Mannanov E., Galunin S., Nikanorov A., Nacke B. "Simulation algorithm for induction heating of rotated workpieces with complex shape // XVIII International UIE - Congress "Electrotechnologies for Material Processing", Hannover (Germany), June 6-9, 2017. pp. 491-496.
10. Witek L. Stress analysis of turbine components under spin rig thermomechanical condition // Aviation. 2004. Vol. VIII, No. 4. pp. 21-26.
11. Karban P., Mach F., Doležel I., Barglik J. Higher-order finite element modeling of rotational induction heating of nonferromagnetic cylindrical billets // Compel. 2009. Vol. 30. pp. 1517-1527.
12. Nimptsch H., Exnowski S., Kulig S. A system for inductive heating of turbine rotor disks. EP Patent. No. 2644826. 02.10.2013. Bull. 2013/40.
13. Topouris S., Stamenkovic D., Olphe-Galliard M. et al. Heat dissipation from stationary passenger car brake discs // Journal of Mechanical Engineering. 2020. Vol. 66. No. 1. pp. 15-28.
14. Luberti D, Patinios M, Jackson R et. al. Design and testing of a rig to investigate buoyancy-induced heat transfer in aero-engine compressor rotors // Journal of Engineering for Gas Turbines and Power: Transactions of the ASME. 2021. Vol. 143, No. 041030.
15. Endo H., Wetherbee R., Kaushal N. Advancement in heated spin testing technologies // Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition.. June 3-7, 2013. San Antonio, Texas, USA. GT2013.

**STUDY OF HEATING OF ROTATING DISKS
IN THE ELECTROMAGNETIC FIELD OF PERMANENT MAGNETS
TAKING INTO ACCOUNT ITS BRAKING EFFECT**

**A.R. Lepeshkin, M.A. Fedin, A.B. Kuvaldin, A.V. Danchenko,
S.S. Kondrashov**

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: lepeshkin.ar@gmail.com

An analysis of various types of electric heating for rotating parts used in domestic and international industrial rigs and installations is conducted. Induction heating for maintaining the thermal state of turbine disks offers advantages over other heating methods. The characteristics of the heating processes of the rotating disk and the operation of the electric motor are examined, taking into account the braking effect of the magnets' magnetic field. The results of studies of the thermal state of the rotating disk in the electromagnetic field of permanent magnets at different rotational speeds and the electrical characteristics of the electric motor, taking into account the braking effect are presented.

Key words: electromagnetic field, heating, rotating disk, permanent magnet, electric motor, braking effect.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОДНОЧАСТОТНОМ И МНОГОЧАСТОТНОМ КОАКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЯХ ПОВЫШЕННОЙ ЧАСТОТЫ

А.Р. Лепешкин, М.А. Федин, А.Б. Кувалдин, А.В. Данченко,

М.С. Осипова, М.А. Булатенко

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: leshkin.ar@gmail.com

Рассматриваются математическое моделирование и исследования параметров электромагнитного поля в одночастотном и многочастотном коаксиальных кабелях повышенной частоты при передаче электрической энергии высокой частоты. Получены результаты исследований и проведен анализ распределений плотности тока и напряженности магнитного поля в одно- и многочастотном коаксиальных кабелях при передаче электрической энергии повышенной частоты на разных частотах тока с учетом взаимодействия разных электромагнитных полей и поверхностных эффектов.

Ключевые слова: электромагнитное поле, частота тока, плотность тока, напряженность магнитного поля, распределения, многочастотный коаксиальный кабель.

Введение

Актуальная проблема современной малой электроэнергетики – это передача электроэнергии по линиям электропередачи (ЛЭП) на небольшие расстояния для энергосбережения и обеспечения электроснабжения малых электропотребителей. Для передачи электроэнергии на указанные расстояния применяется обычно трёхфазная система передачи электрической энергии на промышленной частоте. У предоставленного метода есть много недостатков: крупные потери электроэнергии в проводах, частые короткие замыкания проводов, большое потребление цветных металлов. С целью решения данной проблемы возможно использовать однопроводную систему передачи электроэнергии.

Для этого вместо воздушных линий можно использовать кабельные коаксиальные линии повышенной частоты и сформировать указанные линии электропередачи с невысокими потерями. При этом снижаются материальные затраты на электротехническое оборудование и трансформаторы (значительно уменьшаются их габариты).

Система электроснабжения с одночастотной кабельной линии электропередачи повышенной частоты включает: источник электрической энергии, передающий преобразователь частоты, передающий повышающий трансформатор, одноцепная линия электропередачи повышенной частоты в виде коаксиального высоковольтного кабеля, приемный понижающий трансформатор с двумя вторичными обмотками, к первой вторичной обмотке приемного трансформатора подключаются устройства индукционного нагрева, ко второй вторичной обмотке - приемный преобразователь частоты, к которому присоединяется одно-или трёх фазная нагрузка малых электропотребителей.

Целью данной работы является исследование распределений плотности тока и напряженности магнитного поля в одно- и многочастотном коаксиальных кабелях при передаче электрической энергии высокой частоты.

Коаксиальная линия передачи энергии является направляющей системой закрытого вида и представляет собой два металлических проводника цилиндрической формы, расположенных один внутри другого так, что их оси совпадают. Внутренний проводник обычно сделан из сплошного металла или состоит из нескольких более тонких проводников соприкасающихся друг с другом. Наружный проводник имеет вид металлической трубки, которая может быть сплошной трубкой или сплетена из тонких проволок в виде цилиндрической металлической оплетки.

Электромагнитное поле в коаксиальной линии заключено в пространстве между внутренним, т.е. центральным проводником, и наружным проводником, который называют ещё внешним проводником или оболочкой. При передаче по коаксиальной линии высокочастотной энергии по проводникам её текут токи, которые благодаря поверхностному эффекту сосредоточены в проводниках неравномерно. Благодаря этому свойству коаксиальная линия является полностью экранированной линией передачи электромагнитных волн.

Геометрическими параметрами коаксиальной линии, которые определяют её электрические свойства, являются: диаметр внутреннего проводника, внутренний диаметр оболочки и длина проводника. Внутренний проводник отделен от оболочки слоем диэлектрика с некоторой толщиной. В качестве диэлектрика обычно применяется полиэтилен или фторопласт.

Для многих практических задач требуется определять параметры линий электропередачи: активное сопротивление и индуктивность и др. Даже простейший расчет падения напряжения на участке линии требует этих параметров. Однако для проводников переменного тока характерен указанный выше поверхностный эффект (скин-эффект). С одной стороны скин-эффект хорошо известен и представлен почти в каждом учебнике [1-2] и работах [3-5], но с другой стороны в них рассмотрен только простейший случай цилиндрического монометаллического провода.

Высокая вычислительная сложность учета скин-эффекта аналитическим методом проявляется даже в простейших случаях [1-2]. Например, даже простейший случай цельного цилиндрического провода требует вычисления специальной функции Бесселя от комплексного аргумента [1-2]. Но насколько оправданы игнорирование и использование только простейших формул его учета. На этот вопрос могли бы ответить численные расчеты, но исследователи мало их используют. Данная тематика с использованием численных методов разрабатывалась и использовалась в специализированных работах [5-10]. Следует отметить, что указанный скин-эффект, связанный с глубиной проникновения тока, выражен более сильно в области высоких частот, при этом глубина проникновения тока уменьшается [6-10]. В области низких частот скин-эффект и распределения плотности тока исследовались с помощью численных методов в сталеалюминиевых проводах (повивах) на промышленной частоте в работах [5].

В работах [11, 12] не рассматривались количественные распределения плотности тока и другие параметры электромагнитного поля по толщине центрального проводника и оплетки коаксиального кабеля. Кроме того, исследование распределений плотности тока и напряженности магнитного поля в многочастотном коаксиальном кабеле при передаче электрической энергии высокой частоты раньше не рассматривалось и в данной работе такое исследование проведено впервые.

Результаты исследований

В общем случае параметры электромагнитных полей [13-17] с использованием численных методов определяются в различных устройствах [14-17].

В частности, по сравнению с другими устройствами, следует отметить способность коаксиальной линии (пары) пропускать широкий спектр частот конструктивно, что обеспечивается коаксиальным расположением внутреннего и внешнего проводников. Особенности распространения электромагнитной энергии по коаксиальной паре обусловлено возможностью уплотнения в широком спектре частот и ставят высокочастотные связи в преимущественное положение по сравнению с низкочастотными. Взаимодействие электромагнитных полей внутреннего и внешнего проводников коаксиальной пары таково, что внешнее поле почти равно нулю.

В данной работе исходными данными в пакете программ Elcut для расчета с использованием метода конечных элементов параметров электромагнитного поля высокой частоты (ВЧ) в одночастотном коаксиальном кабеле РК-75-7 (с изоляцией из фторопласта) являются: диаметр внутреннего проводника кабеля 1.3 мм, толщина защитной оболочки 0.25 мм, толщина слоя фторопласта 3 мм, наружный диаметр кабеля 8.6 мм, длина коаксиальной кабельной линии 2.5 км, в начале коаксиальной линии подводится напряжение 1200 В с частотой 10 кГц, защитная оболочка заземляется. Диаметр одночастотного кабеля (по защитной оболочке) составляет 7.8 мм.

Разработаны модель и алгоритм решения электромагнитной задачи с учетом геометрии одночастотного коаксиального кабеля, состоящего из жилы и защитной оболочки, и многочастотного коаксиального кабеля, состоящего из жилы, двух рабочих оболочек и защитной оболочки, в пакете программ Elcut с использованием метода конечных элементов.

С использованием математического моделирования в пакете программ Elcut получены распределения плотности тока и напряженности магнитного поля в жиле (рис. 1,а) и во внешней защитной оболочке одночастотного коаксиального кабеля РК-75-7.

Далее рассматривается задача по определению параметров электромагнитного поля в многочастотном кабеле также с использованием пакета программ Elcut. Многочастотный кабель состоит из жилы и трех оболочек. Жила имеет диаметр 1.3 мм, толщины оболочек составляют 0.25 мм, толщина слоя фторопласта составляет 3 мм между жилой и первой оболочкой, а также между оболочками.

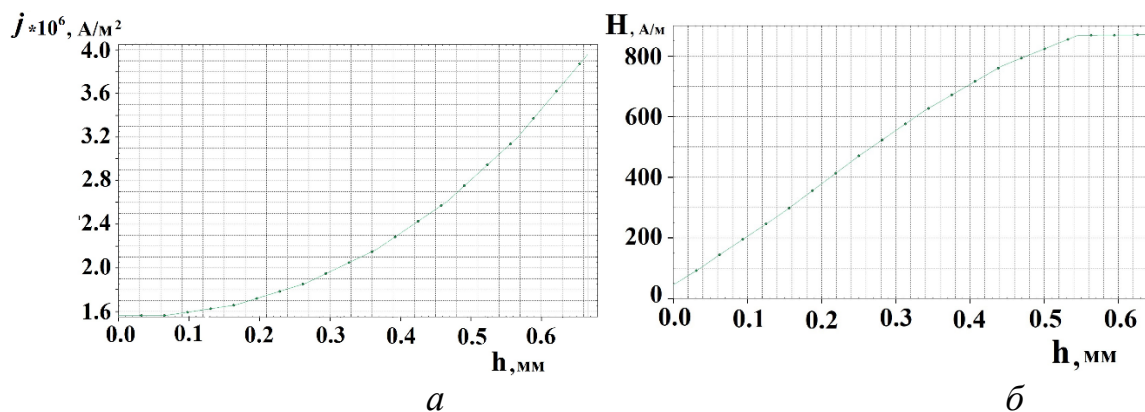


Рисунок 1 – Параметры одночастотного коаксиального кабеля:

а – распределение плотности тока в жиле кабеля (10 кГц);

б – распределение напряженности магнитного поля в жиле кабеля (10 кГц)

В целом наружный диаметр многочастотного кабеля составляет 20.8 мм. По жиле передается электроэнергия с частотой 10 кГц, по первой оболочке – 20 кГц, по второй оболочке – 30 кГц, третья оболочка заземлена. К жиле, первой и второй оболочкам подводится напряжение 1200 в. Длина кабеля также составляет 2500 м. На основе проведенных расчетов получены распределения плотности тока и напряженности магнитного поля во внутреннем проводнике (жиле) (рис. 2), в первой оболочке (рис. 3), второй оболочке (рис. 4) и в третьей (защитной) оболочке многочастотного коаксиального кабеля.

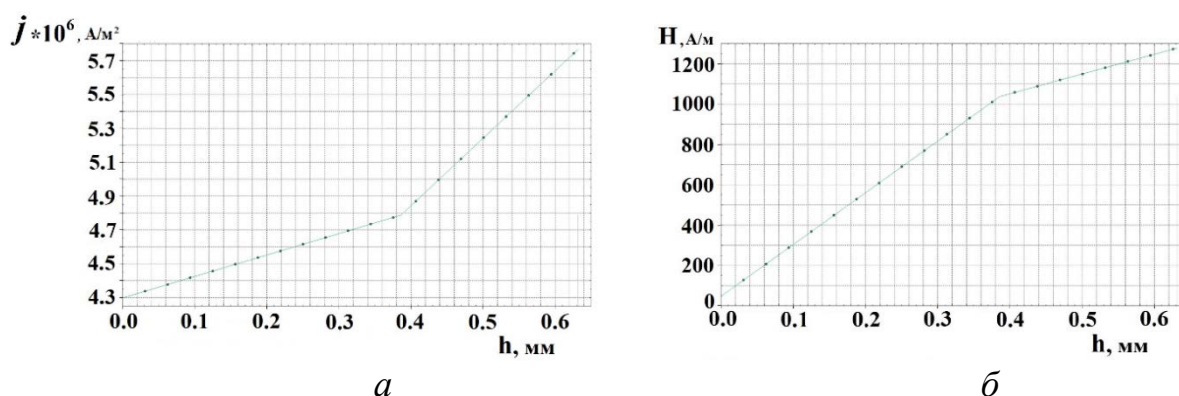


Рисунок 2 – Параметры многочастотного коаксиального кабеля:

а – распределение плотности тока в жиле кабеля (10 кГц);

б – распределение напряженности магнитного поля в жиле кабеля (10 кГц)

Анализ сравнения полученных результатов на рис 1 и рис 2 показывает, что максимальные плотность тока и напряженность магнитного поля во внутреннем проводнике многочастотного кабеля соответственно составляют 5.7 А/м² и 1300 А/м, что значительно больше по сравнению с соответствующими величинами 4.0 А/м² и 900 А/м в одночастотном кабеле. Из данного анализа следует, что взаимодействие электромагнитных полей жилы (10 кГц) и первой оболочки (20 кГц) в многочастотном кабеле привело к перераспределению передаваемой ВЧ мощности (электроэнергии), поэтому максимальная плотность тока увеличилась (рис 1,а). Общее взаимодействие электромагнитных полей жилы, первой и второй оболочки привело к следующим максимальным значениям плотности

тока и напряженности магнитного поля в жиле - 5.7 А/м^2 и 1300 А/м (рис. 2), в первой оболочке – 2.08 А/м^2 и 300 А/м (рис. 3) и во второй оболочке – 1.42 А/м^2 и 175 А/м (рис. 4) многочастотного коаксиального кабеля, что означает постепенное уменьшение указанных значений от жилы ко второй оболочке при перераспределении ВЧ электроэнергии.

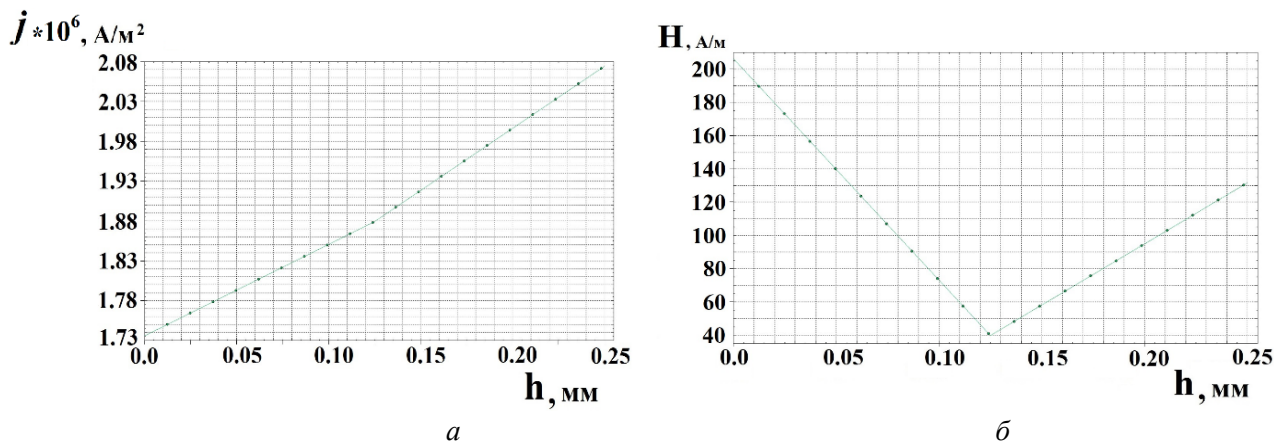


Рисунок 3 – Параметры многочастотного коаксиального кабеля:

а – распределение плотности тока в первой оболочке кабеля (20 кГц);

б – распределение напряженности магнитного поля в первой оболочке кабеля (20 кГц)

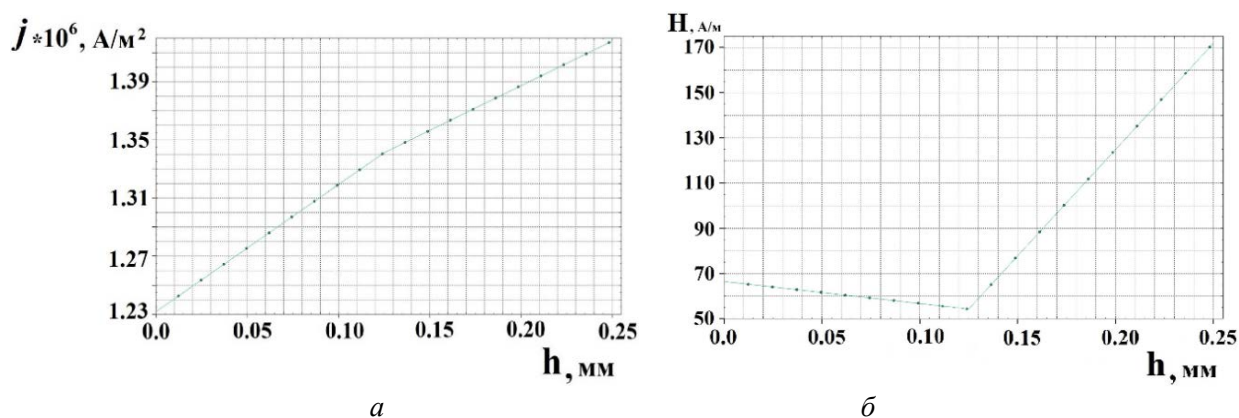


Рисунок 4 – Параметры многочастотного коаксиального кабеля:

а – распределение плотности тока во второй оболочке кабеля (30 кГц);

б – распределение напряженности магнитного поля во второй оболочке кабеля (30 кГц)

Кроме того, из-за указанного общего взаимодействия электромагнитных полей можно заметить интересные точки перегибов (в середине толщин оболочек) с разными наклонами кривых распределений плотности тока и напряженности магнитного поля в первой оболочке (рис. 3) и во второй оболочке (рис. 4) многочастотного кабеля с учетом скин-эффектов. В дальнейшем можно провести исследования по подключению разных напряжений к жиле и оболочкам многочастотного коаксиального кабеля, чтобы обеспечить, например, одинаковые (равные) режимы передачи электроэнергии повышенной частоты по многочастотному кабелю для обеспечения работы малых электропотребителей и установок индукционного нагрева, работающих на разных частотах тока.

Заключение

Разработаны модели и алгоритмы решения электромагнитной задачи с учетом геометрии одночастотного и многочастотного коаксиального кабеля в пакете программ Elcut с использованием метода конечных элементов. Представлены результаты численного моделирования и исследований параметров электромагнитного поля в одночастотном и многочастотном коаксиальных кабелях. Впервые получены результаты исследований и проведен анализ распределений плотности тока и напряженности магнитного поля в одно- и многочастотном коаксиальных кабелях при передаче электрической энергии высокой частоты на разных частотах тока с учетом взаимодействия разных электромагнитных полей и поверхностных эффектов.

Список литературы

1. Демирчян К.С., Нейман Л.Р., Коровкин Н.В., Чечурин В.Л. Теоретические основы электротехники: В 3-х т. Учебник для вузов. Т. 3. 4-е изд. СПб.: Питер, 2004. 377 с.
2. Демирчян К.С., Кузнецов И.Ф., Боронин В.Н. Поверхностный эффект в электроэнергетических устройствах. - Ленинград : Наука : Ленингр. отд-ние, 1983. - 280 с.
3. Мищенко Е.Н. Лопатин В. Ф. Скин-эффект в обмотках индукторов силовых устройств // Инновационные технологии в машиностроении, образовании и экономике. 2018. №4-1(10). С. 5-13.
4. Chavez O., Godinez F., Mendez F., Aguilar A. Prediction of temperature profiles and ampacity for a monometallic conductor considering the skin effect and temperature-dependent resistivity // Applied Thermal Engineering. 2016. № 109. pp. 401-412.
5. Сухичев М.И., Скочко Е.М. К вопросу о необходимости учета скин-эффекта для сталелюминиевых проводов // Промышленная энергетика. 2023. № 1. С. 2-8.
6. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р., Федин М.А. и др. Моделирование теплового состояния деталей с керамическими покрытиями в высокочастотном электромагнитном поле // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 12. С. 1821-1824.
7. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р. Скоростные режимы индукционного нагрева и термонапряжения в изделиях. М.: Инфра-М, 2019. 273 с.
8. Лепешкин А.Р., Ильинская О.И., Кувалдин А.Б., Лепешкин С.А. Исследование нагрева вращающихся дисков турбин в электромагнитном поле, созданном с использованием специальных индукторов и сильных постоянных магнитов // Изв. РАН. Энергетика. 2020. № 2. С. 112-122.
9. Лепешкин А.Р., Кувалдин А.Б., Федин М.А. и др. Моделирование нагрева вращающихся дисков в электромагнитном поле с использованием постоянных магнитов // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1532-1534.
10. Лепешкин А.Р., Кувалдин А.Б., Федин М.А. и др. Метод исследования ЭДС во вращающихся дисках в электромагнитном поле постоянных магнитов // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1268-1272.
11. Фридман Б.Э., Медведев М.В. Поверхностный эффект в коаксиальных кабелях импульсных установок // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2019. № 5, С. 66-79.
12. Nahman N.S., Holt D.R. Transient Analysis of Coaxial Cables Using the Skin Effect Approximation // IEEE Trans. Circuit Theory, 1972, vol. 19, No. 5, p. 443-451.
13. Иванов М.Я., Константинов С.И., Мизин С.В. Механика электромагнитного поля и материалов в свете экспериментальных достижений XXI века // XXX Межд. конф. "Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)": материалы. М.: Изд-во МЭИ, 2023. С. 67-77.

14. Останин С.Ю., Абдугалиев Н., Антаненков А.А. и др. Влияние изотермической обработки на магнитные и гистерезисные свойства материалов // XXX Межд. конф. “Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)”: материалы. М.: Изд-во МЭИ, 2023. С. 261-265.

15. Останин С.Ю., Абдугалиев Н.И., Лискин А.С. и др. Применение новых материалов для нелинейных магнитных систем гистерезисных электромеханических преобразователей энергии торцевого исполнения для повышения энергетических показателей // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 11. С. 1730-1734.

16. Останин С.Ю., Абдугалиев Н.И., Федоров И.А. и др. Исследование нелинейных процессов в гистерезисных электромеханических преобразователях энергии торцевого исполнения и несимметричных режимов их работы // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 11. С. 1725-1729.

17. Миляев И.М., Останин С.Ю., Михеев Д.В. и др. Способы получения оптимальных магнитных свойств в роторах гистерезисных электромеханических преобразователей энергии // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1288-1291.

STUDY OF ELECTROMAGNETIC FIELD PARAMETERS IN SINGLE-FREQUENCY AND MULTI-FREQUENCY COAXIAL CABLES OF HIGH FREQUENCY

**A.R. Lepeshkin, M.A. Fedin, A.B. Kuvaldin, A.V. Danchenko,
M.S. Osipova, M.A. Bulatenko**

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: lepeskin.ar@gmail.com

This paper examines mathematical modeling and studies of electromagnetic field parameters in single- and multi-frequency coaxial cables used for high-frequency electrical power transmission. The results of these studies are presented, along with an analysis of the current density and magnetic field strength distributions in single- and multi-frequency coaxial cables used for high-frequency electrical power transmission at different frequencies, taking into account the interaction of different electromagnetic fields and surface effects.

Key words: electromagnetic field, current frequency, current density, magnetic field strength, distribution, multi-frequency coaxial cable.

ФИЗИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ И ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ЭЛЕКТРОЭРОЗИОННОЙ ОБРАБОТКЕ И НАНЕСЕНИИ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ

А.Р. Лепешкин, М.А. Федин, А.Б. Кувалдин, М.С. Осипова,

С.С. Кондрашов, М.А. Булатенко

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: lepushkin.ar@gmail.com

Рассматриваются физические электромагнитные и тепловые процессы при электроэрозионной обработке и нанесении защитных покрытий. Проведен анализ формы и параметров импульсных электрических разрядов, которые в значительной степени определяют эффект электроэрозионной обработки металлов и существенно влияют на износ электрода-инструмента, производительность, чистоту обработки поверхности и механические свойства нанесенных защитных покрытий.

Ключевые слова: электромагнитное поле, частота тока, плотность тока, напряженность магнитного поля, энергия импульса, электроэрозионная обработка, защитные покрытия.

Введение

Явление электрической эрозии было известно давно [1, 2]. В частности, искровые и дуговые разряды возникают при разрыве или отключении электрических цепей, что приводит к разрушению электрических контактов. Электрическая эрозия – очень вредное явление, сокращающее срок службы электрических устройств и снижающее надежность оборудования.

Электрической эрозией называют процесс разрушения металлов электрическими разрядами, возникающими в результате пробоя диэлектрического промежутка между электродами.

Однако электроэрозия успешно используется в технологических процессах электроэрозионной обработки и нанесения защитных покрытий [1-6]. Управляемая электрическая эрозия положена в основу нескольких методов и технологий электроэрозионной обработки металлических материалов и деталей с нанесением покрытий, различающихся названиями, технологическими характеристиками, схемами, параметрами электромагнитного поля, частотой, плотностью тока, энергией импульса и другими признаками [1-6].

Физические явления и процессы, происходящие при электрических разрядах в межэлектродном промежутке в процессе электроэрозионной обработки, весьма сложны и являются предметом специальных исследований.

Анализ электромагнитных и тепловых процессов при электроэрозионной обработке

Электроэрозионная обработка основана на эффекте расплавления и испарения микропорций материала под тепловым воздействием импульсов электрической энергии, которая выделяется в канале электроискрового разряда между поверхностью обрабатываемой детали и электродом-инструментом, который находится в воздушной среде или погружен в жидкую непроводящую среду

(диэлектрическую жидкость). Картина происходящих, поэтапно в межэлектродном промежутке физических процессов показана на рис. 1. К электродам 1 и 4 (рис. 1,а) подведено напряжение, которое создает электрическое поле в межэлектродном промежутке. При сближении электродов 1 и 4 до расстояния ℓ , достаточного для пробоя межэлектродного промежутка, происходит электрический пробой. При этом от электрода 1, который в данный момент является катодом, отделяется стример 3 и направляется к аноду 4, ионизируя на своем пути жидкость 2. В результате этой фазы (ее длительность $10^{-9} \div 10^{-7}$ с) образуется канал сквозной проводимости 5 и сопротивление межэлектродного промежутка снижается от нескольких мега Ом до долей Ома.

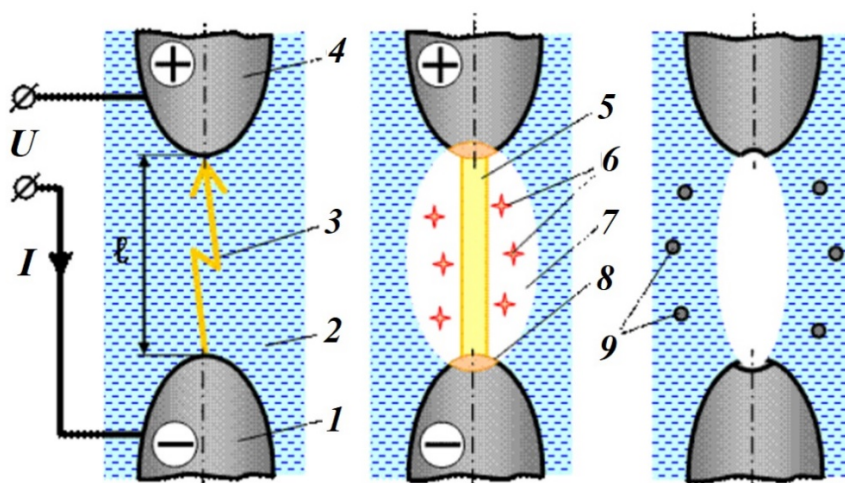


Рисунок 1 – Схема физических процессов в межэлектродном промежутке при электроэрозионной обработке

Через канал проводимости в виде импульса выделяется электрическая энергия, накопленная в источнике питания (рис. 1,б). При этом происходит электрический разряд 5, длительность которого составляет $10^{-6} \div 10^{-4}$ с, для которого характерна падающая вольтамперная характеристика. Разряд проходит искровую и дуговую стадии. Благодаря высокой концентрации энергии в зоне разряда и приэлектродных областях развиваются высокие температуры до $10\,000\,^{\circ}\text{C}$ и выше в локализованной области плазменного канала разряда. Это вызывает плавление и частичное испарение мельчайших частиц материала заготовки и электрода-инструмента. Под их воздействием образуется парогазовая полость 7. В приэлектродных областях 8 происходит плавление и испарение микропорций металла на поверхности электрода. В результате развивающегося давления капли жидкого металла 6 выбрасываются из зоны разряда и застывают в окружающей электродами жидкой среде в виде мелких сферических частиц 9 (рис. 1,в). Для повышения интенсивности разряда электроды погружают в диэлектрическую жидкость 2 (минеральное масло и др.). На поверхности электродов 1 и 4 имеются микронеровности различной величины. Напряженность электрического поля будет наибольшей между двумя наиболее близкими друг к другу выступами на поверхностях электродов, поэтому именно здесь происходит нарушение электрической прочности жидкости и возникает электрический пробой межэлектродного промежутка.

После пробоя электрическая прочность межэлектродного промежутка восстанавливается. Следующий разряд возникает в другом месте между другими неровностями поверхностей электродов. При этом электрод-инструмент получает возможность внедряться в обрабатываемую деталь. Выделяющаяся в столбе разряда энергия расходуется на испарение жидкости и представляет собой потери энергии. Это обусловило уменьшение длины межэлектродных промежутков между электродами (1-10 мкм), что диктуется также условиями техники безопасности по снижению рабочего напряжения установки.

Электрическая эрозия электродов определяется процессами, происходящими в приэлектродных областях на границе разряда, с одной стороны, и анодом и катодом с другой. Поток тепловой энергии, поступающий на граничную с токопроводящим каналом часть катода, складывается из нескольких составляющих.

Кинетическая энергия ионов, приобретаемая при их ускорении в зоне катодного падения потенциала U_k , и при столкновении с катодом ион выделяет энергию eU_k , а ток ионов j_i на единице поверхности выделяет мощность, равную

$$P_k = j_i \cdot U_k = \beta_i j_k \cdot U_k, \quad (1)$$

где $\beta_i = j_i/j_k$ – доля ионного тока; j_i и j_k – соответственно плотность ионного и полного тока на катоде. Ионы, разряжаясь на катоде, отдают ему энергию ионизации, и, отходя от него в виде атома, уносят энергию, равную работе выхода электрона ϕ_k . Ионный ток передает единице поверхности катода мощность

$$P = J_i \cdot \left[U_i - \left(\phi_k + \frac{\sqrt{e \cdot E_k}}{\sqrt{\epsilon_0}} \right) \right], \quad (2)$$

где E_k – напряженность поля в зоне катодного падения потенциала; e – заряд электрона; ϵ_0 – электрическая постоянная.

Тепловая энергия нейтральных частиц с температурой $T_{\text{ч}}$, отдающих мощность P_T на единичной площадке

$$P_T = \left(\frac{3}{2} \right) \cdot k \cdot T_{\text{ч}} \cdot n_{\text{пов}}, \quad (3)$$

где $n_{\text{пов}}$ – количество частиц, пропорциональное их давлению в канале, приходящееся на единицу поверхности за 1 с.

Суммарный тепловой поток, поступающий на катод

$$q_k = j_k \cdot \left[\beta_i \cdot (U_a - U_i) - \left(\phi_k - \frac{\sqrt{e \cdot E_k}}{\sqrt{\epsilon_0}} \right) \right]. \quad (4)$$

Как следует из уравнения (4), износ катода-инструмента, а также съем с катода-заготовки определяются ионным током и мощностью P_T .

Поступающий на анод тепловой поток состоит из следующих составляющих:

- кинетической энергии электрона eU_a , накопленной им при ускорении в области анодного падения потенциала U_a , мощности, поступающей на единицу поверхности анода, обусловленная электронами, равна $j_a \cdot (1 - \beta_i) \cdot U_a$ (j_a – плотность анодного тока);

- энергии, равной работе выхода электрона из анода ϕ_a , соответствует мощности на единице поверхности $j_a \cdot (1 - \beta_i) \cdot \phi_a$;

- тепловой энергии нагретых нейтральных частиц, соответствующей мощности на единице поверхности P_T ;

- тепловой и кинетической энергии паров, исходящих из катодного пятна;

– передаваемая ими удельная мощность $P_{\text{пар}}$ растет с повышением температуры плавления материала катода и скорости пара в струе.

Удельные потери энергии на аноде равны $j_{\text{и}} \cdot \varphi_{\text{и}} (1 - \beta_{\text{и}})$, где $j_{\text{и}}$ – плотность ионного тока, $\varphi_{\text{и}}$ – работа выхода положительных ионов

$$\varphi_{\text{и}} = \varphi_{\text{исп}} + \varphi_{\text{ион}} - \left(\varphi_{\text{а}} + \frac{\sqrt{e \cdot E_{\text{а}}}}{\sqrt{\varepsilon_0}} \right), \quad (5)$$

где, $\varphi_{\text{исп}}$ – энергия, эВ, достаточная для "испарения" одного атома; $E_{\text{а}}$ – напряженность поля в зоне анодного падения потенциала.

Удельный тепловой поток на аноде

$$q_{\text{а}} = j_{\text{а}} \cdot \left[U_{\text{а}} + \left(\varphi_{\text{а}} + \frac{\sqrt{e \cdot E_{\text{а}}}}{\sqrt{\varepsilon_0}} \right) \right] U_{\text{а}} - j_{\text{а}} \cdot \beta_{\text{исп}} \left[\varphi_{\text{исп}} + \varphi_{\text{ион}} - \left(\varphi_{\text{а}} + \frac{\sqrt{e \cdot E_{\text{а}}}}{\sqrt{\varepsilon_0}} \right) \right] + P_{\text{Т}} + P_{\text{пар}}. \quad (6)$$

Как следует из формул (4) и (6), интенсивность процесса электрической эрозии определяется тепло – и электрофизическими свойствами обрабатываемых материалов.

В месте действия импульса тока на поверхности электродов остаются небольшие углубления – лунки, образовавшиеся вследствие удаления разрядом некоторого количества металла. Параметры лунки (диаметр и высота) определяются мощностью импульсного разряда $A_{\text{и}}$, его длительностью и свойствами материала. Таким образом, для лунки диаметром d и глубиной h можно записать:

$$d = f(j_{\text{а}}, k, A_{\text{и}}, U_{\text{к}}, U_{\text{а}}); \quad h = f(c_{\text{ср}}, \lambda) \quad (7)$$

где, $c_{\text{ср}}$ – удельная теплоемкость; λ – коэффициент теплопроводности обрабатываемого материала.

В процессе электроэрозионной обработки материалов могут изнашиваться оба электрода. Для сохранения электрода-инструмента следует подобрать пару металлов инструмента и изделия, чтобы инструмент не разрушался; подобрать режим работы источника питания или вообще его параметры так, чтобы инструмент оставался целым.

Параметры рабочих импульсов. Параметры импульсных разрядов в значительной степени определяют эффект электроэрозионной обработки металлов. Основными параметрами электрических импульсов, подаваемых на межэлектродный промежуток, являются их частота повторения, длительность, амплитуда и скважность, а также форма, определяющие максимальную мощность и энергию. Форма и параметры импульсов оказывают существенное влияние на износ электрода-инструмента, производительность и чистоту обработки поверхности.

Количество импульсов в секунду называется частотой импульсов $f_{\text{и}}$. Величину, обратную частоте, называют периодом $T = 1/f_{\text{и}}$. Он состоит из двух частей – длительности импульсов $\tau_{\text{и}}$ и интервала (паузы) между двумя смежными импульсами $\tau_{\text{п}}$ (рис. 2). Отношение периода импульса к его длительности называют скважностью. Скорость нарастания тока di/dt называют крутизной импульса; она равна тангенсу угла наклона касательной к кривой фронта импульса. Импульс характеризуется амплитудным значением напряжения и тока ($U_{\text{м}}$ и $I_{\text{м}}$). Это максимальные значения, которые приобретают напряжение и ток за время импульса. При электроэрозионной обработке амплитуда напряжения изменяется

от нескольких вольт до нескольких сот вольт, а амплитуда тока от долей ампера до десятков тысяч ампер. Диапазон скважностей при электроэрозионной обработке заключен в пределах от 1 до 30.

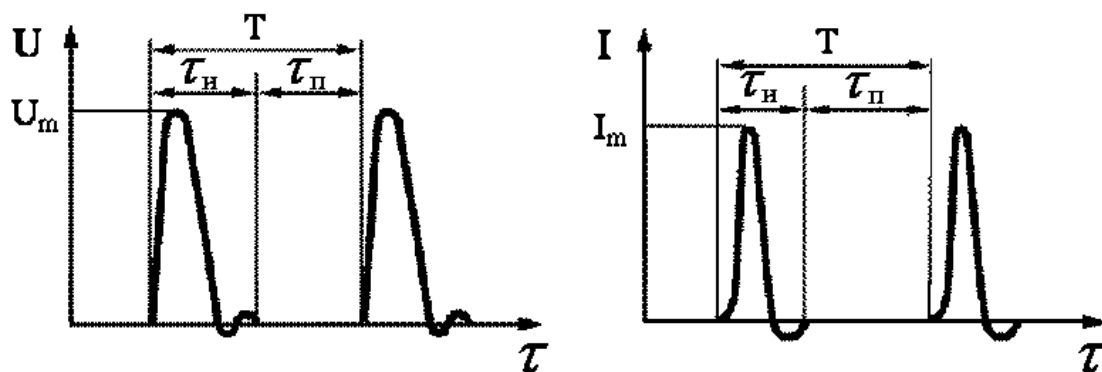


Рисунок 2 – Импульсы напряжения и тока:
U – напряжение на электродах; I – ток в межэлектродном промежутке

Форма импульсов может быть различной. Напряжение и ток могут изменяться по гармоническим кривым.

График напряжения и тока может быть остроугольным, прямоугольным или пилообразным или другой, более сложной формы. Форма импульса зависит от выходных параметров установки, формирующей импульсы, а также от параметров электрической цепи, к которой подключены электроды. Хотя импульсы тока образуются под действием импульсов напряжения, форма импульсов напряжения и тока в точности не соответствуют друг другу, а часто имеют существенное различие. Это объясняется влиянием реактивных составляющих цепей (емкости и индуктивности), а также сдвигом процессов во времени (ток, имеющий практическое значение для электроэрозионной обработки начинает протекать через межэлектродный промежуток тогда, когда напряжение уже достигает величины, достаточной для пробоя промежутка). Чем больше площадь, охватываемые кривыми тока и напряжения, тем больше энергии несет импульс.

Среднее значение токов и напряжений в импульсе определяют по формулам:

$$I_{\text{ср}} = \frac{1}{\tau_{\text{и}}} \int_0^{\tau_{\text{и}}} i(\tau) d\tau; \quad U_{\text{ср}} = \frac{1}{\tau_{\text{и}}} \int_0^{\tau_{\text{и}}} u(\tau) d\tau \quad (8)$$

где i и u – мгновенные значения тока и напряжения.

Действующие значения тока и напряжения за период соответственно составляют:

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^{\tau_{\text{и}}} i(\tau) d\tau}; \quad U = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^{\tau_{\text{и}}} u(\tau) d\tau}. \quad (9)$$

Энергия импульса равна

$$A = \int_0^{\tau_{\text{и}}} u(\tau) d\tau. \quad (10)$$

Средняя мощность импульса

$$P_{\text{и.ср.}} = A / \tau_{\text{и.}} \quad (11)$$

Полярный эффект и полярность импульса приводятся ниже. Высокая температура в канале разряда и происходящие динамические процессы вызывают эрозию обоих электродов. Повышение эрозии одного электрода по сравнению с другим электродом называется полярным эффектом. Он определяется материалом электродов, энергией и длительностью импульсов, знаком подведенного к электроду потенциала.

При электроэрозионной обработке принято считать рабочей или прямой полярностью импульса ту его часть, которая вызывает наибольший эффект эрозии обрабатываемой заготовки, а обратной – часть импульса, вызывающую усиленную эрозию электрода-инструмента. Обрабатываемую заготовку присоединяют к тому полюсу, эффект эрозии которого в данных условиях больше. К противоположному полюсу присоединяют электрод-инструмент. Например, при коротких импульсах электроискровой обработки энергия преимущественно поступает на анод, в качестве которого следует использовать заготовку (прямая полярность). При увеличении длительности импульсов наступает перераспределение теплового потока на электродах. Это приводит к тому, что при определенных режимах электроимпульсной обработки эрозия анода становится меньше, чем эрозия катода. В этом случае следует применять обратную полярность, используя заготовку в качестве катода.

Электроэрозионная обрабатываемость – это зависимость интенсивности эрозии от свойств металлов при одинаковых параметрах электрических импульсов. Различное влияние импульсных разрядов на металлы и сплавы зависит от их теплофизических констант: температуры плавления и кипения, теплопроводности и теплоемкости. Если принять электроэрозионную обрабатываемость стали за единицу, то электроэрозионная обрабатываемость других металлов (при тех же условиях) в относительных единицах составляет для: вольфрама - 0,3; твердого сплава - 0,5; титана - 0,6; никеля - 0,8; меди - 1,1; латуни - 1,6; алюминия - 6. Указанные данные справедливы только для конкретных условий: энергия импульса 0,125 Дж; длительность импульса 14×10^{-6} с; частота следования 1200 с⁻¹, амплитуда тока 250 А.

Некоторые операции при электроэрозионной обработке производят в жидкости. Она обеспечивает условия, необходимые для удаления продуктов эрозии из межэлектродного промежутка, стабилизирует процесс, влияет на электрическую прочность межэлектродного промежутка. Жидкости, пригодные для электроискровой обработки, должны обладать соответствующей вязкостью к действию разрядов и быть безопасными в эксплуатации. При работе жидкость загрязняется металлическими частицами и продуктами ее разложения, что приводит к значительному снижению электрической прочности и к увеличению среднего значения межэлектродного промежутка. В качестве диэлектрической среды целесообразно применять нефтепродукты (трансформаторное и веретенное масло, керосин и др.). Керосин применяют при прошивании отверстий малого диаметра, когда низкая вязкость среды особенно важна. В ходе обработки увеличивается зольность и вязкость рабочей жидкости, поэтому ее необходимо периодически заменять.

Расчет температуры в области разряда имеет приближенный характер со следующими допущениями: разряд принимается стационарным точечным источником теплоты; теплофизические параметры постоянны в течение всего времени обработки; тепловые потоки усредняются по времени. На рис. 3 представлена расчетная схема температуры в процессе электроэрозионной обработки.

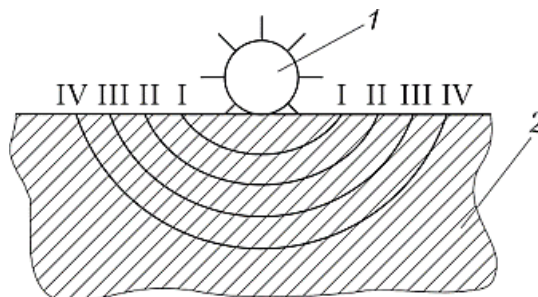


Рисунок 3 – Схема для определения температуры в процессе электроэрозионной обработки:
1 — точечный источник теплоты; 2 — электрод-анод

Методика расчета температуры для обоих электродов одинакова. Точечный источник передает теплоту равномерно во все стороны. Из-за малых размеров зазора часть ее попадает на электрод. В этих условиях граница плавления металла будет перемещаться по сфере, принимая положения I, II, III, IV до окончания действия импульса напряжения. Допускается, что потерь теплоты в межэлектродном пространстве не происходит.

Электроэрозионное нанесение защитных покрытий применяется в машиностроении [2, 5, 6]. Для оценки эффективности полученных защитных покрытий необходимо изучение их механических свойств, в том числе твердости. Например, исследовались микротвердости разных жаростойких покрытий: NiCrAlY, WCrNiAl, WCrCoAl. В частности, получено, что при средних режимах нанесения покрытия WCrCoAl его микротвердость возрастает. (рис. 4). При малой и высокой энергии импульса (электрических разрядов) микротвердость покрытия NiCrAlY выше, чем на среднем режиме (рис. 3).

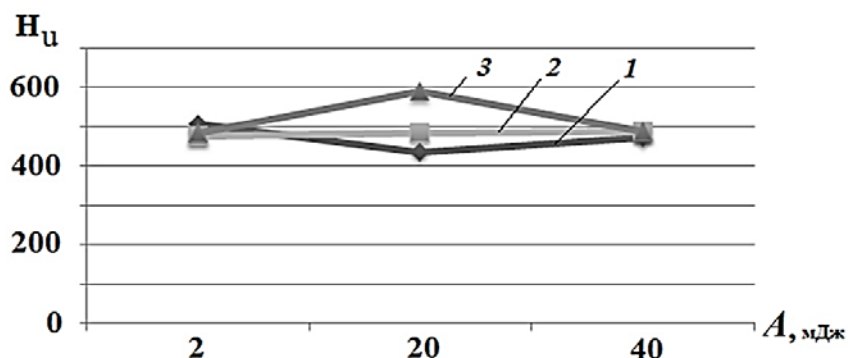


Рисунок 4 – Значение микротвердости покрытий
в зависимости от величины энергии импульса:
1 – NiCrAlY; 2 – WCrNiAl; 3 – WCrCoAl

На микротвердость покрытия WCrNiAl влияние разных энергий импульса не обнаружено. С увеличением энергии импульса шероховатость покрытий увеличивается.

Выбраны режимы нанесения жаростойких защитных покрытий для обеспечения равномерного распределения покрытия на поверхности теплонапряженных деталей. Результаты работы можно использовать для выбора наиболее эффективных режимов электроэрозионной усовершенствованной технологии нанесения и ремонта жаростойких покрытий для лопаток турбин газотурбинных установок (ГТД и ГТУ) при повышении энерго и ресурсосбережения технологического процесса.

Заключение

Приводятся физические электромагнитные и тепловые процессы при электроэрозионной обработке и нанесении защитных покрытий. Проведен анализ формы и параметров импульсных электрических разрядов, которые в значительной степени определяют эффект электроэрозионной обработки металлов и существенно влияют на износ электрода-инструмента, производительность, чистоту обработки поверхности и механические свойства защитных покрытий на поверхности ответственных деталей в машиностроении.

Список литературы

1. Лазаренко Б.Р., Лазаренко Н.И. Электрическая эрозия металлов. М., Л.: Государственное энергетическое издательство. 1944. – 28 с.
2. Лазаренко Б.Р., Лазаренко Н.И. Электроискровая обработка токопроводящих материалов. М., Академия наук СССР, 1958. – 184 с.
3. Артамонов Б.А., Волков Ю. С., Дрожалова В.И. и др. Электрофизические и электрохимические методы обработки материалов: учеб. пособие (в 2-х томах). Т.1. Обработка материалов с применением инструмента; под ред. Смоленцева В. П. - М.: Высшая школа, 1983. - 247 с.
4. Поляков З.И., Исаков В.М., Исаков Д.В., Шамин В.Ю. Электрофизические и электрохимические методы обработки: учеб. пособие. - 2-е изд., перер. и доп. - Челябинск: ЮУрГУ, 2006. - 89 с.
5. Ставицкий Б.И. Электроискровая обработка – способ Лазаренко на рубеже столетий // Электронная обработка материалов. 2000. № 5. – С. 25-40.
6. Лепешкин А.Р., Ильинская О.И., Баженова А.В. Выбор параметров ресурсосберегающей технологии нанесения жаростойких покрытий для лопаток турбин ГТД с учетом микротвердости и шероховатости // Энерго- и ресурсосбережение - XXI ВЕК. Материалы XII международной научно-практической конференции. Орел: ОГТУ. 2016. - С. 236-239.

PHYSICAL ELECTROMAGNETIC AND THERMAL PROCESSES DURING ELECTROEROSION TREATMENT AND APPLICATION OF PROTECTIVE COATINGS

**A.R. Lepeshkin, M.A. Fedin, A. N.P. Kuvaldin, M.S. Osipova,
S.S. Kondrashov, N.A. Bulatenko**

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: lepeshkin.ar@gmail.com

Physical electromagnetic and thermal processes during electroerosion treatment and application of protective coatings are considered. The analysis of the shape and parameters of pulsed electrical discharges is carried out, which largely determine the effect of electroerosion treatment of metals and significantly affect the wear of the tool electrode, productivity, purity of surface treatment and mechanical properties of the applied protective coatings.

Key words: electromagnetic field, current frequency, current density, magnetic field strength, pulse energy, electroerosion treatment, protective coatings.

О ВЛИЯНИИ ИОНОВ ХРОМА НА МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ ГЕКСАФЕРРИТА БАРИЯ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ КОМБИНИРОВАННЫМ СПОСОБОМ

В.Г. Костишин¹, А.Ю. Миронович¹, М.Н. Шипко², Х.И. Аль-Хафаджи¹,
А.И. Риль³, Е.С. Савченко¹, М.А. Степович⁴, В.В. Калманович⁵

¹Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,
Москва, Россия

²Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина,
Иваново, Россия

³Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН,
Москва, Россия

⁴Ивановский государственный университет, Иваново, Россия

⁵Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского,
Калуга, Россия

E-mail: michael-1946@mail.ru

Изучены нанодисперсные порошки гексаферрита $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$, полученные комбинированным способом с использованием метода гидротермального синтеза. Установлена зависимость магнитных свойств полученных порошков от степени замещения ионов железа ионами хрома. Такие зависимости могут быть обусловлены избирательным размещением ионов Cr^{3+} в гексагональном блоке структуры феррита.

Ключевые слова: гексаферрит бария, замещение ионами хрома, магнитные свойства.

Введение

Нанодисперсные порошки гексагональных ферритов являются перспективными материалами для множества многофункциональных устройств нового поколения. Они являются неоспоримыми кандидатами для устройств памяти, планарных СВЧ-приборов, «умных» магнитов. Большой интерес среди них представляют ферриты с частичным замещением ионов Fe^{3+} ионами Cr^{3+} . Наличие в таких ферритах ионов Cr^{3+} со специфической электронной конфигурацией и ионным радиусом меньшим, чем у иона Fe^{3+} , обеспечивает изменение констант кристаллографической анизотропии [1], перераспределение катионов между магнитными подрешётками [2], изменение характера спиновых структур, а в ряде случаев способствует зарядовому упорядочению [3]. Целью настоящей работы являлось изучение возможности получения ферритов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$ ($x=0\div 0,4$), с подобными свойствами, а также изучение их свойств и кристаллической структуры.

Методика эксперимента

Порошки наночастиц $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$ были получены комбинированным способом с использованием гидротермального синтеза при температуре 180 °С и последующего термического отжига при 900 °С в течение 1 часа [4]. При гидротермальном синтезе использовали смесь водного раствора нитрата $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$, нитрита бария $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ и нитрата хрома $\text{Cr}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$. Растворы смешивали в тефлоновом стакане объёмом 100 мл, который помещали

в автоклав. Автоклав нагревали в муфельной печи до 180 °С в течение 2 часов и выдерживали при заданной температуре в течение 4 часов. В результате декантации и добавления дистиллированной воды получали осадок, который просушивали при 90 °С в течение 8 часов. Полученный порошок после помола отжигали на воздухе в течение часа при 900 °С.

Фазовый анализ продукта проводили на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Advancl. Анализ кристаллической структуры осуществляли методом мёссбауэровской спектроскопии на спектрометре MS-1104 Емс с автоматической обработкой спектров по программе Univem MS. В качестве источника γ -излучения использовали изотоп Co^{57} в матрице Rh. Изомерный сдвиг мёссбауэровских спектров определяли относительно α -Fe.

Магнитные свойства наночастиц изучали на вибромагнетометре jDAW-2000 D. Распределение частиц по размерам определяли методом электронной микроскопии.

Результаты исследований

На рис. 1, приведены дифрактограммы синтезированных гексаферритов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$ при различных значениях параметра замещения x . Согласно полученным данным, все порошки являлись однофазными и имели структуру, характерную для гексагонального феррита. Параметры решётки незначительно изменялись с ростом параметра x (табл. 1). Однако рассчитанный объём решетки уменьшался по мере увеличения параметра замещения x , что можно связать с меньшим ионным радиусом Cr^{3+} в сравнении с радиусом иона Fe^{3+} . Наличие ионов Cr^{3+} сказывается на магнитных параметрах образцов, что отчетливо проявляется на параметрах петель магнитного гистерезиса (рис. 2). Даже при небольших значениях параметра замещения ($x=0,1$) наблюдается существенное сужение петли магнитного гистерезиса. Коэрцитивная сила уменьшается с 447,9 кА/м для феррита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ до 304,06 кА/м для феррита $\text{BaFe}_{11,9}\text{Cr}_{0,1}\text{O}_{19}$ (табл. 1). Дальнейшее увеличение параметра x до 0,4 способствует снижению коэрцитивной силы до 166,97 кА/м. При этом наблюдается аномальное изменение намагниченности насыщения с ростом x . Для образцов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$ со значением $x=0,1$ и $x=0,2$ намагниченность насыщения увеличивается в сравнении с незамещённым ферритом, что может быть связано с локализацией ионов Cr в подрешетках с противоположной к основной намагниченности ориентацией магнитных моментов. Действительно, электронно-микроскопические исследования показали, что эти изменения не связаны с изменением формы и размеров частиц. С ростом x наблюдается незначительное увеличение диаметра частиц – примерно на 2–5 % – и уменьшение их толщины на 3–4 %. Так как морфология частиц $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$ при $x=0,1$ и $x=0,2$ не отличается от морфологии частиц $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ [5], существенное уменьшение коэрцитивной силы (примерно на 45 %) и повышение намагниченности на 2 % связано со спецификой локализации и электронной конфигурации ионов Cr^{3+} . Это находится в соответствии и с результатами мёссбауэровских исследований (рис. 3).

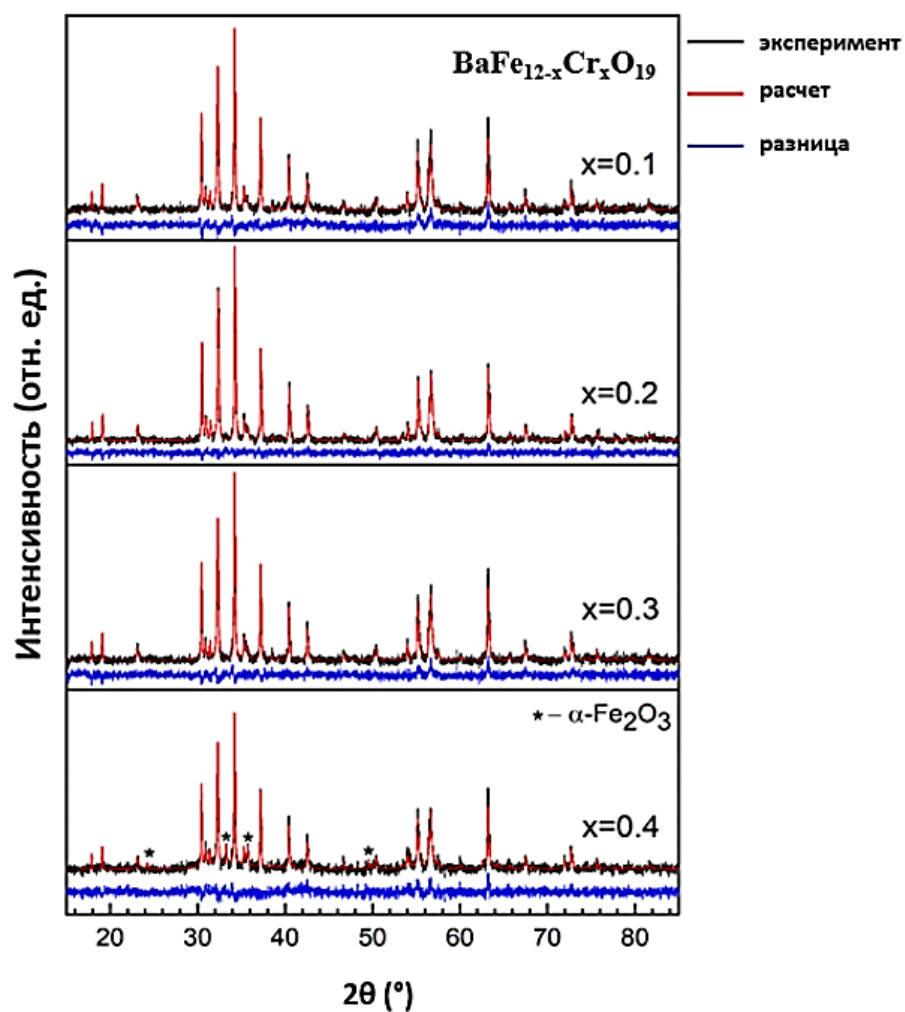


Рисунок 1 – Дифрактограммы синтезированных Cr-замещённых гексаферритов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$

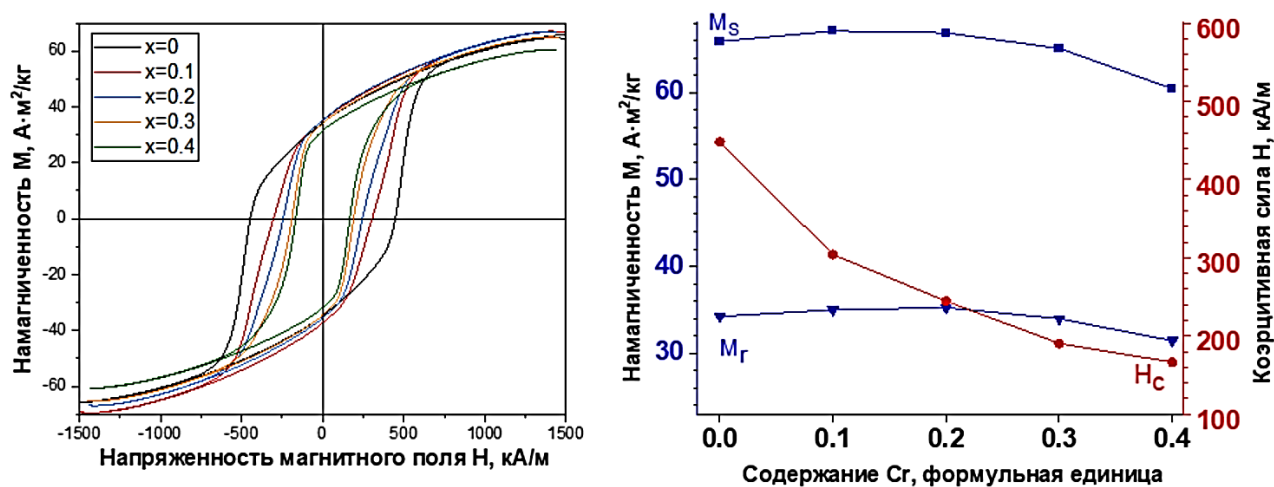


Рисунок 2 – Петли магнитного гистерезиса синтезированных Cr-замещённых гексаферритов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$

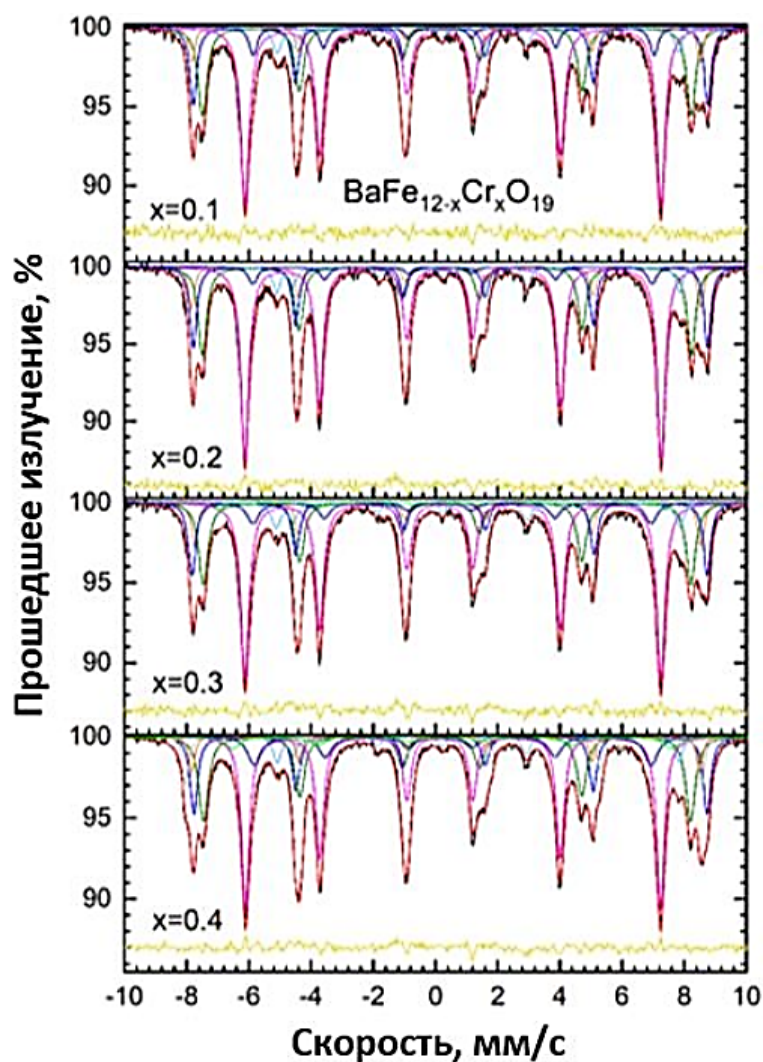


Рисунок 3 – Мёссбауэровские спектры образцов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$

Таблица 1 – Магнитные параметры образцов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$

x	Намагниченность насыщения, $\text{A} \cdot \text{m}^2/\text{кг}$	Остаточная намагниченность, $\text{A} \cdot \text{m}^2/\text{кг}$	Коэрцитивная сила, kA/m
0	65.88	34.25	447.9
0.1	67.08	35.01	304.06
0.2	66.88	35.26	244.6
0.3	65.10	33.99	190.58
0.4	60.45	31.45	166.47

Для всех спектров хромзамещённых гексаферритов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$ наблюдается уширение линий. В особенности это характерно для секстиплетов, обусловленных ионами Fe^{3+} , расположенными в подрешётке 12k и 2b, т.е. в гексагональном блоке. Пониженные значения интегральной интенсивности линий для этих секстиплетов по отношению к теоретической свидетельствует о пониженной вероятности эффекта Мёссбауэра для ядер ионов Fe^{3+} , расположенных в этих подрешётках. Это представляется естественным, если учесть, что приповерхностный слой частиц гексаферрита формируется полиэдрами, локализованными в гексагональном блоке или на границе шпинельного и гексагонального блоков.

При замещении ионов Fe^{3+} ионами Cr^{3+} для $x=0,1\div 0,4$ появляются дополнительные секстиплеты с пониженным значением локального магнитного поля. Их появление позволяет предполагать, что в структуре присутствуют ионы железа с ослабленными обменными связями в результате их окружения ионами Cr^{3+} с незаполненными e_g -орбиталями. Если исходить из общепринятого в литературе катионного распределения и большой энергии стабилизации ионов Cr^{3+} в структуре магнитоплюмбита, они располагаются исключительно в октаэдрических узлах [1, 6]. Так как с ростом параметра замещения от $x=0,1$ до $x=0,3$ наблюдается тенденция роста интенсивности дополнительного секстиплета $12k'$ за счет уменьшения интенсивности секстиплета от подрешётки $12k$, следует считать, что ионы Cr^{3+} располагаются в подрешетке, с которой ионы Fe^{3+}_{12k} имеют максимальное число обменных связей. Таковыми в структуре магнитоплюмбита являются ионы Fe^{3+} , расположенные в подрешетке $4f_2$ [7].

Заключение

Нанодисперсные порошки гексаферрита $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$, полученные комбинированным способом с использованием метода гидротермального синтеза, характеризуются резкой зависимостью магнитных свойств от степени замещения ионов железа ионами хрома. Такие зависимости можно объяснить избирательным размещением ионов Cr^{3+} в гексагональном блоке структуры феррита, что приводит к ослаблению основных междоузельных взаимодействий и при определенных степенях замещения к появлению неколлинарной структуры. Наличие такой структуры возможно для составов, в которых ионы Cr^{3+} частично располагаются в пятикратных координациях (позиция $2b$) и октаэдрах (позиция $4f_2$) гексагонального блока.

Исследование выполнено частично за счет гранта Российского научного фонда и Правительства Калужской области № 23-21-10069, <https://rscf.ru/project/23-21-10069/>, <https://rscf.ru/en/project/23-21-10069/>.

Список литературы

1. Burns R.G. Crystal field effects in chromium and its partitioning in the mantle / Chromium: Its Physicochemical Behavior and Petrologic Significance / Editor: T.N. Irvine. Pergamon Press. Printed in Northern Ireland, 1976. P. 857-864.
2. Ounnunkad K.S., Phanichphant S., Winotai P., Tang I.M. Cr-site preference of $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$ hexaferrite ceramics monitored by Mössbauer spectroscopy // Phys. Stat. Solidi (b). 2007. Vol. 244. No. 6. P. 2190-2198.
3. Farid H., Gad sara M. Mohamed, Fakhry F. Role of Cr^{3+} and In^{3+} ions substitution on magnetic and dielectric properties for developing soft magnetic M-type Sr nanohexaferrite // Materials Science in Semiconductor Processing. 2023. Vol. 169. Art. No. 107896.
4. Миронович А.Ю., Костишин В.Г., Аль-Хафаджи Х.И., Савченко Е.С., Астахов В.А., Риль А.И. Исследование магнитных и структурных свойств ферритов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$, полученных методом гидротермального синтеза // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2024. Т. 90. № 9. С. 39-47.
5. Шипко М.Н., Коровушкин В.В., Костишин В.Г., Исаев И.М., Степович М.А., Савченко Е.С. Влияние магнитоимпульсной обработки на структуру и магнитные свойства ферритов // Известия РАН. Серия физическая. 2018. Т. 82. № 2. С. 232-236.

6. Kuznetsov M.V., Pankhurst Q.A., Barquin L.F., Parkin I.P. Self-propagating high-temperature synthesis of barium-chromium ferrites $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$ ($0 \leq x \leq 6,0$) // J. of Physics D: Appl. Phys. 1999. Vol. 32. No. 20. P. 2590-2598.

7. Башкиров Ш.Ш., Либерман А.Б., Синявский В.И. Магнитная микроструктура ферритов. Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1978. 181 с.

ON THE INFLUENCE OF CHROMIUM IONS ON THE MICROSCOPIC PROPERTIES OF BARIUM HEXAFERRITE NANOPARTICLES SYNTHESIZED BY A COMBINED METHOD

**A. Yu. Mironovich¹, V. G. Kostishin¹, M. N. Shipko², Kh. I. Al-Khafaji¹,
A. I. Ril³, E. S. Savchenko¹, M. A. Stepovich⁴, V. V. Kalmanovich⁵**

¹National University of Science and Technology "MISA" Moscow, Russia

²Lenin Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russia

³Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry of the Russian Academy
of Sciences, Moscow, Russia

⁴Ivanovo State University, Ivanovo, Russia

⁵Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, Russia

E-mail: michael-1946@mail.ru

Nanodispersed $\text{BaFe}_{12-x}\text{Cr}_x\text{O}_{19}$ hexaferrite powders obtained by a combined method using hydrothermal synthesis were studied. The magnetic properties of the resulting powders were found to depend on the degree of substitution of chromium ions for iron ions. These dependences may be due to the selective placement of Cr^{3+} ions within the hexagonal block of the ferrite structure.

Key words: barium hexaferrite, substitution of chromium ions, magnetic properties.

МОРФОЛОГИЯ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{V}$

Т.П. Каминская¹, М.А. Степович², М.Н. Шипко³, Е.С. Савченко⁴,
А.А. Вирюс⁵, П.А. Поляков¹, В.В. Калманович⁶

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Ивановский государственный университет, Иваново, Россия

³Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина, Иваново, Россия

⁴Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Россия

⁵Институт экспериментальной минералогии им. академика Д.С. Коржинского РАН, Черноголовка, Россия

⁶Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского, Калуга, Россия

E-mail: ktp53@mail.ru

Методами растровой электронной, сканирующей зондовой микроскопии, рентгеноспектрального микроанализа с использованием стандартных измерений магнитных характеристик проведено изучение морфологии и магнитных свойств ленточного сплава $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{V}$, полученного методом сверхбыстрого охлаждения при распылении расплава на быстро вращающемся медном барабане. Исследована возможность управления характеристиками материала посредством воздействия на него импульсами слабого магнитного поля. Наиболее сильное изменение обнаружено для величины коэрцитивной силы и удельной остаточной намагниченности.

Ключевые слова: сплавы, морфология поверхности, магнитоимпульсная обработка.

Введение

В связи с высокой стоимостью редкоземельных магнитов, поиск новых магнитотвёрдых фаз, не содержащих редкоземельные элементы, в настоящее время представляется важной задачей [1, 2]. Результаты исследований сплавов системы Fe-Co-V [3, 4], показывают, что они являются перспективными безредкоземельными магнитотвёрдыми материалами. При наличии высоких значений намагниченности и одноосной магнитокристаллической анизотропии, свойства магнитотвёрдых фаз системы Fe-Co-V позволяют рассматривать их как кандидатов для изготовления нанокompозитных постоянных магнитов, не содержащих редкоземельные элементы, являющихся перспективным материалом для высокоэффективных магнитных электротехнических устройств. Изучение морфологии и магнитных свойств сплавов [5-7] состава $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{V}$, полученных методом спиннингования, и составляет предмет рассмотрения в настоящей работе.

Материалы и методы

Образцы неотожжённой электротехнической стали (фольги) $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{V}$ представляли собой ленту, полученную методом сверхбыстрого охлаждения при распылении расплава на вращающемся медном барабане.

Анализ морфологии и локальных свойств приповерхностных слоев проводился методами растровой электронной микроскопии (РЭМ), методами атомной силовой микроскопии (АСМ) [8, 9] и методами рентгеноспектрального микроанализа. В микрометровом масштабе изучение проводилось в РЭМ Tescan Vega II XMU (Tescan, Чехия) с энергодисперсионным рентгеновским спектрометром INCAx-sight.

В нанометровом масштабе топология свободной поверхности фольг была исследована методом АСМ по стандартным методикам с использованием сканирующего зондового микроскопа SMENA-A, платформа «Solver» (NT-MDT, РФ, Зеленоград, Москва).

Магнитные параметры материалов измеряли по стандартной методике на вибрационном магнитометре VSM 250 (Dexing Magnet Tech. Co. Ltd., Китай) в магнитном поле 20 кЭ.

Результаты исследований и их обсуждение

Некоторые результаты исследований локальных свойств приповерхностных слоёв свободной стороны ленточных электротехнических материалов $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{B}$ в микрометровом масштабе, полученные в РЭМ, приведены на рис. 1.

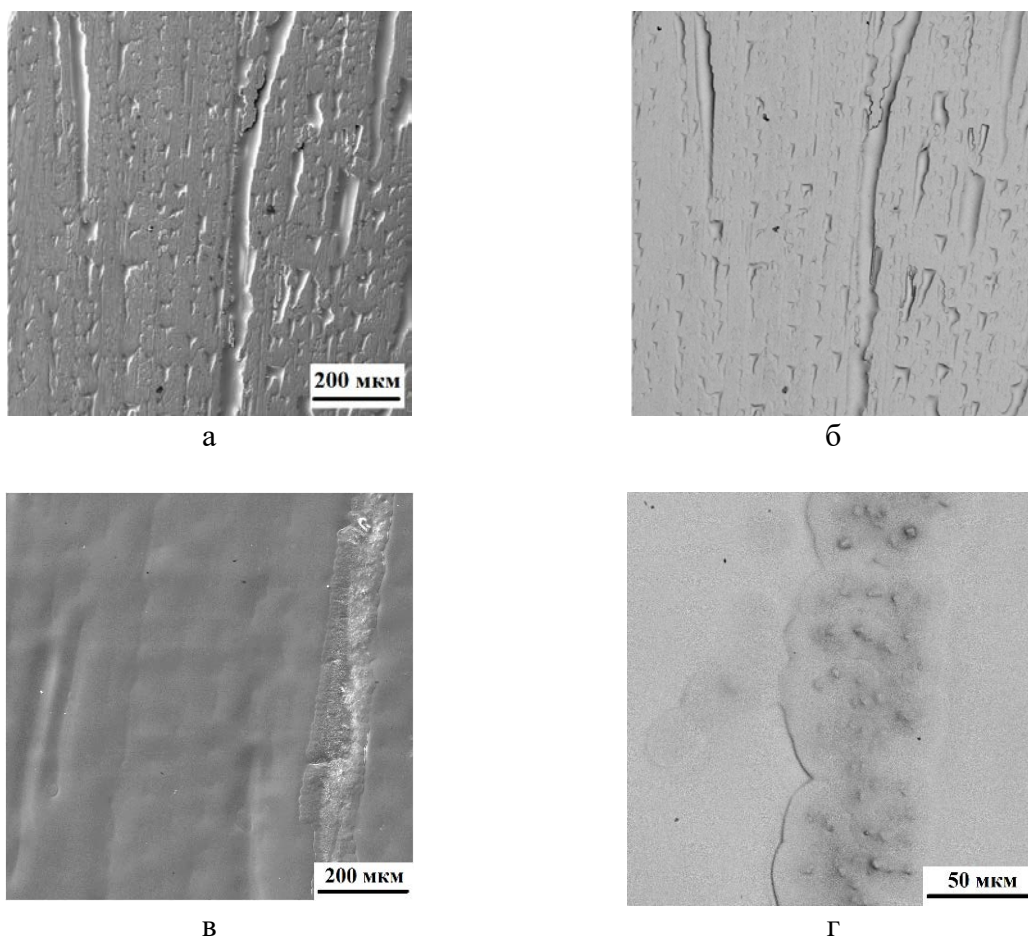


Рисунок 1 – Один и тот же участок контактной (а, б) и участки свободной (в, г) сторон поверхности ленточного сплава $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{B}$, полученные в РЭМ: а, в – в режиме регистрации вторичной электронной эмиссии; б, г – в режиме регистрации обратно рассеянных электронов

Сравнение участка контактной (рис. 1а и рис. 1б) и участков свободной (рис. 1в и рис. 1г) сторон поверхности ленточного сплава, полученных в режиме регистрации вторичной электронной эмиссии РЭМ, с данными, полученными в режиме регистрации обратно рассеянных электронов, в сочетании с результатами рентгеноспектрального микроанализа, показало, что каждый из этих материалов является однородным (режим регистрации обратно рассеянных электронов наличия инородных объектов в приповерхностной области фольги не выявил – см. рис. 1б и рис. 1г). В то же время на поверхности образца $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{В}$ в правой части рис. 1в имеется довольно большая область шириной примерно до 130 мкм, протянувшаяся сверху в нижнюю часть рисунка, структура поверхности которой существенно отличается от основной поверхности фольги. В увеличенном масштабе эта часть поверхности ленты приведена на рис. 1г. Подобные участки для большей части фольги характерными не были. Возможно, их появление обусловлено технологическими особенностями использовавшегося нами метода спиннингования.

Результаты исследований локальных свойств приповерхностных слоёв свободной стороны ленточных материалов $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{В}$ в нанометровом масштабе, полученные в АСМ, приведены на рис. 2.

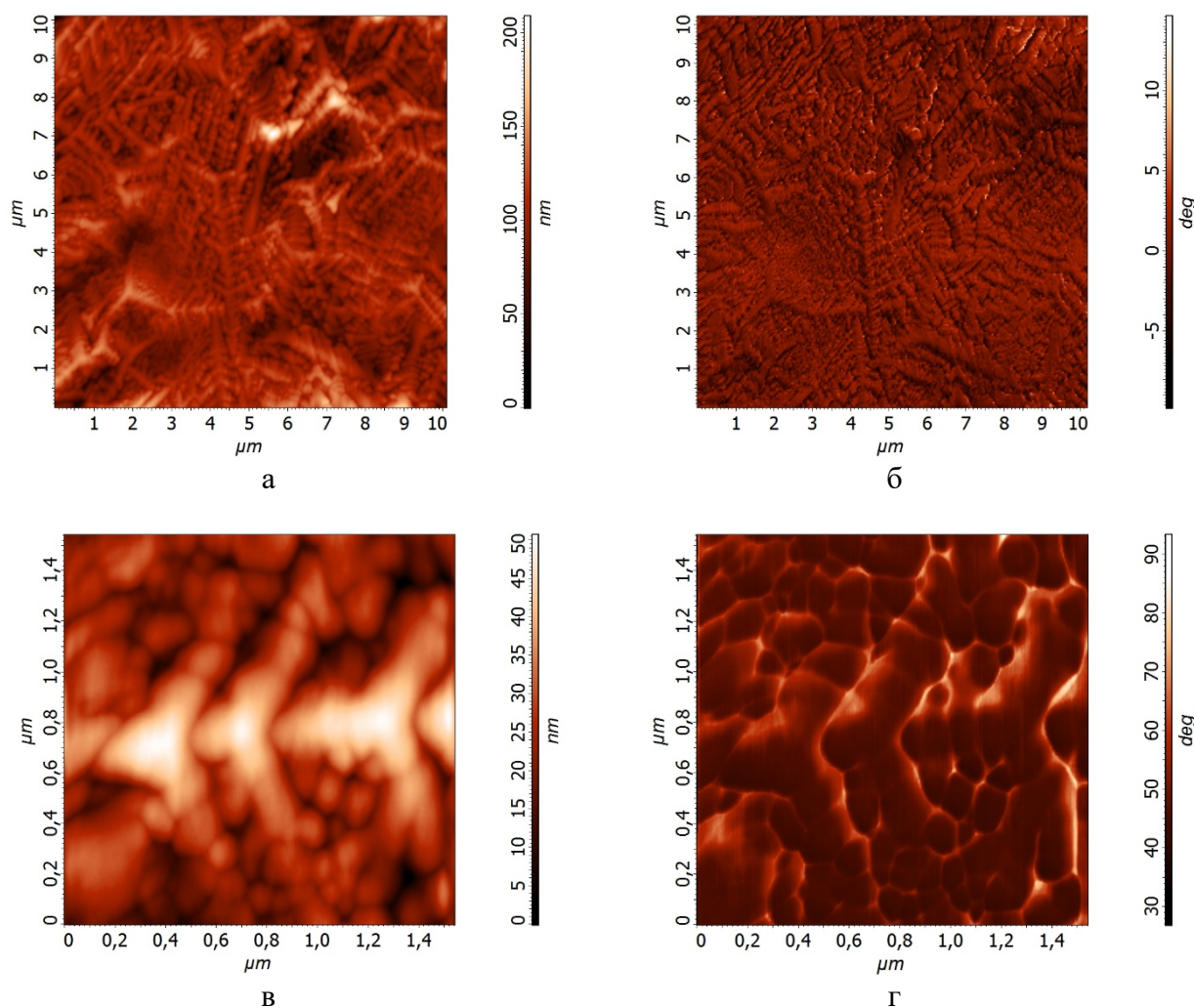


Рисунок 2 – Участки свободной поверхности ленточного сплава $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{В}$, полученные в АСМ:
а, в – в режиме регистрации амплитудного контраста,
б, г – в режиме регистрации фазового контраста

На рис. 2а и рис. 2б представлены результаты исследований участка поверхности 10.5x10.5 мкм, а на рис. 2в и рис. 2г – при большем (примерно в десять раз) увеличении, для участка поверхности 1.5x1.5 мкм. Поверхность этих образцов имела ярко выраженную веерную текстуру, что может быть объяснено либо способом получения образцов, либо параметрами закалки. А поскольку для образцов $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{B}$ использовался метод спиннингования, можно предположить, что такая морфология поверхности может быть объяснена условиями закалки материала. Сравнение данных, полученных в АСМ в амплитудном контрасте (рис. 2а и рис. 2в) и в фазовом контрасте (рис. 2б и рис. 2г) позволяет говорить об однородности этих материалов.

Результаты анализа полученных петель гистерезиса показывают заметное влияние магнитоимпульсной обработки [10-14] на магнитные свойства исследуемого сплава (табл. 1).

Таблица 1 – Результаты магнитоимпульсной обработки ленточного сплава $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{B}$

Количество магнитных импульсов	Удельная намагниченность насыщения, $\text{A} \cdot \text{м}^2/\text{кг}$	Удельная остаточная намагниченность, $\text{A} \cdot \text{м}^2/\text{кг}$	Коэрцитивная сила, кА/м (Э)
0	146	12	15 (193)
10	146	13	9 (106)
20	143	8	6 (79)
40	142	9	6 (74)

Наиболее сильное изменение обнаружено для величины коэрцитивной силы и удельной остаточной намагниченности. Так, величина коэрцитивной силы с ростом количества импульсов уменьшается практически в три раза: с 193 Э до магнитоимпульсной обработки до 74 Э при воздействии 40 импульсами магнитного поля.

Заключение

Исследована морфология поверхности ленточного сплава $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{B}$, полученного методом сверхбыстрого охлаждения при распылении расплава на быстро вращающемся медном барабане. Поверхность образцов имела ярко выраженную веерную текстуру, что может быть объяснено условиями закалки материала. Результаты исследований сплавов в атомном силовом микроскопе позволяют говорить об однородности этих материалов. Показана возможность управления характеристиками этого материала посредством воздействия на него импульсами слабого магнитного поля. Наиболее сильное изменение обнаружено для величины коэрцитивной силы: с ростом количества магнитных импульсов она уменьшается практически в три раза: с 193 Э до магнитоимпульсной обработки до 74 Э при обработке 40 импульсами магнитного поля.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Правительства Калужской области № 23-21-10069, <https://rscf.ru/project/23-21-10069/>, <https://rscf.ru/en/project/23-21-10069/>.

Список литературы

1. Menushenkov Vladimir, Minkova Irina, Savchenko Alexander, Shchetinin Igor, Zhukov Dmitry, Mecala Sandra Structure and magnetic properties in the mixture of Fe and BN powders after high-energy ball milling and annealing // Proceedings 29th International Conference on Metallurgy and Materials. 2020, May 20-22. Brno, Czech Republic, EU. <https://doi.org/10.37904/metal.2020.3585>.
2. Nechaev K.S., Vazhinskii N.M., Gorshenkov M.V., Fortuna A.S., Karpenkov D.Yu. The effect of Cu doping on the phase, structure and magnetic properties of $Mn_{55-x}Al_{36}Ga_9Cu_x$ ($x = 0, 1, 2, 3, 4, 5$) alloys // Journal of Alloys and Compounds. 5 June 2025, Vol. 1031. Art. No. 180984. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2025.180984>.
3. Pal S.K., Skokov K.P., Groeb T., Ener S., Gutfleisch O. Properties of magnetically semi-hard $(Fe_xCo_{1-x})_3B$ compounds // Journal of Alloys and Compounds. 2017. Vol. 696. P. 543-547 <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2016.11.226>.
4. Kim K.M., Kwon H.W., Lee J.G., and Yu J.H. Coercivity and Phase Evolution in Mechanically Milled $(FeCo)_2B$ -Type Hard Magnetic Alloy // IEEE Transactions on magnetics. November 2018. Vol. 54. No. 11. Art. No. 2101805. DOI: 10.1109/TMAG.2018.2842063.
5. Глезер А.М., Молотиллов Б.В. Структура и механические свойства аморфных сплавов. М.: Металлургия, 1992. 207 с.
6. Стародубцев Ю.Н., Белозеров В.Я. Магнитные свойства аморфных и нанокристаллических сплавов. Екатеринбург: Издательство Уральского университета, 2002. 376 с.
7. Стогней О.В. Физика аморфных металлических сплавов. Учебное пособие. Воронеж: 2007. 139 с.
8. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. Учебное пособие для студентов старших курсов высших учебных заведений. Нижний Новгород: Институт физики микроструктур РАН, 2004. 114 с.
9. Meyer Ernst, Hans Josef Hug, Bennewitz Roland. Scanning Probe Microscopy. The Lab on a Tip. Springer, Berlin, Heidelberg: 2004. 210 p.
10. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Колдаева М.В., Петржик Е.А. Магнитоупругий эффект: основные свойства и физические механизмы // Кристаллография. 2003. Т. 48. № 5. С. 826-854.
11. Каминская Т.П., Коровушкин В.В., Попов В.В., Шипко М.Н., Степович М.А. Атомная силовая микроскопия сплавов $Fe_3(SiAl)$, подвергнутых магнитоимпульсной обработке // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2014. № 12. С.26-30. DOI: 10.7868/S0207352814120117.
12. Коровушкин В.В., Костишин В.Г., Степович М.А., Шипко М.Н. Влияние магнитоимпульсной обработки на магнитные характеристики иттриевых ферритов-гранатов // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80. № 12. С. 1643-1648. DOI: 10.7868/S0367676516120097.
13. Шипко М.Н., Тихонов А.И., Степович М.А., Вирюс А.А., Каминская Т.П., Коровушкин В.В., Савченко Е.С., Еремин И.В. Влияние магнитоимпульсной обработки на микроструктуру и магнитные свойства аморфной электротехнической стали // Известия РАН. Серия физическая. 2018. Т. 82. № 8. С. 1090-1095. DOI: 10.1134/S0367676518080379.
14. Шипко М.Н., Каминская Т.П., Степович М.А., Вирюс А.А., Тихонов А.И. О влиянии магнитоимпульсной обработки на структуру поверхности и магнитные свойства ленточных аморфных сплавов $Fe(Ni, Cu)(SiB)$ // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2023. № 2. С. 17-22. DOI: 10.31857/S1028096023020103, EDN: DSUDDZ

MORPHOLOGY AND MAGNETIC PROPERTIES OF $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{B}$ ALLOYS

**T. P. Kaminskaya¹, M. A. Stepovich², M. N. Shipko³, E. S. Savchenko⁴,
A. A. Viryus⁵, P. A. Polyakov¹, V. V. Kalmanovich⁶**

¹Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

²Ivanovo State University, Ivanovo, Russia

³Lenin Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russia

⁴National University of Science and Technology “MISA” Moscow, Russia

⁵Academician Korzhinsky Institute of Experimental Mineralogy Russian Academy
of Sciences, Chernogolovka, Russia

⁶Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, Russia

E-mail: ktp53@mail.ru

The morphology and magnetic properties of the ribbon alloy $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{B}$ obtained by ultrafast cooling during melt spraying on a rapidly rotating copper drum were studied using scanning electron, scanning probe microscopy, and X-ray spectral microanalysis with standard measurements of magnetic characteristics. The possibility of controlling the material characteristics by exposing it to pulses of a weak magnetic field was investigated. The strongest change was found for the value of the coercive force and specific residual magnetization.

Key words: alloys, surface morphology, magnetic pulse processing.

ОСОБЕННОСТИ МОРФОЛОГИИ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НИКЕЛЬ-ЗАМЕЩЁННЫХ НАНОЧАСТИЦ ГЕКСАФЕРРИТА БАРИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ГИДРОТЕРМАЛЬНОГО СИНТЕЗА

**А.Ю. Миронович¹, В.Г. Костишин¹, М.Н. Шипко², Х.И. Аль-Хафаджи¹,
А.И. Риль³, Е.С. Савченко¹, М.А. Степович⁴, В.В. Калманович⁵**

¹Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,
Москва, Россия

²Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина,
Иваново, Россия

³Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН,
Москва, Россия

⁴Ивановский государственный университет, Иваново, Россия

⁵Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского, Калуга,
Россия

E-mail: michael-1946@mail.ru

Изучены свойства нанокристаллитов гексаферрита бария $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$, полученных при их термическом и гидротермальном синтезе. Показано, что замещение ионов Fe^{3+} двухвалентными ионами Ni^{2+} влияет на морфологию кристаллов и позволяет варьировать намагниченность насыщения, коэрцитивную силу, анизотропию.

Ключевые слова: гексаферрит бария, замещение ионами никеля, магнитные свойства.

Введение

В последние десятилетия наблюдается значительный интерес к разработке новых материалов с уникальными магнитными свойствами, что обусловлено их широким спектром применения в таких областях как электроника, медицинская техника, хранение данных. Среди множества типов магнитных материалов гексаферриты М-типа – твёрдые оксидные соединения с общей формулой $\text{MFe}_{12}\text{O}_{19}$ ($\text{M}=\text{Ba}^{2+}$, Sr^{2+} , Pb^{2+}) – выделяются благодаря своим выдающимся характеристикам, таким, как высокие частоты ферромагнитного резонанса, умеренная намагниченность насыщения, высокая коэрцитивная сила, сильная одноосная анизотропия, высокая температура Кюри, химическая стабильность. Эти свойства делают ферриты М-типа идеальными кандидатами для использования в самых разных приложениях: от СВЧ-техники до постоянных магнитов. Установлено, что с использованием комбинированных методов синтеза на основе гидротермального синтеза [1-5] удаётся получить нанокристаллиты гексаферрита бария $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$, магнитные свойства которых могут быть адаптированы для конкретных применений в микроволновых устройствах, что стимулирует исследования этих материалов.

Методика эксперимента

Порошки гексаферрита $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$ были получены комбинированным способом с использованием гидротермального метода синтеза при температуре 180 °С и последующего термического отжига при температуре 900 °С в течение

1 часа. В качестве прекурсора при гидротермальном синтезе использовали смесь водного раствора нитрита железа $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$, нитрата бария $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ и нитрата никеля II с водным раствором гидроксида натрия NaOH в соотношении 60 мл/20 мл, соответственно. Структуру порошков и их распределение по размерам изучали методами электронной микроскопии. Фазовый анализ полученных порошков проведён на рентгеновском дифрактометре Bruker D Advance. Для анализа локальной кристаллической структуры использовали метод мёсбауэровской спектроскопии. Магнитные свойства наночастиц изучали с помощью вибромагнетометра JDAW-2000D.

Результаты исследований

Микрофотографии синтезированных порошков, полученные с использованием просвечивающего электронного микроскопа, приведены на рис. 1.

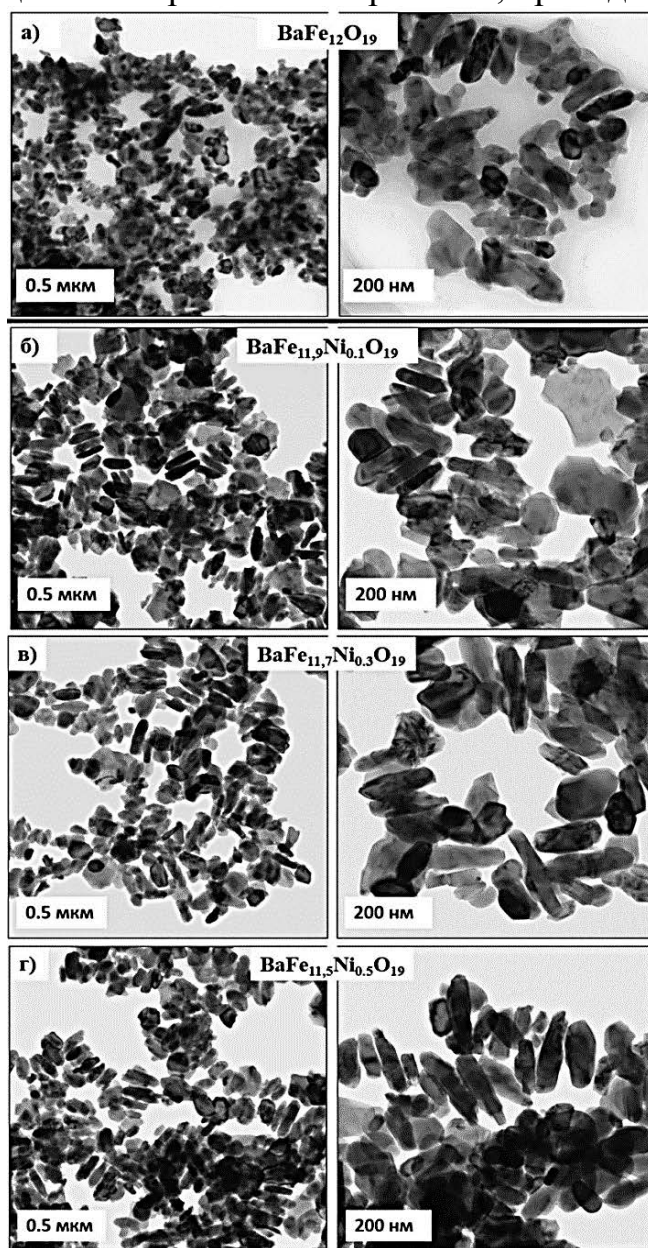


Рисунок 1 – ПЭМ-изображения образцов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$ при различных увеличениях и различных значениях x :

а) $x = 0$; б) $x = 0,1$; в) $x = 0,3$; г) $x = 0,5$

Получено, что морфология и свойства кристаллитов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$ практически не отличается от незамещённого феррита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ [6].

Дифрактограммы порошков ферритов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$ представлены на рис. 2, а результаты их анализа – в таблице 1. Результаты обработки дифрактограмм свидетельствуют о незначительном изменении параметров решётки c и a , а также их отношения c/a с увеличением параметра замещения x ионов Fe^{3+} ионами Ni^{2+} . Для выяснения механизма такой трансформации были выполнены мёссбауэровские исследования, некоторые результаты которых представлены на рис. 3, а в таблице 2 представлены результаты влияния состава порошков на их магнитные параметры.

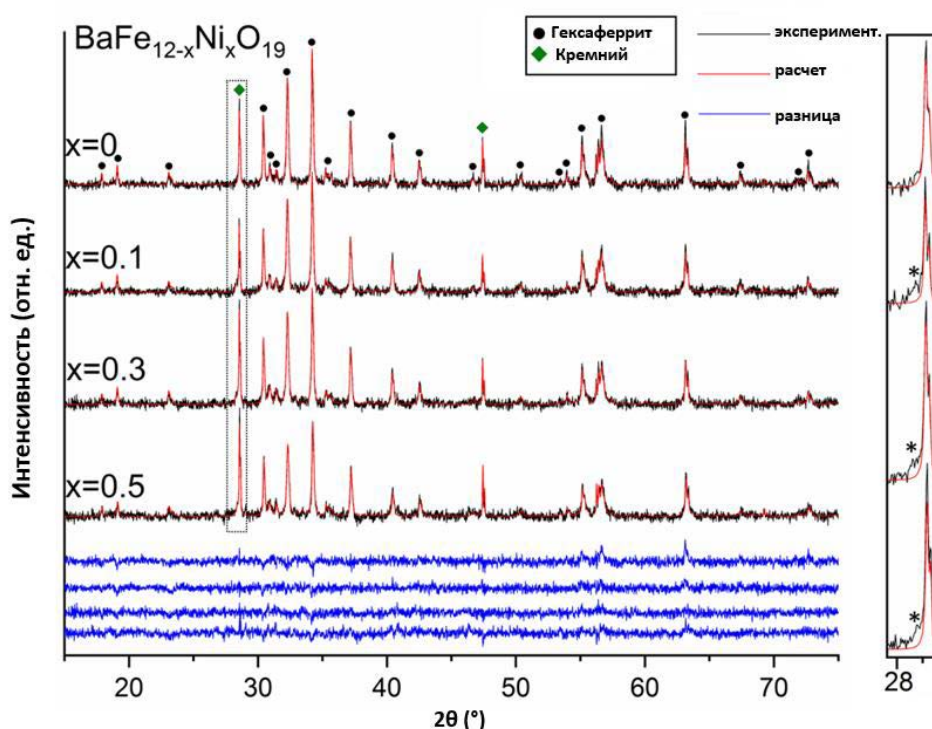


Рисунок 2 – Энергодисперсионные спектры образцов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$

Таблица 1 – Результаты анализа дифрактограмм $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$

Содержание Ni, формульные единицы	0	0.1	0.3	0.5
R_{wp} , %	2.01	1.95	1.85	2.05
R_{exp} , %	1.73	1.78	1.72	1.76
χ^2	1.35	1.2	1.16	1.36
a , Å	5.893	5.891	5.891	5.890
c , Å	23.208	23.209	23.211	23.210
V , Å ³	697.957	697.513	697.573	697.306
Средний размер кристаллитов [001], нм	61	52	53	50
Средний размер кристаллитов [100], нм	97	91	95	87

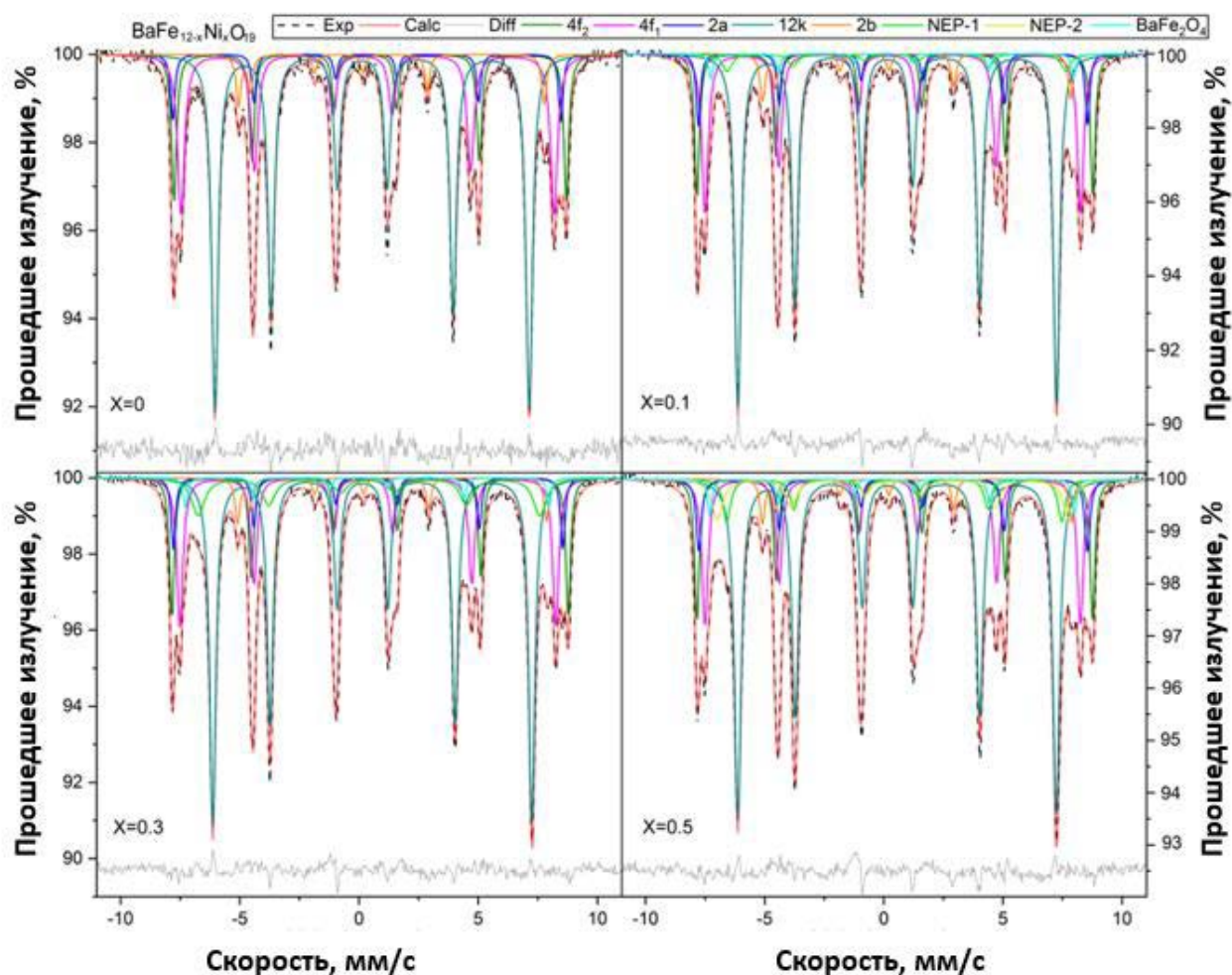


Рисунок 3 – Мёссбауэровские спектры $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$

Таблица 2 – Магнитные параметры $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$

X	Намагниченность насыщения, $\text{A} \cdot \text{m}^2/\text{кг}$	Остаточная намагниченность, $\text{A} \cdot \text{m}^2/\text{кг}$	Коэрцитивная сила, kA/m
0	65.88	34.25	447.9
0.1	58.67	30.27	425.3
0.3	53.47	27.53	369
0.5	49.13	24.87	288

Комплекс физико-химических методов: рентгеноструктурный анализ, мёссбауэровская спектроскопия, электронная микроскопия, ИК-спектроскопия, магнитные измерения – использован для изучения магнитных свойств, кристаллической структуры, морфологии наночастиц железо-замещённых гексаферритов бария, представляющих перспективный материал для планарных СВЧ-устройств. Установлено, что с использованием комбинированных методов синтеза на основе гидротермального синтеза удаётся получить нанокристаллиты гексаферрита $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$, магнитные свойства которых могут быть адаптированы для конкретных применений в микроволновых устройствах.

Заключение

Показано, что замещение ионов Fe^{3+} двухвалентными ионами Ni^{2+} при термическом и гидротермальном синтезе ферритов позволяет варьировать намагниченность насыщения, коэрцитивную силу, анизотропию а также морфологию кристаллитов. Более того, заметные изменения параметров сверхтонкой структуры мёссбауэровских спектров для ионов железа, расположенных в искажённых координационных полиэдрах и относительно слабо связанных с анионами, указывают на возможность влияния электрического поля на электронное и структурное состояние ионов железа и, как следствие, на электрические и магнитные свойства ферритов.

В результате проведенных исследований установлено, что с использованием комбинированных методов синтеза на основе гидротермального синтеза удаётся получить нанокристаллиты гексаферрита $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$, магнитные свойства которых могут быть адаптированы для конкретных применений в микроволновых устройствах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Правительства Калужской области № 23-21-10069, <https://rscf.ru/project/23-21-10069/>, <https://rscf.ru/en/project/23-21-10069/>.

Список литературы

1. Liu Xiangyuan, Wang John, Gan Leong-Ming, Ng Ser-Choon. Improving the magnetic properties of hydrothermally synthesized barium ferrite // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 1999. Vol. 195. No. 2. P. 452-459.
2. Liu Y., Drew M., Wang J., Zhang M., Liu Y. Efficiency and purity control in the preparation of pure and/or aluminum-doped barium ferrites by hydrothermal methods using ferrous ions as reactants // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2010. Vol. 322. No. 3. P. 366-374.
3. Kristl Matjaž, Lisjak Darja, Drofenik Miha. Hydrothermal synthesis of Ba-hexaferrite nanoparticles // *Journal of the American Ceramic Society*. 2007. Vol. 90. No. 7. P. 2057-2061.
4. Wang M.L., Shih Z.W., Lin C.H. Reaction mechanism of producing barium hexaferrites from $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ and $\text{Ba}(\text{OH})_2$ by hydrothermal method // *Journal of Crystal Growth*. 1991. Vol. 114. Issue 3. P. 435-445.
5. Gudkova S.A., Vinnik D.A., Zhivulin V.E., Chernukha A.S., Zherebtsov D.A., Trofimov E.A., Trukhanov A.V., Trukhanov S.V., Kalandija M., Semisalova A.S., Perov N.S., Senin A.V., Zabeivorota N.S., Mikhailov G.G. Synthesis, structure and properties of barium and barium lead hexaferrite // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2019. Vol. 470. No. 2. P. 101-104.
6. Шипко М.Н., Коровушкин В.В., Костишин В.Г., Исаев И.М., Степович М.А., Савченко Е.С. Влияние магнитоимпульсной обработки на структуру и магнитные свойства ферритов // *Известия РАН. Серия физическая*. 2018. Т. 82. № 2. С. 232-236.

FEATURES OF THE MORPHOLOGY AND MAGNETIC PROPERTIES OF NICKEL-SUBSTITUTED BARIUM HEXAFERRITE NANOPARTICLES OBTAINED BY HYDROTHERMAL SYNTHESIS

**A. Yu. Mironovich¹, V. G. Kostishin¹, M. N. Shipko², Kh. I. Al-Khafaji¹,
A. I. Ril³, E. S. Savchenko¹, M. A. Stepovich⁴, V. V. Kalmanovich⁵**

¹National University of Science and Technology “MISA” Moscow, Russia

²Lenin Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russia

³Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

⁴Ivanovo State University, Ivanovo, Russia

⁵Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, Russia

E-mail: michael-1946@mail.ru

The properties of barium hexaferrite nanocrystallites $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ni}_x\text{O}_{19}$ obtained by thermal and hydrothermal synthesis were studied. It was shown that substituting divalent Ni^{2+} ions for Fe^{3+} affects the crystal morphology and allows for variation of saturation magnetization, coercive force, and anisotropy.

Key words: barium hexaferrite, nickel ion substitution, magnetic properties.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ НА ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

А.В. Носков¹, С.В. Блажевич², Е.Д. Пронина¹, П.Д. Пугина¹

¹ Московский технический университет связи и информатики, Москва, Россия

² Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

E-mail: noskovbupk@mail.ru

В работе развита теория параметрического рентгеновского излучения релятивистских электронов в намагниченной монокристаллической пластине. Получены выражения, описывающие угловые плотности двух ветвей параметрического рентгеновского излучения и их интерференции с учетом магнитной проницаемости монокристалла. Показана существенная зависимость угловой плотности ПРИ от магнитной проницаемости монокристалла при определенных условиях.

Ключевые слова: параметрическое рентгеновское излучение, магнитная проницаемость монокристалла, релятивистских электронов.

Введение

Когда заряженная частица пересекает монокристалл, ее кулоновское поле рассеивается на системе атомных плоскостей и вблизи направления рассеяния Брэгга генерируется параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) [1-4]. В геометрии рассеяния Брэгга ПРИ подробно рассмотрено в монографии [5], которая включает в себя множество работ, выполненных в течение достаточно большого периода времени. Дальнейшее развитие динамической теории ПРИ и в монокристалле было представлено в работах [6-7] для общего случая асимметричного относительно поверхности мишени отражения поля электрона, когда система параллельных отражающих слоев мишени может располагаться под любым заданным углом к поверхности мишени. Необходимо отметить, что во всех цитируемых работах и во всех остальных когерентное рентгеновское излучение в монокристаллах и слоистых структурах рассматривалось без учета магнитных свойств среды, то есть для случая, когда магнитная проницаемость среды равна единице: $\mu = 1$. В работе [8], была построена теория когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона в намагниченном монокристалле. Настоящая работа посвящена исследованию влияния магнитной проницаемости монокристаллической пластины на угловую плотность ПРИ релятивистских электронов.

1. Геометрия процесса излучения

Рассмотрим когерентное рентгеновское излучение релятивистского электрона пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга (рис.1).

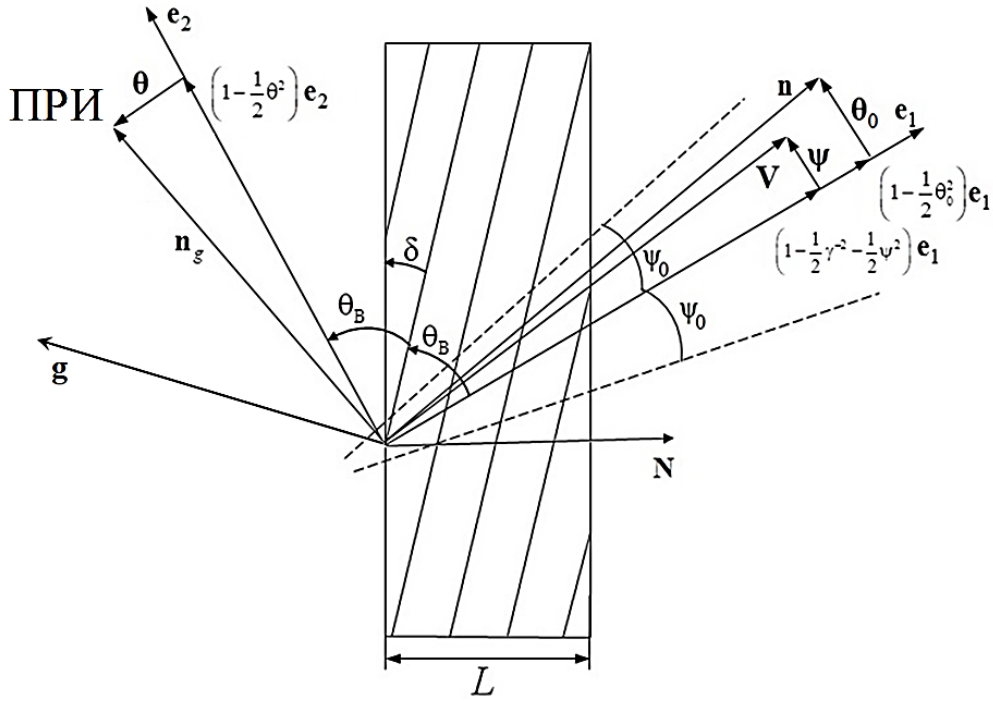


Рисунок 1 – Геометрия процесса ПРИ

Направление оси электронно пучка определяется единичным вектором $\mathbf{e}_1$, а отклонение скорости $\mathbf{V}$ произвольного электрона пучка относительно оси пучка $\mathbf{e}_1$ определяется вектором $\boldsymbol{\psi}(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})$. Направление псевдо-фотона кулоновского поля релятивистского электрона и фотона когерентного рентгеновского излучения вблизи направления оси пучка определяется углом $\theta_0(\theta_{0\perp}, \theta_{0\parallel})$, волновой вектор этих фотонов равен: $\mathbf{k} = \omega \mathbf{n}$. В результате рассеяния псевдо-фотонов кулоновского поля релятивистского электрона на системе параллельных атомных плоскостей монокристалла вблизи направления рассеяния Брэгга $\mathbf{e}_2$ генерируются параметрическое рентгеновское излучение, с волновым вектором $\mathbf{k}_g = \omega \mathbf{n}_g$. Вектора: $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$, $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}_g$ являются единичными векторами. Угол когерентного излучения, отсчитываемый от оси детектора $\mathbf{e}_2$, определяется вектором $\boldsymbol{\theta}(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel})$. Разложим рассматриваемые угловые векторы на составляющие: $\boldsymbol{\theta}_0 = \boldsymbol{\theta}_{0\perp} + \boldsymbol{\theta}_{0\parallel}$, $\boldsymbol{\theta} = \boldsymbol{\theta}_{\perp} + \boldsymbol{\theta}_{\parallel}$, $\boldsymbol{\psi} = \boldsymbol{\psi}_{\perp} + \boldsymbol{\psi}_{\parallel}$. Векторы $\boldsymbol{\theta}_{\perp}$, $\boldsymbol{\theta}_{0\perp}$ и $\boldsymbol{\psi}_{\perp}$ перпендикулярны плоскости векторов $\mathbf{k}$ and $\mathbf{k}_g$. Векторы $\boldsymbol{\theta}_{\parallel}$, $\boldsymbol{\theta}_{0\parallel}$ и $\boldsymbol{\psi}_{\parallel}$ параллельны плоскости векторов $\mathbf{k}$ and $\mathbf{k}_g$. Для решения задачи, рассматриваемые углы и вектора свяжем соотношениями:

$$\mathbf{V} = \left(1 - \frac{1}{2}\gamma^{-2} - \frac{1}{2}\psi^2\right)\mathbf{e}_1 + \boldsymbol{\psi}, \quad \mathbf{n}_g = \left(1 - \frac{1}{2}\theta^2\right)\mathbf{e}_2 + \boldsymbol{\theta}, \quad \mathbf{n} = \left(1 - \frac{1}{2}\theta_0^2\right)\mathbf{e}_1 + \boldsymbol{\theta}_0, \quad (1)$$

где: $\mathbf{e}_1 \boldsymbol{\psi} = 0$, $\mathbf{e}_1 \boldsymbol{\theta}_0 = 0$, $\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 = \cos 2\theta_B$, $\mathbf{e}_2 \boldsymbol{\theta} = 0$, $|\mathbf{e}_1| = |\mathbf{e}_2| = |\mathbf{n}| = |\mathbf{n}_g| = 1$. Это можно сделать, так как выполняются нужные условия, из которых следуют соотношения: $\mathbf{V}^2 \approx 1$, $\mathbf{n}_g^2 \approx 1$ и $\mathbf{n}^2 \approx 1$. $\gamma = 1/\sqrt{1-V^2}$ - Лоренц-фактор электрона; $\mathbf{g}$ - вектор

обратной решетки, модуль которого равен: $g = 2\omega_B \sin \theta_B / V$, ω_B - частота Брэгга, θ_B - угол Брэгга. В случае дифракции Брэгга волновые вектора падающей $\mathbf{k}$ и дифрагированной волны $\mathbf{k}_g$ связаны между собой уравнением: $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$.

2. Угловая плотность ПРИ

Фурье-образы напряженностей электрического поля падающего $\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}$ и дифрагированного излучения $\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}}$ разложим по векторам поляризации:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}} &= E_{\omega, \mathbf{k}}^{(1)} \mathbf{e}^{(1)} + E_{\omega, \mathbf{k}}^{(2)} \mathbf{e}^{(2)}, \quad \mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}} = E_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}}^{(1)} \mathbf{e}_g^{(1)} + E_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}}^{(2)} \mathbf{e}_g^{(2)}, \\ \mathbf{e}^{(1)} &= \mathbf{e}_g^{(1)} = \frac{[\mathbf{k}, \mathbf{g}]}{[\mathbf{k}, \mathbf{g}]}, \quad \mathbf{e}^{(2)} = \frac{[\mathbf{k}, \mathbf{e}^{(1)}]}{k}, \quad \mathbf{e}_g^{(2)} = \frac{[\mathbf{k}_g, \mathbf{e}^{(1)}]}{k_g}. \end{aligned} \quad (2)$$

Вектора $\mathbf{e}^{(2)}$ и $\mathbf{e}_g^{(2)}$ лежат в плоскости, которая образована векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_g$, назовем соответствующие им напряженности π -поляризованные. Векторы $\mathbf{e}^{(1)}$ и $\mathbf{e}_g^{(1)}$ перпендикулярны плоскости векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_g$ (σ -поляризация). Используя систему уравнений Максвелла для электромагнитного поля, получим выражение для Фурье-образов падающего $\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}$ и дифрагированного $\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}}$ электрических полей излучения в монокристалле с учетом магнитной проницаемости:

$$(k^2 - \mu\omega^2(1 + \chi_0(\omega)))\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}} - \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}) - \mu\omega^2 \sum_{\mathbf{g} \neq 0} \chi_{-\mathbf{g}}(\omega) \mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}} = 4\pi i \omega \mathbf{j}_{\omega, \mathbf{k}}, \quad (3)$$

где: $\mathbf{j}_{\omega, \mathbf{k}} = 2\pi e V \delta(\omega - \mathbf{k}V)$ - Фурье-образ плотности тока электрона пучка; μ - магнитная проницаемость монокристалла; ω - частота рентгеновского излучения; $\chi_0(\omega) = \chi'_0(\omega) + i\chi''_0(\omega)$ - средняя диэлектрическая восприимчивость монокристалла; $\chi_g(\omega) = \chi'_g(\omega) + i\chi''_g(\omega)$ - коэффициент разложение диэлектрической восприимчивости в монокристалле по векторам обратной решетки: $\chi(\omega) = \chi_0(\omega) + \sum_{\mathbf{g} \neq 0} \chi_g(\omega) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}}$.

Рассмотрим случай, когда в монокристалле формируются только две сильные волны, остальные пренебрежимо малы. Этот случай соответствует отражению рентгеновских волн от одной выделенной системы параллельных атомных плоскостей монокристалла. Подставляя (2) в (3), получим систему уравнений, которая описывает связь между падающим $E_{\omega, \mathbf{k}}^{(s)}$ и дифрагированным $E_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}}^{(s)}$ полем в монокристалле с учетом намагниченности:

$$\begin{aligned} (k^2 - \mu\omega^2(1 + \chi_0(\omega)))E_{\omega, \mathbf{k}}^{(s)} - \mu\omega^2 \chi_{-\mathbf{g}}(\omega) E_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}}^{(s)} C^{(s, \tau)} &= 8\pi^2 i \mu \omega e \Omega^{(s)} \delta(\omega - \mathbf{k}V), \\ ((\mathbf{k} + \mathbf{g})^2 - \mu\omega^2(1 + \chi_0(\omega)))E_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}}^{(s)} - \mu\omega^2 \chi_{\mathbf{g}}(\omega) E_{\omega, \mathbf{k}}^{(s)} C^{(s, \tau)} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где введены следующие обозначения:

$$C^{(s, \tau)} = \mathbf{e}_g^{(s)} \mathbf{e}^{(s)} = (-1)^\tau C^{(s)}, \quad C^{(1)} = 1, \quad C^{(2)} = |\cos 2\theta_B|,$$

$$\Omega^{(1)} = \mathbf{e}_0^{(1)} \mathbf{V} = \theta_{\perp} - \psi_{\perp}, \quad \Omega^{(2)} = \mathbf{e}_0^{(2)} \mathbf{V} = \theta_{\parallel} + \psi_{\parallel}. \quad (5)$$

При значениях параметров: $s=1$ и $\tau=2$ эти уравнения описывают напряженности полей σ - поляризованных. В случае, когда параметр $s=2$, поля будут π -поляризованные, при этом если выполняется условие $2\theta_B < \pi/2$, то параметр $\tau=2$, а если $2\theta_B \geq \pi/2$, то параметр $\tau=1$.

Рассмотрим излучение в тонкой непоглощающей мишени, в этом случае выполняется условие: $\chi_0'' \approx 0$. Решим систему уравнений (4) для электрических полей внутри монокристаллической пластины, а также вне ее при условиях: $\chi_{-g} = \chi_0 = 0$ и $\mu = 1$. Далее применяя обычные граничные условия на входной и выходной поверхностях мишени, получаем выражение для амплитуды напряженности электрического поля фотонов ПРИ:

$$E_{\text{ПРИ}}^{(s)} = -\frac{8\pi^2 i e \Omega^{(s)}}{\omega \sqrt{\mu}} \frac{\varepsilon}{\Delta^{(s)}} \left[\left(\frac{\omega}{2\lambda_0^*} + \frac{\Lambda_2^{(s)}}{\Delta_1^{(s)}} \right) \left[1 - \exp(-ib^{(s)} \Delta_1^{(s)}) \right] - \left(\frac{\omega}{2\lambda_0^*} + \frac{\Lambda_1^{(s)}}{\Delta_2^{(s)}} \right) \left(1 - \exp(-ib^{(s)} \Delta_2^{(s)}) \right) \right], \quad (6)$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned} \Delta^{(s)} &= \left(\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon \mu} \right) \exp(-ib^{(s)} \Delta_2^{(s)}) - \left(\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon \mu} \right) \exp(-ib^{(s)} \Delta_1^{(s)}), \\ \xi^{(s)}(\omega) &= \eta^{(s)}(\omega) + \frac{\mu(1+\varepsilon)}{2v^{(s)}}, \quad \eta^{(s)}(\omega) = \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi_g'| C^{(s)}} \left(1 - \frac{\omega(1 - \theta_{\parallel} \operatorname{ctg} \theta_B)}{\omega_B} \right), \\ \Lambda_{(1,2)}^{(s)} &= 2L_{\text{ext}}^{(s)} \omega \mu \sqrt{\mu} \exp(-ib^{(s)} \Delta_{(1,2)}^{(s)}), \quad \Delta_{(1,2)}^{(s)} = \frac{\xi^{(s)} \mp \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon \mu}}{\varepsilon} - \sqrt{\mu} \sigma_*^{(s)}, \\ b^{(s)} &= \frac{1}{2 \sin(\theta_B + \delta)} \frac{L}{L_{\text{ext}}^{(s)}}, \quad L_{\text{ext}}^{(s)} = \frac{1}{\omega |\chi_g'| C^{(s)}}, \quad \sigma_*^{(s)} = \sigma^{(s)} - \frac{2}{|\chi_g'| C^{(s)}} (1 - 1/\sqrt{\mu}), \\ \sigma^{(s)} &= \omega L_{\text{ext}}^{(s)} \left((\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 + \gamma^{-2} - \chi_0' \right), \\ \lambda_0^* &= \sqrt{\mu} \omega \left(\frac{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 - \chi_0}{2} \right) - \omega(\sqrt{\mu} - 1), \quad \varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Применяя хорошо известное выражение для спектрально-угловой плотности когерентного излучения: $\omega \frac{d^3 N_{\text{ПРИ}}}{d\omega d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = \omega^2 (2\pi)^{-6} \sum_{s=1}^2 |E_{\text{ПРИ}}^{(s)}|^2$, и используя соотношение: $\frac{d\omega}{\omega} = -\frac{|\chi_g'| C^{(s)}}{2 \sin^2 \theta_B} d\eta^{(s)}(\omega)$, получим выражения, описывающие угловые плотности двух ветвей ПРИ и их интерференцию с учетом магнитной проницаемости монокристалла μ :

$$\frac{d^2 N_{\text{ПРИ}(1,2)}^{(s)}}{d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{|\chi_g'| C^{(s)}}{2 \sin^2 \theta_B} \frac{\varepsilon^2}{\left(\Gamma - \chi_0' - 2(1 - 1/\sqrt{\mu}) \right)^2} \frac{\Omega^{(s)2}}{\sqrt{\varepsilon \mu} \frac{\mu(1+\varepsilon)}{2v^{(s)}}} \frac{Z_{(1,2)}^{(s)}}{F^{(s)}(\eta^{(s)})} \times \frac{\sin^2 \left(\frac{b^{(s)} \Delta_{(1,2)}^{(s)}}{2} \right)}{(\Delta_{(1,2)}^{(s)})^2} d\eta^{(s)}, \quad (8)$$

$$\frac{d^2 N_{\text{ПРИ(инт)}}^{(s)}}{d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = -2 \frac{e^2}{\pi^2} \frac{|\chi_g'| C^{(s)}}{2 \sin^2 \theta_B} \frac{\varepsilon^2}{\mu^2} \frac{\Omega^{(s)2}}{\left(\Gamma - \chi_0' - 2(1 - 1/\sqrt{\mu}) \right)^2} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu} \frac{\mu(1+\varepsilon)}{2v^{(s)}}} \frac{Z_{\text{инт}}^{(s)}}{F^{(s)}(\eta^{(s)})} \frac{1}{\Delta_1^{(s)} \Delta_2^{(s)}} d\eta^{(s)}, \quad (9)$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned}\Gamma &= \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2, \quad Z_1^{(s)} = (\Delta_1^{(s)} + 2\mu^2 \sigma_*^{(s)})^2 - 8\mu^2 \sigma_*^{(s)} \Delta_1^{(s)} \sin^2(b^{(s)} \Delta_2^{(s)} / 2), \\ Z_2^{(s)} &= (\Delta_2^{(s)} + 2\mu^2 \sigma_*^{(s)})^2 - 8\mu^2 \sigma_*^{(s)} \Delta_2^{(s)} \sin^2(b^{(s)} \Delta_1^{(s)} / 2), \\ Z_{\text{int}}^{(s)} &= (\Delta_1^{(s)} - 2\sigma_*^{(s)} \mu^2)(\Delta_2^{(s)} - 2\sigma_*^{(s)} \mu^2)(1 - \cos(b^{(s)} \Delta_1^{(s)}) - \cos(b^{(s)} \Delta_2^{(s)})) + \\ &+ (\Delta_1^{(s)} \Delta_2^{(s)} + 4\sigma_*^{(s)2} \mu^4) \cos(b^{(s)} (\Delta_1^{(s)} - \Delta_2^{(s)})) - 2\sigma_*^{(s)} \mu^2 (\Delta_1^{(s)} + \Delta_2^{(s)}) \cos(b^{(s)} (\Delta_1^{(s)} + \Delta_2^{(s)})), \\ F^{(s)}(\eta^{(s)}) &= |\Delta^{(s)}|^2 = \xi^{(s)2} - \varepsilon \mu + \varepsilon \mu \sin^2(b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon \mu} / \varepsilon).\end{aligned}$$

3. Численные расчеты

Используя полученные выражения, проведем численные расчеты. Рассмотрим ПРИ релятивистского электрона с Лоренц-фактором: $\gamma=1000$, пересекающего монокристаллическую пластинку вольфрама W(110) толщиной: $L=5\text{мкм}$. Рассмотрим случай симметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени: $\varepsilon=1$. Угол между осью электронного пучка $\mathbf{e}_1$ и системой отражающих атомных плоскостей монокристалла (110) равен $\theta_B=20,5^\circ$, в этом случае частота Брэгга вблизи которой формируется спектр излучения равна: $\omega_B=8\text{кэВ}$. Релятивистский электрон движется вдоль оси электронного пучка $\mathbf{e}_1$, когда $\psi_{\perp}=\psi_{\parallel}=0$. Вычисление проведены для σ -поляризации, когда $s=1$.

На рис.2 и рис.3 представлены кривые, построены по формулам (8), демонстрирующие существенную зависимость угловой плотности первой и второй ветви ПРИ от магнитной проницаемости монокристаллической пластины.

На рисунке 4 представлены кривые, демонстрирующие относительный вклад первой и второй ветви ПРИ, а также их интерференции в суммарную угловую плотность ПРИ.

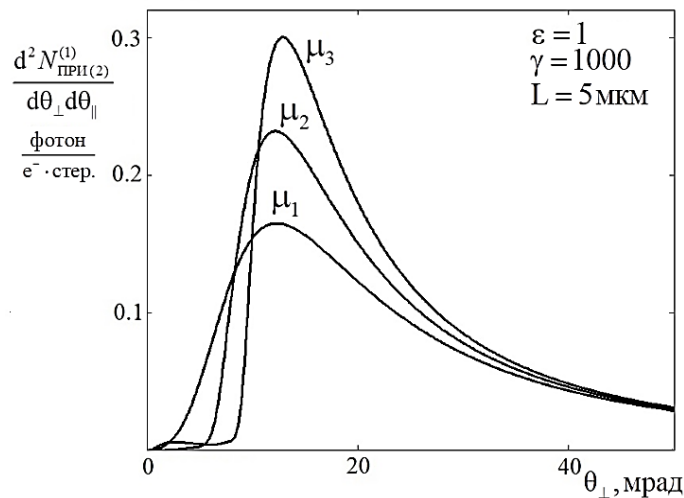


Рисунок 2 – Угловая плотность второй ветви ПРИ при различных значениях магнитной проницаемости монокристалла: $\mu_1=1$, $\mu_2=1.00005$, $\mu_3=1.00009$

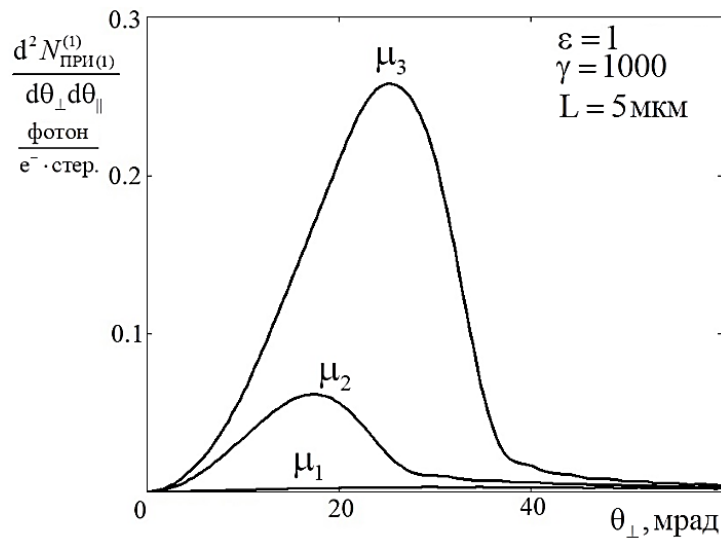


Рисунок 3 – Угловая плотность первой ветви ПРИ
при различных значениях магнитной проницаемости монокристалла:
 $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 1.00005$, $\mu_3 = 1.00009$

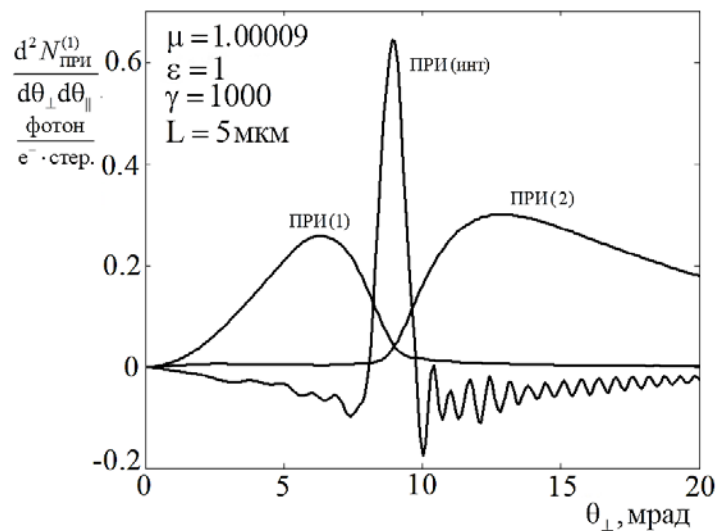


Рисунок 4 – Угловые плотности первой и второй ветви ПРИ
и их интерференция, когда $\mu = 1.00009$

Заключение

В работе развита теория параметрического рентгеновского излучения релятивистских электронов пересекающих намагниченную монокристаллическую пластину в геометрии рассеяния Брэгга. В рамках двух волнового приближения динамической теории дифракции получены и исследованы выражения, описывающие угловые плотности двух ветвей параметрического рентгеновского излучения и их интерференции с учетом магнитной проницаемости монокристалла. Показана существенная зависимость угловой плотности ПРИ от магнитной проницаемости монокристалла при определенных условиях. Показано, что при определенных условиях, вклад интерференции первой и второй ветви ПРИ в суммарную угловую плотность ПРИ может быть значительный.

Список литературы

1. Garibian G.M. and Yang C. Quantum microscopic theory of radiation by a charged particle moving uniformly in a crystal // Sov. Phys. JETP. 1972. V. 34. P. 495.
2. Baryshevsky V.G. and Feranchuk I.D. Transition radiation of γ -rays in a crystal // Sov. Phys. JETP. 1972. V. 34. P. 502.
3. Nitta H. Kinematical theory of parametric X-ray radiation // Physics Letters A. 1991. V.158. P. 270.
4. Feranchuk I.D., Ivashin A.V. Theoretical investigation of parametric x-ray features // Journal de Physique. 1988. V. 46. P. 1981.
5. Baryshevsky V.G., Feranchuk I.D., Ulyanenko A.P. Parametric X-ray Radiation in Crystals: Theory, Experiments and Applications// Springer. 2005. 167 P.
6. Blazhevich S.V., Noskov A.V. Coherent X-radiation of relativistic electron in a single crystal under asymmetric reflection conditions // Nucl. Instr. and Meth. B. 2008. V. 266. P. 3770.
7. Blazhevich S.V., Noskov A.V. Coherent X-Ray Radiation Excited by a Diverging Relativistic Electron Beam in a Single Crystal// Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2015. V. 120. P.753.
8. Noskov A.V., Blazhevich S. V., Pronina E.D. Coherent X-ray emission from a relativistic electron in a magnetized single crystal in Bragg scattering geometry // Journal of Instrumentation. 2025. V. 20. P06015.

THE INFLUENCE OF MAGNETIC PERMEABILITY OF A SINGLE-CRYSTAL PLATE ON THE PXR OF RELATIVISTIC ELECTRONS

A.V. Noskov¹, S.V. Blazhevich², E.D. Pronina¹, P.D. Pugina¹

¹Moscow Technical University of Communications and Informatics, Moscow, Russia

²Belgorod State National Research University, Belgorod, Russia

E-mail: noskovbupk@mail.ru

This paper develops a theory of coherent X-ray emission from relativistic electrons in a magnetized single-crystal plate. Expressions are derived describing the angular densities of two branches of parametric X-ray emission and their interference, taking into account the magnetic permeability of the single crystal. A significant dependence of the PXR angular density on the magnetic permeability of the single crystal under certain conditions is demonstrated.

Key words: parametric X-ray radiation, magnetic permeability of a single crystal, relativistic electron.

**КРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ
В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СЛОИСТОЙ СРЕДЕ С ТРЕМЯ СЛОЯМИ
В ПЕРИОДЕ В ГЕОМЕТРИИ РАССЕЯНИЯ ЛАУЭ**

**А.В. Носков^{1,2}, И.Н. Бардакова³, Л.С. Машковцева²,
Д.Ф. Бикбулатова², Н.Р. Якупова²**

¹ Московский технический университет связи и информатики, Москва, Россия

² Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,
Москва, Россия

² Белгородский государственный национальный исследовательский
университет, Белгород, Россия

E-mail: noskovbupk@mail.ru

Развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения пучка релятивистских электронов, пересекающих мишень из периодической слоистой среды с тремя слоями в периоде в геометрии рассеяния Лауэ. Получены и исследованы выражения, описывающие спектрально-угловые плотности параметрического рентгеновского излучения и дифрагированного переходного излучения в этой структуре.

Ключевые слова: дифрагированное переходное излучение, параметрическое рентгеновское излучения, периодическая слоистая среда.

Введение

Впервые когерентное рентгеновское излучение (КРИ) релятивистских электронов, пересекающих мишень, имеющую периодическую слоистую структуру, в рамках динамической теории дифракции рентгеновских волн исследовалось в работе [1]. КРИ рассматривалось в работе [1] как результат интерференции вкладов параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) и дифрагированного переходного излучения (ДПИ). ПРИ в такой мишени генерируется вследствие дифракции псевдо-фотонов кулоновского поля релятивистского электрона на слоях, аналогично генерации ПРИ в монокристалле на атомных плоскостях [2-4]. Переходное излучение (ПИ) возникает при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред [5]. ДПИ возникает вследствие дифракции на слоях мишени переходного излучения, генерируемого вблизи передней поверхности мишени, так же как ДПИ в монокристалле возникает вследствие дифракции ПИ на атомных плоскостях [6-7]. Дальнейшие исследования электромагнитного излучения в периодических структурах описано в монографии [8]. КРИ релятивистского электрона в периодической слоистой среде для общего случая асимметричного относительно поверхности мишени отражения поля электрона в геометрии рассеяния Лауэ впервые рассматривался в работе [9]. Во всех цитируемых выше работах и других работах когерентное излучение в периодической слоистой среде рассматривалось с двумя слоями в периоде. Впервые динамическое рассеяние рентгеновского излучения в периодической слоистой среде с тремя слоями на периоде было рассмотрено в работе [10] в геометрии рассеяния Брэгга. В настоящей работе рассматривается когерентное рентгеновское излучение релятивистских электронов пересекающих периодическую слоистую среду с тремя слоями в периоде в геометрии рассеяния Лауэ.

1. Геометрия процесса излучения

Рассмотрим излучение релятивистских электронов, пересекающих в геометрии рассеяния Брэгга периодическую слоистую структуру, состоящую из трех различных чередующихся слоев с толщами a , b и c на периоде $T = a + b + c$ (Рис.1). Диэлектрические восприимчивости атомных веществ, из которых состоят слои, соответственно обозначим соответственно: χ_a , χ_b и χ_c . Отражающие слои периодической слоистой структуры расположены под некоторым углом δ к поверхности мишени (Рис.1), что соответствует случаю асимметричного отражения поля излучения ($\delta = 0$ - частный случай симметричного отражения).

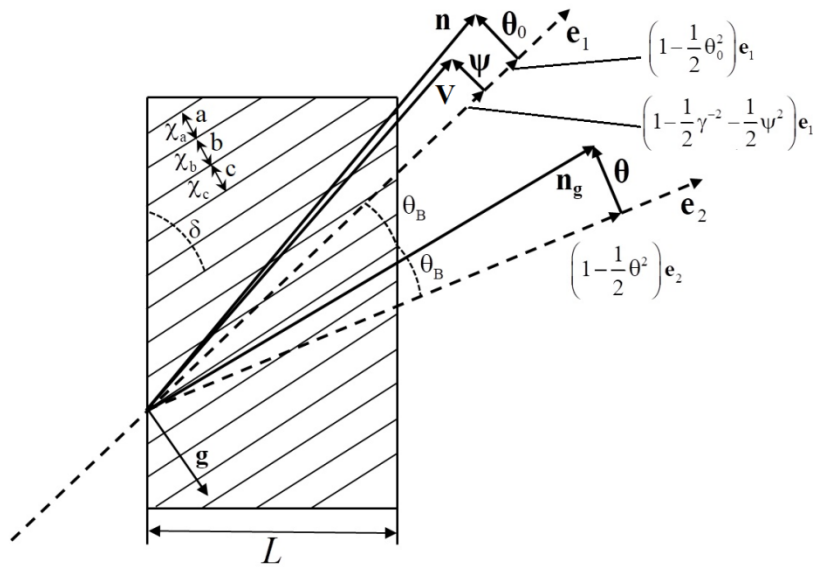


Рисунок 1 – Геометрия процесса излучения

Введем угловые переменные ψ , θ и θ_0 в соответствии с определениями скорости релятивистского электрона $\mathbf{V}$ и единичных векторов: $\mathbf{n}$ - в направлении импульса фотона, излученного вблизи направления вектора скорости электрона, и $\mathbf{n}_g$ - в направлении рассеяния Брэгга:

$$\mathbf{V} = \left(1 - \frac{1}{2}\gamma^{-2} - \frac{1}{2}\psi^2\right)\mathbf{e}_1 + \psi, \quad \mathbf{n} = \left(1 - \frac{1}{2}\theta_0^2\right)\mathbf{e}_1 + \theta_0, \quad \mathbf{n}_g = \left(1 - \frac{1}{2}\theta^2\right)\mathbf{e}_2 + \theta, \\ \mathbf{e}_1\theta_0 = 0, \quad \mathbf{e}_2\theta = 0, \quad \mathbf{e}_1\psi = 0, \quad \mathbf{e}_1\mathbf{e}_2 = \cos 2\theta_B. \quad (1)$$

где θ - угол излучения, отсчитываемый от оси детектора излучения $\mathbf{e}_2$, ψ - угол отклонения рассматриваемого электрона в пучке, отсчитываемый от оси электронного пучка $\mathbf{e}_1$, θ_0 - угол между направлением распространения падающего фотона и осью $\mathbf{e}_1$, $\gamma = 1/\sqrt{1-V^2}$ - Лоренц-фактор электрона. Угловые переменные рассматриваются в виде суммы составляющих параллельных и перпендикулярных плоскости рисунка: $\theta = \theta_{\parallel} + \theta_{\perp}$, $\theta_0 = \theta_{0\parallel} + \theta_{0\perp}$, $\psi = \psi_{\parallel} + \psi_{\perp}$.

Вектор $\mathbf{g}$ (Рис.1) аналогичен вектору обратной решетки в монокристалле. Его длина может принимать значения: $g = \frac{2\pi}{T}n$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Число n определяет гармонику отраженной волны. В результате рассеяния псевдо-фотонов кулоновского

поля релятивистского электрона, а также фотонов переходного излучения на системе параллельных атомных плоскостей монокристалла вблизи направления рассеяния Брэгга $\mathbf{e}_2$ генерируются параметрическое рентгеновское излучение и дифрагированное переходное излучение, с волновым вектором $\mathbf{k}_g = \omega \mathbf{n}_g$. Вектора: $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$, $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}_g$ являются единичными векторами.

2. Спектрально-угловые плотности ПРИ и ДПИ

Излучаемое релятивистским электроном электромагнитное поле в рентгеновском диапазоне частот является практически поперечным, значит Фурье-образы напряженностей электрического поля падающего излучения $\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}$ и дифрагированного излучения $\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}}$ в периодической слоистой среде представим в виде:

$$\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}} = E_{\omega, \mathbf{k}}^{(1)} \mathbf{e}^{(1)} + E_{\omega, \mathbf{k}}^{(2)} \mathbf{e}^{(2)}, \mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}} = E_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}}^{(1)} \mathbf{e}_g^{(1)} + E_{\omega, \mathbf{k}+\mathbf{g}}^{(2)} \mathbf{e}_g^{(2)}, \quad (2)$$

где вектора $\mathbf{e}^{(1)}$ и $\mathbf{e}^{(2)}$ перпендикулярны вектору $\mathbf{k}$, а векторы $\mathbf{e}_g^{(1)}$ и $\mathbf{e}_g^{(2)}$ перпендикулярны вектору $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$. Векторы $\mathbf{e}^{(2)}$, $\mathbf{e}_g^{(2)}$ лежат в плоскости векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_g$ (π -поляризация), а вектора $\mathbf{e}^{(1)}$ и $\mathbf{e}_g^{(1)}$ перпендикулярны ей (σ -поляризация). Векторы поляризации:

$$\mathbf{e}^{(1)} = \mathbf{e}_g^{(1)} = \frac{[\mathbf{k}, \mathbf{g}]}{[\mathbf{k}, \mathbf{g}]}, \mathbf{e}^{(2)} = \frac{[\mathbf{k}, \mathbf{e}^{(1)}]}{k}, \mathbf{e}_g^{(2)} = \frac{[\mathbf{k}_g, \mathbf{e}_g^{(1)}]}{k_g}. \quad (3)$$

Разложение диэлектрической восприимчивости в рассматриваемой структуре по векторам обратной решетки: $\chi(\omega, \mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g}} \chi_{\mathbf{g}}(\omega) \exp(i\mathbf{g}\mathbf{r})$, где средняя диэлектрическая восприимчивость χ_0 и $\chi_{\mathbf{g}}$ в рассматриваемой периодической структуре имеют вид:

$$\chi_0(\omega) = \frac{a}{T} \chi_a + \frac{b}{T} \chi_b + \frac{c}{T} \chi_c, \chi_{\mathbf{g}} = \frac{1}{igT} (\chi_c - \chi_a + (\chi_a - \chi_b) e^{iga} + (\chi_b - \chi_c) e^{-igc}).$$

В рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции получены выражения, описывающие спектрально-угловые плотности ПРИ и ДПИ в периодической слоистой среде с тремя слоями в периоде:

$$\omega \frac{d^3 N_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\omega d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{\Omega^{(s)2}}{(\Gamma - \chi_0')^2} R_{\text{ПРИ}}^{(s)}, \quad (4)$$

$$R_{\text{ПРИ}}^{(s)} = \left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}\right)^2 \frac{1 + \exp(-2b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(1)}) - 2 \exp(-b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(1)}) \cos\left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi - \sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)\right)}{\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi - \sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)^2 + \rho^{(s)2} \Delta^{(1)2}},$$

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ДПП}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \Omega_0^{(s)2} \left(\frac{1}{\Gamma} - \frac{1}{\Gamma - \chi'_0} \right)^2 R_{\text{ДПП}}^{(s)}, \quad (5)$$

$$R_{\text{ДПП}}^{(s)} = \frac{\varepsilon^2}{\xi(\omega)^2 + \varepsilon} \left[\exp(-2b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(1)}) + \exp(-2b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(2)}) - 2 \exp\left(-b^{(s)} \rho^{(s)} \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}\right) \cos\left(\frac{2b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) \right],$$

где введены обозначения:

$$\Omega^{(1)} = \theta_{\perp} - \psi_{\perp}, \quad \Omega^{(2)} = \theta_{\parallel} + \psi_{\parallel}, \quad \Gamma = \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2,$$

$$\Delta^{(1,2)} = \frac{\varepsilon+1}{2\varepsilon} \mp \frac{1-\varepsilon}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \mp \frac{\kappa^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}, \quad b^{(s)} = \frac{1}{2 \sin(\delta - \theta_B)} \frac{L}{L_{\text{ext}}^{(s)}}, \quad \varepsilon = \frac{\sin(\delta + \theta_B)}{\sin(\delta - \theta_B)},$$

$$L_{\text{ext}}^{(s)} = \frac{\pi n}{C^{(s)} \omega |\chi'_b| \sqrt{(1 - \delta'_{12}) \delta'_1 \sin^2(\pi n I_1) + (\delta'_{12} - 1) \delta'_2 \sin^2(\pi n I_2) + \delta'_1 \delta'_2 \sin^2(\pi n I_3)}},$$

$$\chi'_0 = \frac{a}{T} \chi'_a + \frac{b}{T} \chi'_b + \frac{c}{T} \chi'_c, \quad \xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1-\varepsilon}{2v^{(s)}}, \quad \eta^{(s)}(\omega) = \frac{2\pi^2 L_{\text{ext}}^{(s)}}{V^2 T^2 \omega_B} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_B} \left(1 - \theta_{\parallel} \sqrt{\frac{T^2 \omega_B^2}{\pi^2} - 1} \right) \right),$$

$$\sigma^{(s)} = \frac{1}{v^{(s)} |\chi'_0|} \left(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 + |\chi'_0| \right), \quad \chi'_0 = \chi'_b \left(\delta'_{ab} I_1 + I_2 + \frac{\delta'_{ab}}{\delta'_{ac}} I_3 \right).$$

$$\delta'_1 = \frac{\delta'_{ab}}{\delta'_{ac}} - \delta'_{ab}, \quad \delta'_2 = \frac{\delta'_{ab}}{\delta'_{ac}} - 1, \quad \delta'_{ab} = \frac{\chi'_a}{\chi'_b}, \quad \delta'_{ac} = \frac{\chi'_a}{\chi'_c}, \quad \rho_a = \frac{\chi''_a}{|\chi'_b|}, \quad \rho_b = \frac{\chi''_b}{|\chi'_b|}, \quad \rho_c = \frac{\chi''_c}{|\chi'_b|},$$

$$\rho_1 = (\rho_a - \rho_b)(\rho_a - \rho_c), \quad \rho_2 = (\rho_b - \rho_a)(\rho_b - \rho_c), \quad \rho_3 = (\rho_c - \rho_a)(\rho_c - \rho_b).$$

$$I_1 = \left(1 + \left(\frac{a}{c} \right)^{-1} + \left(\frac{a}{b} \right)^{-1} \right)^{-1}, \quad I_2 = \left(1 + \frac{a}{b} + \frac{a}{b} \left(\frac{a}{c} \right)^{-1} \right)^{-1}, \quad I_3 = \left(1 + \frac{a}{c} + \frac{a}{c} \left(\frac{a}{b} \right)^{-1} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Параметры динамического рассеяния:

$$v^{(s)} = \frac{C^{(s)}}{\pi n} \frac{\sqrt{(1 - \delta'_{ab}) \delta'_1 \sin^2(I_1 \pi) + (\delta'_{ab} - 1) \delta'_2 \sin^2(I_2 \pi) + \delta'_1 \delta'_2 \sin^2(I_3 \pi)}}{I_2 \left| \frac{a}{b} \delta'_{ab} + 1 + \frac{a}{b} \left(\frac{a}{c} \right)^{-1} \frac{\delta'_{ab}}{\delta'_{ac}} \right|},$$

$$\rho^{(s)} = \frac{\pi n}{C^{(s)}} \frac{I_2 \left| \frac{a}{b} \rho_a + \rho_b + \frac{a}{b} \left(\frac{a}{c} \right)^{-1} \rho_c \right|}{\sqrt{(1 - \delta'_{ab}) \delta'_1 \sin^2(I_1 \pi) + (\delta'_{ab} - 1) \delta'_2 \sin^2(I_2 \pi) + \delta'_1 \delta'_2 \sin^2(I_3 \pi)}},$$

$$\kappa^{(s)} = \frac{C^{(s)}}{\pi n} \frac{\sqrt{(\rho_1 \sin^2(I_1 \pi) + \rho_2 \sin^2(I_2 \pi) + \rho_3 \sin^2(I_3 \pi))}}{I_2 \left| \frac{a}{b} \rho_a + \rho_b + \frac{a}{b} \left(\frac{a}{c} \right)^{-1} \rho_c \right|}, \quad (7)$$

При $s=1$ выражения (2)-(8) описывают поля σ - поляризованные, а при $s=2$ поля π - поляризованные. $\xi^{(s)}(\omega)$ и $\eta^{(s)}(\omega)$ - спектральные функция, быстро изменяющаяся с изменением частоты излучения ω в окрестности частоты Брэгга ω_B . Значение параметра $v^{(s)}$ показывает степень интерференции рентгеновских волн, отраженных от различных слоев на периоде рассматриваемой мишени. Если $v^{(s)} \approx 1$ то интерференция наиболее конструктивна, а при $v^{(s)} \approx 0$ интерференция наиболее деструктивна. Параметр $\rho^{(s)}$ определяет степень фотопоглощения рентгеновского излучения в слоистой среде. Фотопоглощение излучения в слоях мишени определены отношениями: ρ_a , ρ_b и ρ_c . Чем меньше значение параметра $\rho^{(s)}$, тем меньше фотопоглощение рентгеновского излучения. Значение параметра $\kappa^{(s)}$ определяет расположение в слоистой среде пучностей стоячей волны, которая образуется в результате интерференции падающей и дифрагированной волн.

Для примера, проведем вычисления спектрально-угловых плотностей излучений. Положим угол между осью пучка релятивистских электронов и отражающими слоями (угол Брэгга) $\theta_B = 2.25^\circ$, при этом частота Брэгга $\omega_B = 8 \text{ кэВ}$. Период слоистой среды положим равным: $T = a + b + c = 0.002 \text{ мкм}$. Действительную часть диэлектрической восприимчивости второго слоя положим при рассматриваемой частоте излучения как у углерода: $\chi'_b = -2.25 \cdot 10^{-5}$. Вычисления проведем для значения параметра $s=1$ (σ - поляризация). На рисунке 2 и рисунке 3 представлены кривые, построенные по формулам (4) и (5), демонстрирующие зависимость спектральных плотностей ПРИ и ДПИ от отношения диэлектрических восприимчивостей слоев мишени χ'_a / χ'_c .

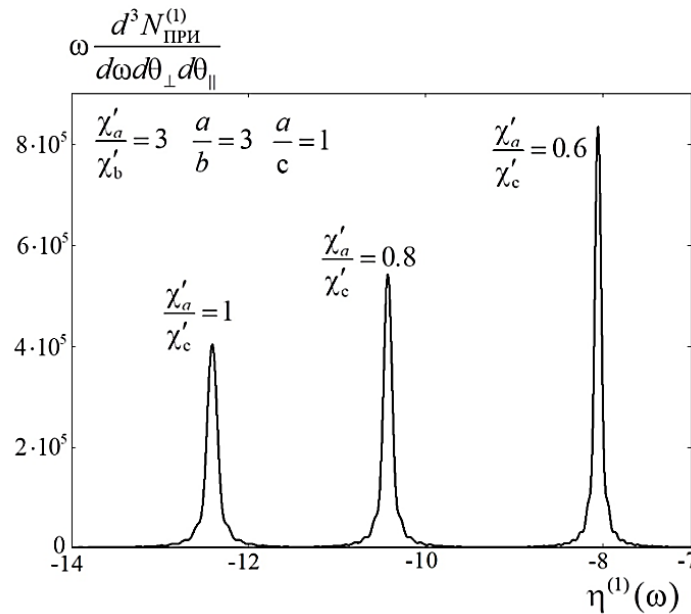


Рисунок 2 – Спектрально угловые плотности ПРИ при разных отношениях χ'_a / χ'_c .

Параметры: $\gamma = 500$, $\psi_\perp = \psi_\parallel = 0$, $\delta'_{ab} = \chi'_a / \chi'_b = 3$, $a/b = 0.5$, $a/c = 1$, $\rho_a = 0.1$, $\rho_b = 0.05$, $\rho_c = 0.08$, $\varepsilon = 3$, $\delta = 4.5^\circ$, $L = 5 \text{ мкм}$

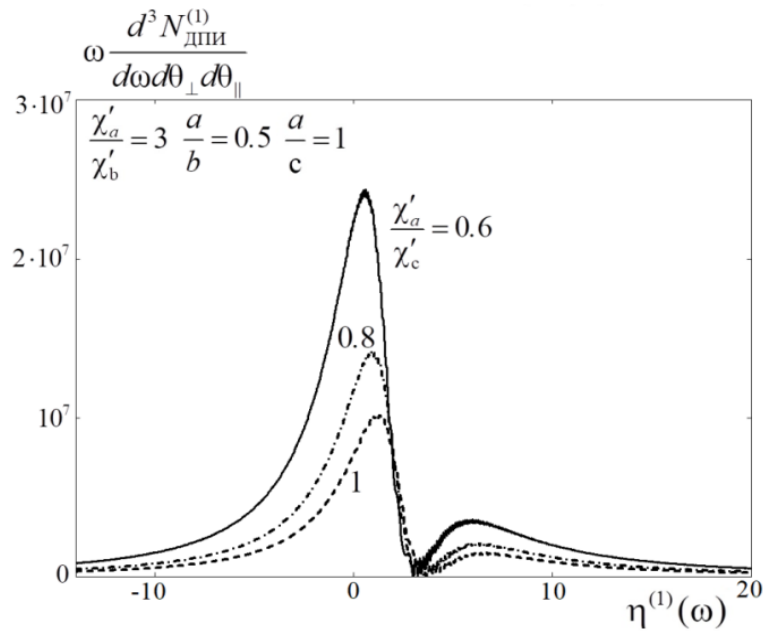


Рисунок 3 – Спектрально угловые плотности ДПИ при разных отношениях χ'_a/χ'_c .
 Параметры: $\gamma = 500$, $\psi_{\perp} = \psi_{\parallel} = 0$, $\delta'_{ab} = \chi'_a/\chi'_b = 3$, $a/b = 0.5$, $a/c = 1$, $\rho_a = 0.1$, $\rho_b = 0.05$,
 $\rho_c = 0.08$, $\varepsilon = 3$, $\delta = 4.5^\circ$, $L = 5\text{мкм}$.

Заключение

Развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения пучка релятивистских электронов, пересекающих периодическую слоистую мишень, содержащую три различные аморфные слоя на периоде в геометрии рассеяния Лауэ. Когерентное рентгеновское излучение рассматривается в геометрии рассеяния Лауэ в рамках двух-волнового приближения динамической теории дифракции в виде суммы вкладов механизмов ПРИ и ДПИ. Получены выражения, описывающие параметры динамического рассеяния рентгеновского излучения в рассматриваемой слоистой структуре. Получены и исследованы выражения, описывающие спектрально-угловые плотности ПРИ, ДПИ.

Список литературы

1. Nasonov N.N., Kaplin V.V., Uglov S.R., Piestrup M.A. and Gary C.K., X rays from relativistic electrons in a multilayer structure// Phys. Rev. E. 2003. V. 68. P.036504.
2. Garibian G.M. and Yang C. Quantum microscopic theory of radiation by a charged particle moving uniformly in a crystal// Sov. Phys. JETP. 1972. V. 34. P. 495.
3. Baryshevsky V.G. and Feranchuk I.D. Transition radiation of γ -rays in a crystal // Sov. Phys. JETP. 1972. V. 34. P. 502.
4. Nitta H. Kinematical theory of parametric X-ray radiation //Physics Letters A. 1991. V. 158. P. 270.
5. Ginzburg V.L. and Frank I.M. Radiation of a Uniformly Moving Electron Due to Its Transition from One Medium to Another //J. Phys. (USSR). 1945. V. 9. P. 353.
6. Caticha A. Transition-diffracted radiation and the Čerenkov emission of X-rays// Phys. Rev. A. 1989. V. 40. P. 4322.
7. Nasonov N.N. Influence of the density effect upon the parametric x-rays of high energy particles // Phys. Lett. A. 1998. T. 246. P. 148.

8. Potylitsyn A. Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures, Springer. 2011. C. 216.
9. Blazhevich S.V., Kolosova I.V. and Noskov A.V. Coherent x-ray radiation generated by a relativistic electron in an artificial periodic structure // J. Exp. Theor. Phys. 2012. V. 114. P. 547.
10. Noskov A.V., Blazhevich S.V. Coherent X-ray radiation excited by a relativistic electron in a periodic layered medium// JINST. 2024. V. 19. P07007.

CXR OF RELATIVISTIC ELECTRONS IN A PERIODIC LAYERED MEDIUM WITH THREE LAYERS IN A PERIOD IN LAUE SCATTERING GEOMETRY

**A.V. Noskov^{1,2}, I.N. Bardakova³, L.S. Mashkovtseva²,
D.F. Bikbulatova², N.R. Yakupova²**

¹Moscow Technical University of Communications and Informatics, Russia, Moscow

²National University of Science and Technology «MISIS», Russia, Moscow

³Belgorod State National Research University, Belgorod, Russia

E-mail: noskovbupk@mail.ru

A dynamic theory of coherent X-ray emission from a beam of relativistic electrons traversing a target made of a periodic layered medium with three layers per period in Laue scattering geometry has been developed. Expressions describing the spectral-angular densities of parametric X-ray emission and diffracted transition radiation in this structure have been derived and analyzed.

Key words: diffracted transition radiation, parametric X-ray radiation, periodic layered medium.

ДПИ ПУЧКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В НАМАГНИЧЕННОЙ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ В ГЕОМЕТРИИ РАССЕЯНИЯ БРЭГГА

А.В. Носков^{1,2}, П.Д. Пугина¹, К.А. Седова², М.С. Макарова²

¹ Московский технический университет связи и информатики, Москва, Россия

² Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,
Москва, Россия

E-mail: noskovbupk@mail.ru

Развита теория дифрагированного переходного излучения пучка релятивистских электронов пересекающих намагниченную монокристаллическую пластину в геометрии рассеяния Брэгга. В рамках двух-волнового приближения динамической теории дифракции получены и исследованы выражения, описывающие угловые плотности дифрагированного переходного излучения с учетом магнитной проницаемости монокристалла, асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности и угловой расходимости электронного пучка.

Ключевые слова: дифрагированное переходное излучение, магнитная проницаемость монокристалла, релятивистских электронов.

Введение

При пересечении релятивистскими электронами передней границы монокристаллической пластины, вблизи ней генерируется переходное излучение [1-3], которое в последствие дифрагирует на системе параллельных атомных плоскостей монокристалла образуя дифрагированное переходное излучение (ДПИ) [4-6], фотоны которого распространяется вблизи направления рассеяния Брэгга. Необходимо отметить, что дифрагированное переходное излучение генерируется вместе с параметрическим рентгеновским излучением, они дают общий вклад в суммарное когерентное рентгеновское излучение. Дифрагированное переходное излучение в общем случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени было исследовано в работе [7]. Необходимо отметить, что во всех работах ДПИ рассматривалось без учета магнитных свойств среды, то есть для случая, когда магнитная проницаемость среды равна единице: $\mu=1$. В работе [8], была построена теория когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона в намагниченном монокристалле. Были получены выражения, описывающие спектрально-угловые плотности ДПИ, содержащие магнитную проницаемость монокристалла. Показано значительное влияние магнитной проницаемости монокристалла на спектрально-угловую плотность ДПИ, при определенных условиях. В реальном эксперименте используются пучки релятивистских электронов, которые имеют определенную угловую расходимость. Угловая расходимость электронного пучка может оказывать существенное влияние на спектрально-угловые и угловые плотности ДПИ. Настоящая работа посвящена исследованию влияния магнитной проницаемости монокристаллической пластины и угловой расходимости электронного пучка на спектрально-угловую и угловую плотности ДПИ.

1. Угловая плотность ДПИ

Рассмотрим ДПИ релятивистского электрона пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга (Рис.1). Направление оси пучка определяется единичным вектором $\mathbf{e}_1$, а отклонение скорости $\mathbf{V}$ произвольного электрона пучка относительно оси пучка $\mathbf{e}_1$ определяется вектором $\Psi(\Psi_\perp, \Psi_\parallel)$. Направление псевдо-фотона кулоновского поля релятивистского электрона и фотона когерентного рентгеновского излучения вблизи направления оси пучка определяется углом $\theta_0(\theta_{0\perp}, \theta_{0\parallel})$, волновой вектор этих фотонов равен: $\mathbf{k} = \omega \mathbf{n}$. В результате рассеяния псевдо-фотонов кулоновского поля релятивистского электрона на системе параллельных атомных плоскостей монокристалла вблизи направления рассеяния Брэгга $\mathbf{e}_2$ дифрагированное переходное излучение, с волновым вектором $\mathbf{k}_g = \omega \mathbf{n}_g$. Вектора: $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$, $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}_g$ являются единичными векторами. Угол когерентного излучения, отсчитываемый от оси детектора $\mathbf{e}_2$, определяется вектором $\theta(\theta_\perp, \theta_\parallel)$. Разложим рассматриваемые угловые векторы на составляющие: $\theta_0 = \theta_{0\perp} + \theta_{0\parallel}$, $\theta = \theta_\perp + \theta_\parallel$, $\Psi = \Psi_\perp + \Psi_\parallel$.

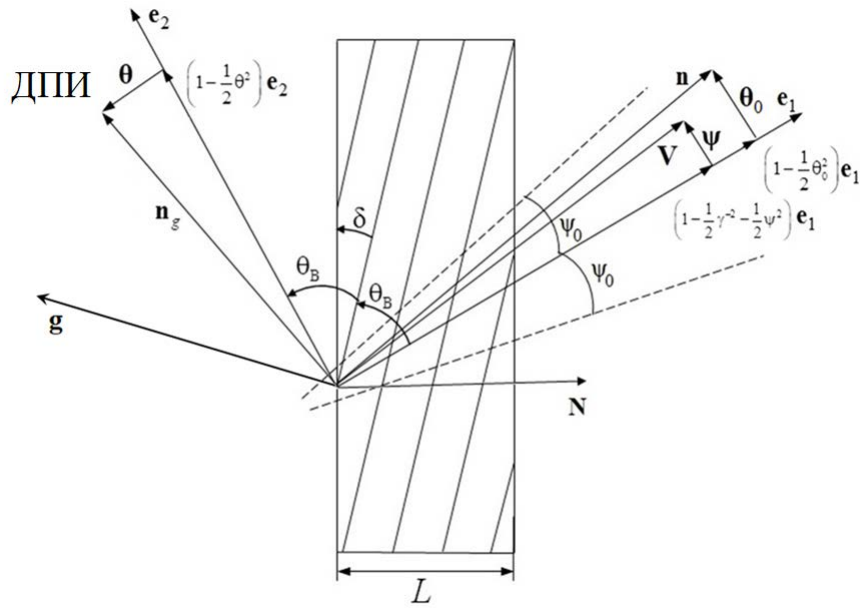


Рисунок 1 – Геометрия процесса излучения

Векторы $\theta_\perp, \theta_{0\perp}$ и $\Psi_\perp$ перпендикулярны плоскости векторов $\mathbf{k}$ and $\mathbf{k}_g$. Векторы $\theta_\parallel, \theta_{0\parallel}$ и $\Psi_\parallel$ параллельны плоскости векторов $\mathbf{k}$ and $\mathbf{k}_g$. Для решения задачи, рассматриваемые углы и вектора свяжем соотношениями:

$$\mathbf{V} = \left(1 - \frac{1}{2}\gamma^{-2} - \frac{1}{2}\Psi^2\right)\mathbf{e}_1 + \Psi, \quad \mathbf{n}_g = \left(1 - \frac{1}{2}\theta^2\right)\mathbf{e}_2 + \theta, \quad \mathbf{n} = \left(1 - \frac{1}{2}\theta_0^2\right)\mathbf{e}_1 + \theta_0, \quad (1)$$

где: $\mathbf{e}_1\Psi = 0$, $\mathbf{e}_1\theta_0 = 0$, $\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2 = \cos 2\theta_B$, $\mathbf{e}_2\theta = 0$, $|\mathbf{e}_1| = |\mathbf{e}_2| = |\mathbf{n}| = |\mathbf{n}_g| = 1$. Это можно

сделать, так как выполняются условия: $\gamma^{-2} \ll 1$, $\psi \ll 1$, $\theta \ll 1$, $\theta_0 \ll 1$, из которых следуют соотношения: $V^2 \approx 1$, $\mathbf{n}_g^2 \approx 1$ и $\mathbf{n}^2 \approx 1$. $\gamma = 1/\sqrt{1-V^2}$ - Лоренц-фактор электрона; $\mathbf{g}$ - вектор обратной решетки, модуль которого равен: $g = 2\omega_B \sin \theta_B / V$, ω_B - частота Брэгга, θ_B - угол Брэгга. В случае дифракции Брэгга волновые вектора падающей $\mathbf{k}$ и дифрагированной волны $\mathbf{k}_g$ связаны между собой уравнением: $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$.

Получено выражение для амплитуды напряженности Фурье-образа электрического поля фотонов ДПИ:

$$E_{\text{ДПИ}}^{(s)} = -\frac{8\pi^2 i e \Omega^{(s)}}{\omega \sqrt{\mu}} \frac{\varepsilon}{\Delta^{(s)}} \left[\frac{\omega}{2\lambda_0} - \frac{\omega}{2\lambda_0^*} \right] \left[\exp(-ib^{(s)} \Delta_2^{(s)}) - \exp(-ib^{(s)} \Delta_1^{(s)}) \right], \quad (2)$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned} \Omega^{(1)} &= \theta_{\perp} - \psi_{\perp}, \quad \Omega^{(2)} = \theta_{\parallel} + \psi_{\parallel}, \\ \Delta^{(s)} &= \left(\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon \mu} \right) \exp(-ib^{(s)} \Delta_2^{(s)}) - \left(\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon \mu} \right) \exp(-ib^{(s)} \Delta_1^{(s)}), \\ \xi^{(s)}(\omega) &= \eta^{(s)}(\omega) + \frac{\mu(1+\varepsilon)}{2V^{(s)}}, \quad \eta^{(s)}(\omega) = \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi'_g| C^{(s)}} \left(1 - \frac{\omega(1 - \theta_{\parallel} \operatorname{ctg} \theta_B)}{\omega_B} \right), \\ \Delta_{(1,2)}^{(s)} &= \frac{\xi^{(s)} \mp \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon \mu}}{\varepsilon} - \sqrt{\mu} \sigma_*^{(s)}, \quad b^{(s)} = \frac{1}{2 \sin(\theta_B + \delta)} \frac{L}{I_{\text{ext}}^{(s)}}, \quad L_{\text{ext}}^{(s)} = \frac{1}{\omega |\chi'_g| C^{(s)}}, \quad C^{(1)} = 1, \\ C^{(2)} &= |\cos 2\theta_B|, \quad \varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)}, \quad \lambda_0^* = \sqrt{\mu} \omega \left(\frac{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 - \chi_0}{2} \right) - \omega(\sqrt{\mu} - 1), \\ \lambda_0 &= \omega \left(\frac{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2}{2} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Применяя хорошо известное выражение для спектрально-угловой плотности когерентного излучения: $\omega \frac{d^3 N_{\text{ПРИ}}}{d\omega d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = \omega^2 (2\pi)^{-6} \sum_{s=1}^2 |E_{\text{ПРИ}}^{(s)}|^2$,

и используя соотношение: $\frac{d\omega}{\omega} = -\frac{|\chi'_g| C^{(s)}}{2 \sin^2 \theta_B} d\eta^{(s)}(\omega)$, получим выражение, описывающее угловую плотность ДПИ с учетом магнитной проницаемости монокристалла μ :

$$\frac{d^2 N_{\text{ДТР}}^{(s)}}{d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{|\chi'_g| C^{(s)}}{2 \sin^2 \theta_B} \frac{\varepsilon^2}{\mu} \Omega^{(s)2} \left(\frac{1}{\Gamma} - \frac{1}{\sqrt{\mu}(\Gamma - \chi_0') - 2(\sqrt{\mu} - 1)} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\eta^{(s)}}{F^{(s)}(\eta^{(s)})}, \quad (4)$$

где: $\Gamma = \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2$, $F^{(s)}(\eta^{(s)}) = \xi^{(s)2} - (\xi^{(s)2} - \varepsilon \mu) \coth^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\varepsilon \mu - \xi^{(s)2}}}{\varepsilon} \right)$.

Выражения (4) описывает угловую плотность ДПИ в намагниченном монокристалле, получены для электрона движущегося под углом $\psi(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})$ к оси электронного пучка $\mathbf{e}_1$.

Для учета всех возможных прямолинейных траекторий электронов в пучке необходимо усреднить эти выражения по функции распределения Гаусса:

$$f(\psi) = \frac{1}{\pi\psi_0^2} e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}}, \quad (5)$$

так как в реальных пучках, электроны по углам относительно оси пучка распределены обычно по этому распределению. Где: ψ_0 - угловая расходимость электронного пучка. В результате получим выражения, описывающие спектрально-угловую и угловую плотности ПРИ нормированные на один электрон с учетом угловой расходимости электронного пучка:

$$\left\langle \frac{d^2 N_{DTR}^{(s)}}{d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^3} \frac{|\chi'_g| C^{(s)}}{2 \sin^2 \theta_B} \frac{\varepsilon^2}{\mu \psi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\eta^{(s)}}{F^{(s)}(\eta^{(s)})} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega^{(s)2} \left(\frac{1}{\Gamma} - \frac{1}{\sqrt{\mu}(\Gamma - \chi'_0) - 2(\sqrt{\mu} - 1)} \right)^2 e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}} d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}. \quad (6)$$

Используя полученные выражения, проведем численные расчеты. Рассмотрим ДПИ релятивистского электрона с Лоренц-фактором $\gamma=1000$, пересекающего монокристаллическую пластинку вольфрама W(110) толщиной: $L=1\text{мкм}$. Угол между осью электронного пучка $\mathbf{e}_1$ и системой отражающих атомных плоскостей монокристалла (110) равен $\theta_B = 20,5^\circ$, в этом случае частота Брэгга вблизи которой формируется спектр излучения равна: $\omega_B = 8\text{кэВ}$. Релятивистский электрон движется вдоль оси электронного пучка $\mathbf{e}_1$, когда $\psi_{\perp} = \psi_{\parallel} = 0$. Вычисление проведены для σ -поляризации, когда $s=1$.

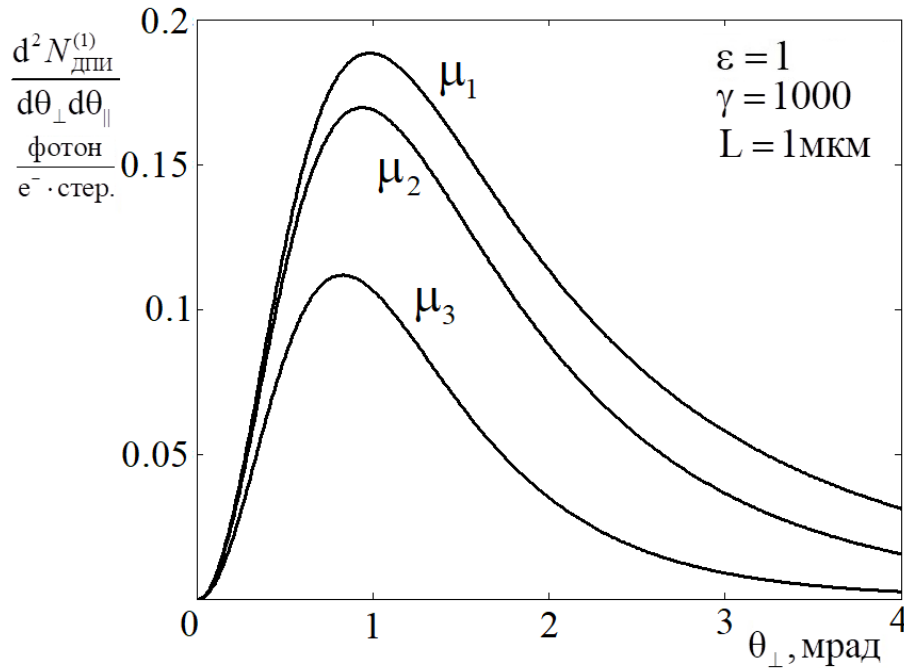


Рисунок 2 – Угловая плотность ДПИ
при различных значениях магнитной проницаемости монокристалла:
 $\mu_1 = 1, \mu_2 = 1.00007, \mu_3 = 1.00009$

На рисунке 2 представлены кривые, построенные по формуле (4), описывающие угловые плотности ДПИ для различных магнитных проницаемостей монокристалла. Из рисунка следует уменьшение угловой плотности ДПИ при увеличении магнитной проницаемости монокристалла.

Это связано с тем, что в рассматриваемых условиях, длина когерентности ПИ в монокристалле увеличивается при увеличении магнитной проницаемости монокристалла. Длина когерентности переходного излучения в монокристалле пропорционально второму слагаемому в формуле (4).

На рисунке 3 представлены кривые, построенные по формуле (6), показывающие зависимость угловой плотности ДПИ от магнитной проницаемости монокристаллической пластине при достаточно большой угловой расходимости электронного пучка: $\psi_0 = 0.5 \text{ мрад}$.

Из рисунка следует, что несмотря на достаточно большую угловую расходимость электронного пучка зависимость угловой плотности ДПИ от магнитной проницаемости монокристалла значительна.

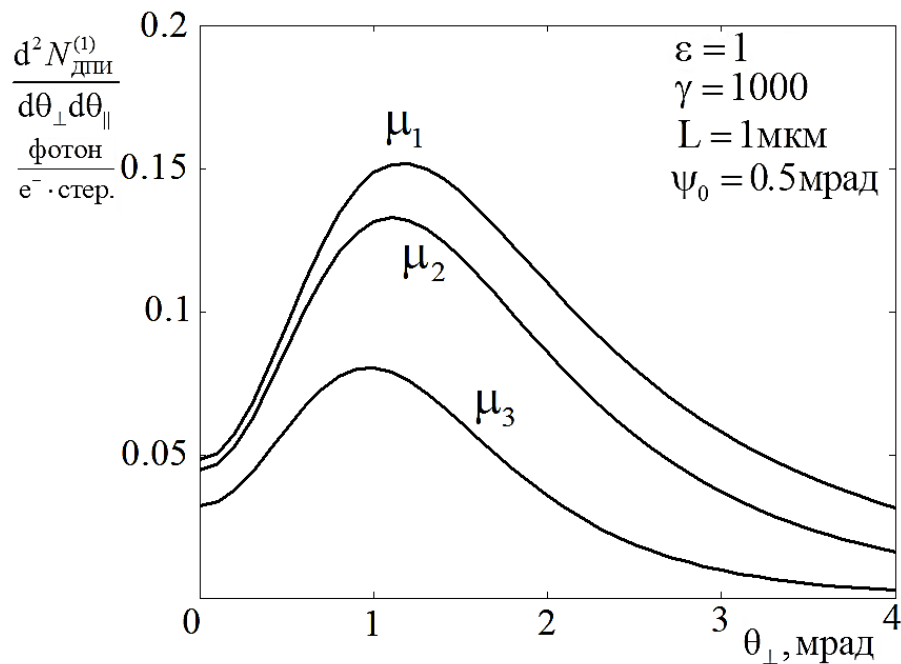


Рисунок 3 – Угловая плотность ДПИ
при различных значениях магнитной проницаемости монокристалла:
 $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 1.00007$, $\mu_3 = 1.00009$

На рисунке 4 представлены кривые, описывающие угловую плотность ДПИ при разной асимметрии отражения.

Из рисунка следует значительное увеличение угловой плотности ДПИ при увеличении параметра асимметрии.

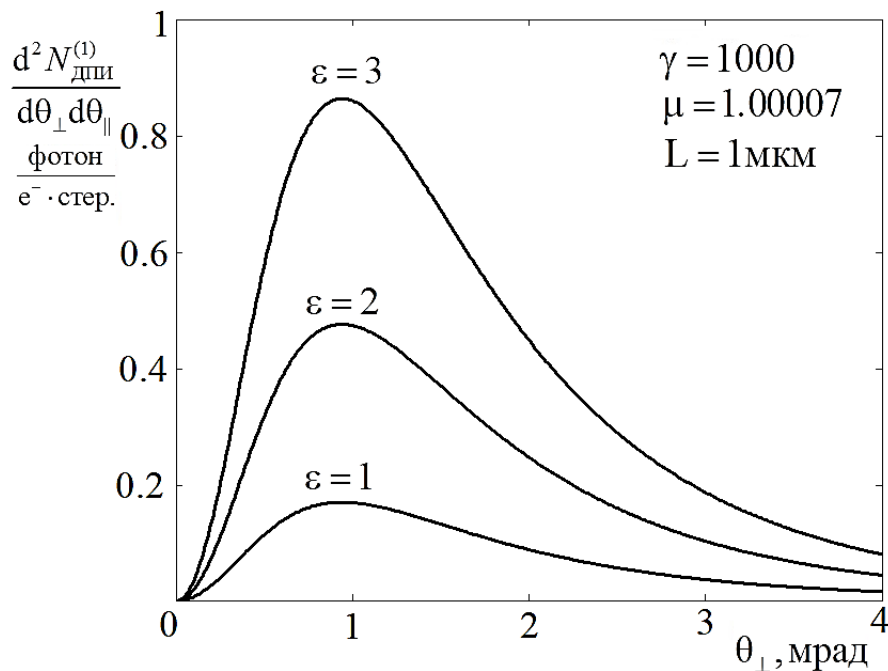


Рисунок 4 – Влияние асимметрии отражения на угловую плотность ДПИ

Заключение

Развита теория дифрагированного переходного излучения пучка релятивистских электронов пересекающих намагниченную монокристаллическую пластину в геометрии рассеяния Брэгга. В рамках двух-волнового приближения динамической теории дифракции получены и выражения, описывающие угловые плотности дифрагированного переходного излучения с учетом магнитной проницаемости монокристалла, асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности и угловой расходимости электронного пучка. Показано уменьшение угловой плотности ДПИ при увеличении магнитной проницаемости монокристалла в рассматриваемых условиях. Это связано с тем, что в рассматриваемых условиях длина когерентности ПИ в монокристалле увеличивается при увеличении магнитной проницаемости монокристалла. Показано увеличение угловой плотности ДПИ при увеличении параметра асимметрии. Показано, что при достаточно большой угловой расходимости электронного пучка зависимость угловой плотности ДПИ от магнитной проницаемости монокристалла сохраняется.

Список литературы

1. Ginzburg V.L. and Frank I.M. Radiation of a Uniformly Moving Electron Due to Its Transition from One Medium to Another // J. Phys. (USSR). 1945. V. 9. P. 353.
2. Гинзбург В. Л., Цытович В.Н Переходное излучение и переходное рассеяние. Монография. Наука, Москва. 1984. 360 с.
3. Гарибян Г.М., Ян Ши Рентгеновское переходное излучение. Ереван: Изд. Арм ССР. 1983. 320 с.
4. Caticha A. Transition-diffracted radiation and the Čerenkov emission of X-rays // Phys. Rev. A . 1989. V.40. 4322.

5. Nasonov N.N. Influence of the density effect upon the parametric x-rays of high energy particles // Phys. Lett. A. 1998. V. 246. P.148.
6. Artru X., Rullhusen P. Parametric X-rays and diffracted transition radiation in perfect and mosaic crystals // Nucl. Instr. and Meth. B. 1998. V. 145. P.1.
7. Blazhevich S.V., Noskov A.V. Coherent X-radiation of relativistic electron in a single crystal under asymmetric reflection condition // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2008. V. 266. P. 3770.
8. Noskov A.V., Blazhevich S. V., Pronina E.D. Coherent X-ray emission from a relativistic electron in a magnetized single crystal in Bragg scattering geometry // Journal of Instrumentation. 2025. T. 20. P06015.

DTR OF A BEAM OF RELATIVISTIC ELECTRONS IN A MAGNETIZED SINGLE-CRYSTAL PLATE IN BRAGG SCATTERING GEOMETRY

A.V. Noskov^{1,2}, P.D. Pugina¹, K.A. Sedova², M.S. Makarova²

¹Moscow Technical University of Communications and Informatics, Moscow, Russia

²National University of Science and Technology «MISIS», Moscow, Russia

E-mail: noskovbupk@mail.ru

A theory of diffracted transition radiation from a beam of relativistic electrons intersecting a magnetized single-crystal plate in Bragg scattering geometry has been developed. Within the two-wave approximation of dynamic diffraction theory, expressions describing the angular densities of diffracted transition radiation have been derived and analyzed, taking into account the magnetic permeability of the single crystal, the asymmetry of the electron field reflection relative to the surface, and the angular divergence of the electron beam.

Key words: diffracted transition radiation, magnetic permeability of a single crystal, relativistic electron.

ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА ПОСЛЕ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ В УСТАНОВКЕ ПЛМ «НИУ «МЭИ»

С.Д. Федорович¹, В.П. Будаев^{1,2}, Ю.А. Борисова¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия ²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

E-mail: FedorovichSD@mail.ru

В работе разрабатывается методика получения наноструктурированной поверхности вольфрама для изготовления катодов с улучшенными автоэмиссионными свойствами и исследования вероятности образования униполярных дуг вблизи вольфрамовой стенки токамака-реактора. Получены вольтамперные характеристики автоэлектронной эмиссии (ВАХ) с поверхности вольфрама со структурой типа «пух». Экспериментальные напряжённости электрического поля начала автоэлектронной эмиссии близки к расчётным напряжёностям вблизи стенок современных токамаков.

Ключевые слова: электромагнитное поле, взаимодействие плазмы с поверхностью, автоэлектронная эмиссия, униполярные дуги.

Введение

Под действием плазменных нагрузок, поверхность конструкционных материалов модифицируется, образуются структуры микро и нано масштаба с развитым рельефом.

Развитый рельеф модифицированной поверхности часто обладает более высокой, по сравнению с чистыми и гладкими поверхностями, способностью эмитировать электроны, в том числе и при напряженности электрического поля, на несколько порядков меньшей, чем необходимо для классической полевой (автоэлектронной) эмиссии. В полях с высокой напряжённостью электрического поля возможен переход автоэлектронного тока эмиссии в ток взрывной электронной эмиссии, механизм которой является важнейшим при инициализации дуговых процессов на поверхности материалов в плазменном разряде.

1. Структуры на поверхности вольфрама после облучения в плазменной установке ПЛМ НИУ «МЭИ»

В НИУ «МЭИ» на установке ПЛМ [1] получены модифицированные в стационарной гелиевой плазме поверхности плоских образцов из вольфрамовой фольги марки ВА.

На поверхности вольфрама, в зависимости от условий плазменного облучения, формируются наноструктурные слои типа «пух» [2]. На рис.1 представлена полученная с использованием сканирующего электронного микроскопа MIRA-3 LMU микрофотография скола вольфрамовой фольги (СЭМ – микрофотография) после воздействия гелиевой плазмы в установке ПЛМ.

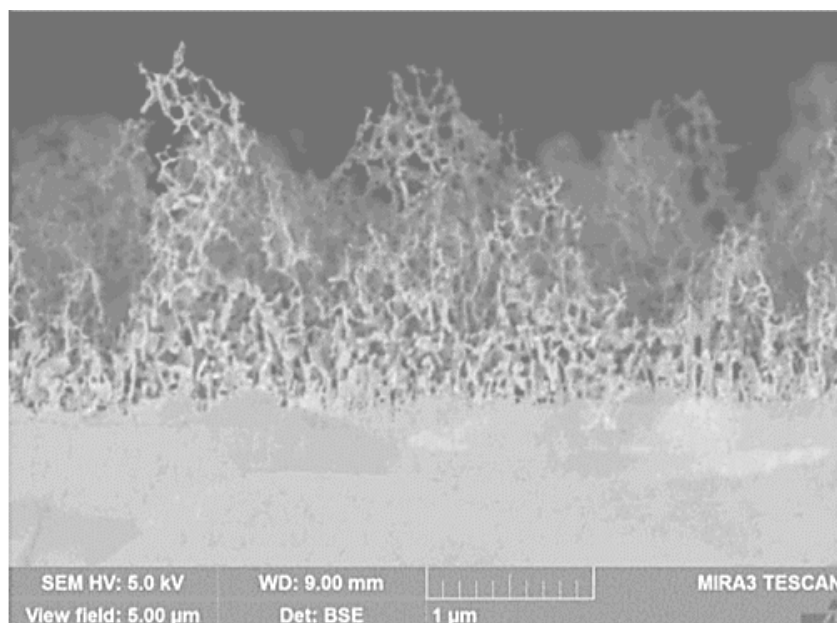


Рисунок 1 – Вольфрамовый «пух», полученный на установке ПЛМ (СЭМ – микрофотография скола вольфрамовой фольги).

Толщина слоя «пуха» $x = 1,71 \pm 0,05$ мкм.

Температура образца $T=1250$ К, время плазменной обработки $\tau = 200$ мин, плотность потока ионов гелия на образец $\Gamma = 6,7 \times 10^{21} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, флюенс $8 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-2}$

2. Методика эксперимента

Для исследования эмиссионных свойств материалов разработан экспериментальный узел, внешний вид которого представлен на рис. 2. Корпус узла собран из стандартных вакуумных комплектующих и смонтирован на соединительном фланце разрядной камеры плазменной установки ПЛМ [1].

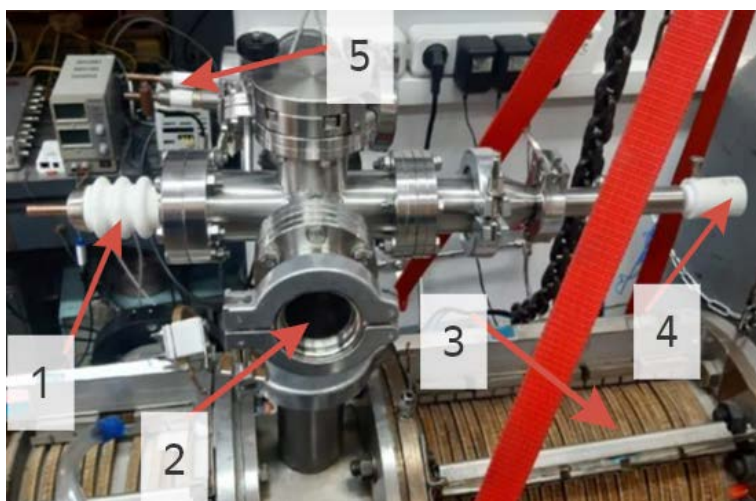


Рисунок 2 – Экспериментальный узел в сборе:

- 1 – высоковольтный токоввод, 2 – диагностическое окно из селенида цинка,
- 3 – разрядная камера плазменной установки ПЛМ, 4 – высоковакуумный ввод вращения,
- 5 – двухпиновый токоввод системы нагрева образцов

Ширина межэлектродного зазора между полусферической поверхностью заземлённого проводника и образцом составляла 0,3 мм. Отрицательный потенциал в интервале 0 – 10 кВ подавался на образец. Вакуумная камера, в которой производились измерения, откачивалась до давления остаточных газов $6 \cdot 10^{-6}$ Торр.

Наличие сорбента способно изменить работу выхода электронов с поверхности, что влияет непосредственно на токи эмиссии. Основной вклад в изменение работы выхода даёт адсорбция молекул воды, которые поляризуются, увеличивая внешнее поле, что приводит к уменьшению работы выхода [3]. Для обезгаживания поверхности образцов использовался танталовый проволоочный прямонакальный нагреватель, обеспечивающий нагрев образцов до температуры 300°C по показаниям тепловизора марки NEC G120W2-D.

3. Результаты эксперимента

На рис. 3 представлены графики ВАХ работы [3] и настоящей работы. Из сравнения данных видно, что ток автоэлектронной эмиссии с графитового образца появляется при меньшем значении подаваемого напряжения, что вероятно связано с большим коэффициентом усиления электрического поля (необходимое значение напряженности электрического поля достигается при меньшем напряжении). На рис. 4 представлены вольтамперные характеристики (ВАХ) с наноструктурированной в гелиевой плазме установки ПЛМ поверхности вольфрама типа «пух» в координатах Фаулера-Нордгейма [3]. Используя угловой коэффициент наклона прямых на рис. 4 для вольфрамового «пуха» получаем, что если после прогрева $\phi = 4,5$ эВ, то до прогрева $\phi = 3,53$ эВ.

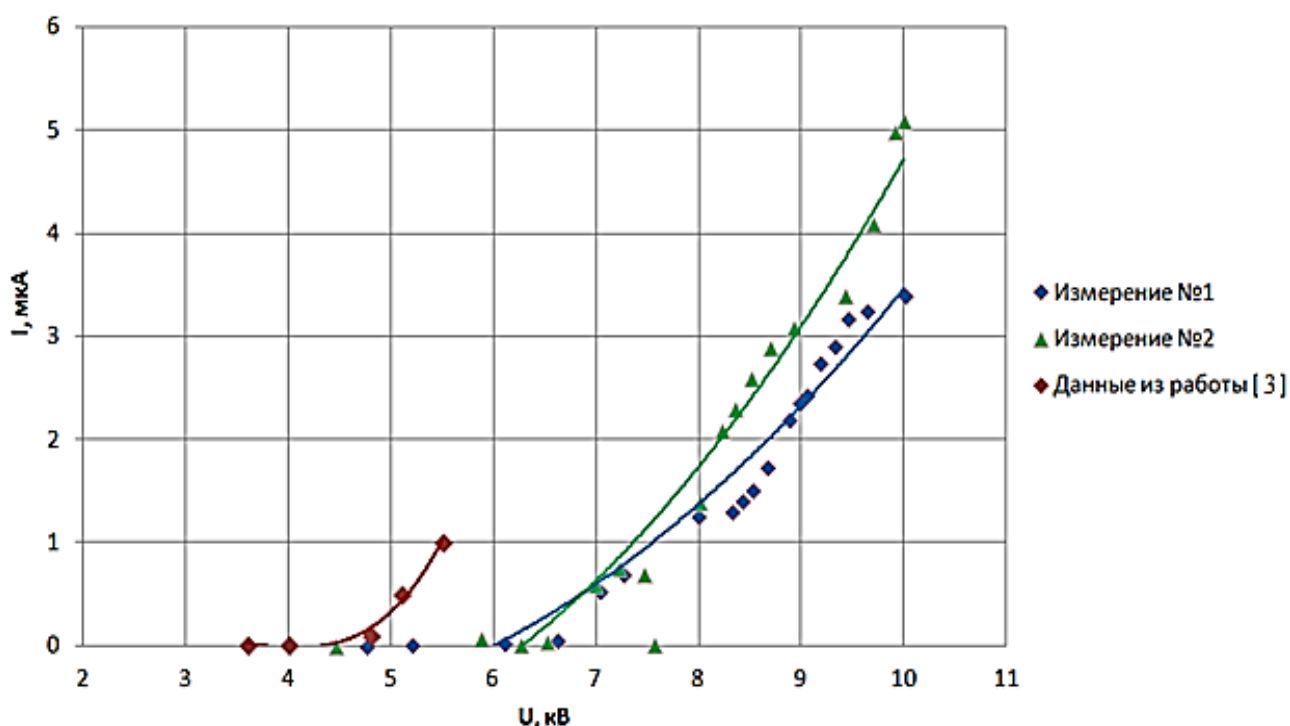


Рисунок 3 - Сравнение полученной ВАХ вольфрамового «пуха» с результатами эксперимента из работы [3]

В работе [4] приводится описание наноструктур типа «Изолированные участки пучков наностержней (Nanostructured tendril bundles (NTBs))», которые были получены также в экспериментах на установке ПЛМ-М при наличии примеси азота (4%) в плазме гелия (рис. 5).

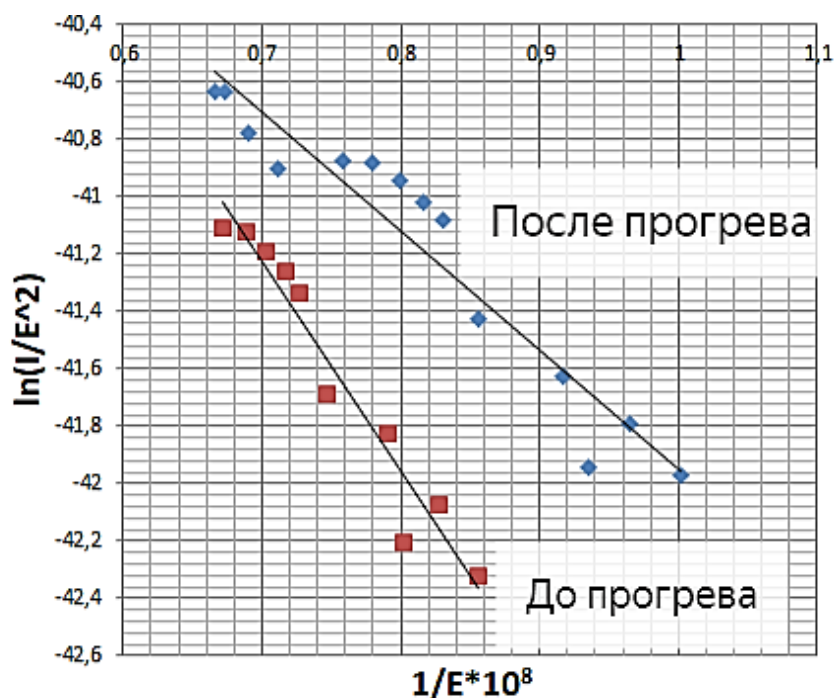


Рисунок 4 – ВАХ с поверхности вольфрама типа «пух» в координатах Фаулера-Нордгейма

NTBs-структуры позволяют существенно увеличить ток автоэлектронной эмиссии за счёт уменьшения эффекта экранирования электрического поля соседними волокнами вольфрамового «пуха».

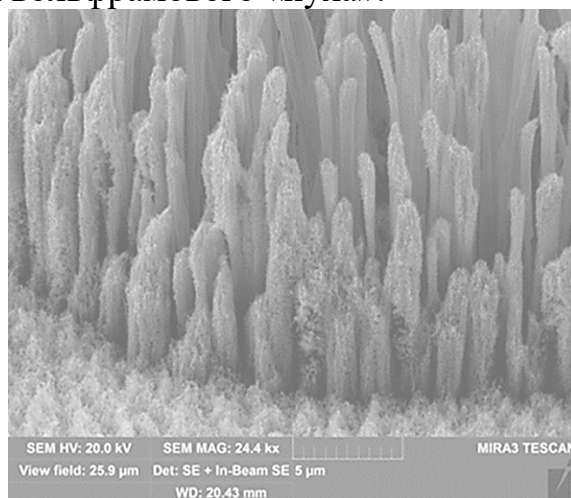


Рисунок 5 – СЭМ- изображение столбчатых структур (пучков наностержней) на поверхности вольфрама. Параметры эксперимента: $t = 656^\circ\text{C}$, энергия ионов гелия 70 эВ; флюенс ионов гелия 7×10^{26} ионов/ м^2 (500 мин)

Заключение

При воздействии плазменно-тепловых нагрузок с большой плотностью энергии $0,5 - 1,2 \text{ МВт/м}^2$ на поверхности металлов могут формироваться нановолокна диаметром $20 - 50 \text{ нм}$ (на вольфраме), конусы высотой до 1 мкм (на нержавеющей стали), пористые нанослои с шарообразной микроструктурой с характерным диаметром меньше 20 нм и размерами пор до 100 нм (на титане). В НИУ «МЭИ» в экспериментах на плазменной установке ПЛМ [1] были получены вольфрамовые образцы с наноструктурной поверхностью типа «пух» тол-

щиной порядка 1 мкм. В зависимости от условий плазменного облучения, формируются наноструктурные слои с «пухом» с различной степенью пористости [5] с размерами структурных элементов менее 500 нм. Такие структуры способны значительно усилить электрическое поле вблизи поверхности и инициировать автоэлектронный процесс [6].

Проведена серия экспериментов по исследованию эмиссионных свойств различных тугоплавких материалов. Из анализа полученных данных, можно заключить, что вероятность образования униполярных дуг наибольшая вблизи стенки токамака после воздействия пристеночной плазмы. Образование униполярных дуг вблизи гладкой поверхности менее вероятно, что связано с отсутствием существенной эмиссии. Экспериментальные напряжённости электрического поля начала автоэлектронной эмиссии близки к расчётным напряжёностям вблизи стенок современных токамаков.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках научных проектов FSWF-2023-0016 и FSWF-2025-0001.

Список литературы

1. Будаев В. П., Федорович С.Д., Мартыненко Ю. В. и др. Плазменная установка ПЛМ для испытаний вольфрама мощными стационарными плазменно-тепловыми нагрузками // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9, № 3. С. 127–138.
2. Pitts, R.A. et.al. A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status // Journal of Nuclear Materials. 2013. Vol. 438. pp. 48-56.
3. Синельников Д.Н., Курнаев В.А., Мамедов Н.В. Сравнительное исследование токов низко-полевой эмиссии с поверхности материалов термоядерных установок // ПРСИНИ. 2015. Вып. 12. С. 78-83.
4. Zhang, R. Changes in morphology and field emission property of nano-tendrils after high temperature annealing / R. Zhang, S. Kajita, D. Hwangbo, D. Sinelnikov, H. Tanaka, N. Ohno // Nuclear Materials and Energy. – 2022.- Vol.31.-101178.
5. Мартыненко Ю.В., Нагель М.Ю. Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама // Физика плазмы. 2012. Т. 38. №12. С.1082-1086.
6. Месяц Г.А. Эктон – лавина электронов из металла // УФН.1995. Т 165.Вып. 6. С. 601-626.

EMISSION PROPERTIES OF TUNGSTEN SURFACES AFTER PLASMA TREATMENT IN THE PLM UNIT AT THE MPEI NRU

S.D. Fedorovich¹, V.P. Budaev^{1,2}, Y.A. Borisova¹

¹MPEI National Research University, Moscow, Russia

²Kurchatov Institute National Research Center, Moscow, Russia

E-mail: FedorovichSD@mail.ru

This paper develops a method for producing a nanostructured tungsten surface for the fabrication of cathodes with improved field-emission properties and for studying the probability of unipolar arc formation near the tungsten wall of a tokamak reactor. Current-voltage characteristics of the field-emission (CVC) from a tungsten surface with a "fuzz" structure are obtained. Experimental electric field strengths at the onset of field emission are close to calculated strengths near the walls of modern tokamaks.

Key words: electromagnetic field, plasma-surface interaction, field emission, unipolar arcs.

ФОТОННЫЕ ДОМЕНЫ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Ф.Н. Шакирзянов, П.А. Бутырин, С.А. Абдулкеримов, С.В. Дягилева

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Россия, Москва

E-mail: 3728049@mail.ru

Приводится описание новой физической субстанции – фотонного домена, представляющего собой вакуумный объёмный сверхдобротный сферический резонатор с гиперпроводящими плазменными стенками. Гигантская плотность электромагнитной энергии в фотонном домене обеспечивает его механическую устойчивость и образование гиперпроводящей плазменной стенки на границе.

Ключевые слова: фотон, гиперпроводимость, концентрация фотонов, статистика Бозе-Эйнштейна, статистика Максвелла.

Фотонный домен – новая, открытая нами физическая субстанция. Это пространственная область огромной, гигантской плотности электромагнитной энергии, или, другими словами, гигантской концентрации фотонов, самых простых элементарных частиц, со всеми их известными, но потрясающе загадочными свойствами.

Самым загадочным свойством фотонов является то, что, они, как частицы, подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. Между тем, большинство частиц и молекул газов подчиняется статистике Максвелла. То есть в каком-то объёме, если в нём есть какие-то частицы, они сталкиваются друг с другом, чаще или реже, в зависимости от того, каковы температура и давление в этом объёме.

А вот если в этом объёме есть фотоны, то они статистике Максвелла не подчиняются. Почему? Да потому что они не сталкиваются. И это свойство, свойство не сталкиваться друг с другом, совершенно фантастично. Конкретнее, столкновение фотонов, фотон-фотонное взаимодействие пока физиками не зарегистрировано. Весь мир пытается увидеть столкновение фотонов. Проводится много экспериментов. Скрещивают под разными углами пучки сверхмощных лазеров, но лучи в вакууме не взаимодействуют, нет ни изменений цвета, ни изменений траектории, ничего. И на большом адронном коллайдере, который эксплуатируется в Европе, уже много лет тоже многократно пытались столкнуть фотоны. Время от времени даже появлялись в СМИ сенсационные заголовки «Зафиксировано столкновение фотонов». Но проверка каждый раз показывала, что фотоны, увы, не сталкивались.

И длина свободного пробега фотона тоже поражает сознание. Длина свободного пробега – это расстояние, которое частица пролетает от столкновения к столкновению. В пределах нашей нынешней Вселенной фотоны не сталкиваются друг с другом. То есть длина свободного пробега фотонов больше размеров нашей Вселенной.

Это хорошо, вообще то, потому что благодаря этому мы видим звезды на небе, другие галактики, чёрные дыры, Вселенную и так далее. То есть свет от них до нас доходит, а свет это и есть фотоны. Тем не менее, непонятно, почему они не сталкиваются.

Действительно, а можно ли добиться столкновения фотонов? В нашем фотонном домене, очень много фотонов. Если уменьшать объём домена, концентрация будет увеличиваться и, можно ожидать, что при достаточном уменьшении объёма, плотность фотонов (электромагнитной энергии) станет столь большой, что, наконец, фотоны начнут сталкиваться друг с другом. Сначала это будут упругие столкновения, и это будет свидетельствовать о том, что фотоны перестали подчиняться статистике Бозе-Эйнштейна, а подчиняются статистике Максвелла. Далее, раз фотоны сталкиваются, станут возможны какие-то фотон-фотонные реакции. Какие это могут быть фотон-фотонные реакции? При столкновении частиц друг с другом, обычно, получается что-то новое. Например, если электрон сталкивается со своей античастицей, позитроном, то происходит реакция аннигиляции, получается свет (фотон). При столкновении двух протонов, получается дейтрон, то есть частица, содержащая два протона, и так далее...

А что будет, когда два фотона столкнутся? Ну, во-первых, может ничего не произойти, то есть это может быть упругое столкновение. Они столкнутся и разлетятся в разные стороны, изменят траекторию и всё.

Но когда начнутся и неупругие столкновения двух или трех фотонов, возможны, какие-то фотон-фотонные реакции. В таком случае, каковы диаграммы этих реакций, подобные диаграммам хромодинамики?

Можно представить себе фотон-фотонную реакцию слияния двух фотонов, то есть сталкиваются два фотона с энергиями $h\nu_1$ и $h\nu_2$. При их слиянии получится частица с энергией $h(\nu_1+\nu_2)$. Быть может, в результате столкновения возникнут фотоны $h(\nu_1-\nu_2)+h(2\nu_2)$ разностной и удвоенной частот. Если такие реакции возможны и будут происходить, это будет означать, что вакуум, действительно, нелинейная «среда».

И таким образом можно было бы объяснить хотя бы одну сторону давно ожидаемой нелинейности вакуума. Реакции слияния интересны тем, что, сливаясь друг с другом, фотоны создают фотон большей энергии. Если, условие для этого соблюдается, постоянное слияние фотонов может дать фотон очень большей энергии.

Например, если речь идёт о слиянии фотонов сравнительно малой частоты, то в результате могут получиться фотоны рентгеновского диапазона и даже жёсткого диапазона гамма-лучей. Но эти гамма-лучи уже могут по-особенному воздействовать на окружающую среду, на стенки фотонного домена.

Если ранее фотоны не могли выскочить за стенки фотонного домена, то мощные фотоны уже смогут пробивать эту стенку и уходить в окружающую фотон среду, разогревать её.

Можно ли создать фотонный домен искусственным способом? Существуют ли естественные фотонные домены? Если есть способы создания фотонных доменов, сколько их? Как их можно реализовать? Это очень интересные вопросы, но очевидно, что одним из видов естественных фотонных доменов является шаровая молния.

Кстати говоря, в цепочке своих рассуждений авторы пришли не от фотонного домена к шаровой молнии, а наоборот, от шаровой молнии к фотонному домену.

Поэтому шаровую молнию, можно назвать фотонным доменом, и наделить её всеми определениями, которыми был наделён фотонный домен: клубок электромагнитных волн, вакуумный сферический объёмный сверхдобротный резонатор с гиперпроводящими плазменными стенками и так далее.

Можно ли создать искусственную шаровую молнию? Очень трудно. По крайней мере, шаровую молнию нельзя создать теми способами, которыми пытались создать исследователи шаровой молнии. Они пытались получить шаровую молнию с помощью мощного разряда в воздухе, воде, на границах раздела различных сред, воздействуя на среду лазерным лучом и многими другими способами. Не получилось до сих пор. Почему? Потому что, когда энергия накапливается в какую-то область, то эта область принимает энергию только до какого-то предела. Она греется, её температура увеличивается, она сама начинает светить, излучать, то есть не вся энергия, которая идёт на создание шаровой молнии, используется, а потом вообще вся энергия будет отражаться. Поэтому все попытки создать искусственную шаровую молнию, такую, чтобы она жила приличное время, измеряемое хотя бы секундами, и обладала такими же свойствами, оканчивались до сих пор неудачей.

Итак, можно было бы сделать вывод, что искусственную шаровую молнию создать нельзя, и все байки о создании шаровой молнии, это сказки. Если бы не ядерные взрывы, термоядерные взрывы, то есть если вспомнить о том, что такое ядерный взрыв, термоядерный взрыв, реакции распада и синтеза. Очевидцы свидетельствуют, что в начале атомного взрыва, возникает шар ослепительной яркости. Никто, никогда на Земле шара таких яркостей не видел. Светящийся шар, идеально сферической формы, светящийся «ярче тысячи Солнц» («Ярче тысяча Солнц» – название мемуаров генерала Лесли Гровса, который обеспечивал секретность Манхэттенского проекта). Так вот, этот шар и есть не что иное, как фотонный домен – искусственная шаровая молния, созданная человеком! Итак, шаровые молнии можно создать, если организовать энергетический катаклизм в каком-то объёме. Действительно, когда этот шар возникает, он заливает все окружающее пространство светом, вызывая пожары, стремительно увеличивается в размерах и, наконец, лопается, происходит акустический удар, возникает ударная волна, которая разрушает все, что оказывается на ее пути. Ну и, конечно, электромагнитная энергия, которая была внутри сферы, излучается во все стороны, создавая поражающий электромагнитный импульс ядерного взрыва.

Таким образом, можно сказать, что задача создания шаровой молнии человеком решена, и это – те самые ядерные и термоядерные бомбы. Если взорвать бомбу в стратосфере или космосе, то ни разрастающегося светящегося шара, ни ударной волны не будет. Будет только электромагнитный импульс, по длительности равный длительности термоядерной (ядерной) реакции. То есть возникают шаровые молнии только в средах - в атмосфере планет, в ядрах звёзд...

Список литературы

1. П.А. Бутырин, Ф.Н. Шакирзянов. Фотонные домены. // Известия РАН. Серия физическая. 2017, Vol. 81, No. 8, pp. 1127–1129; P.A. Butyrin, F.N. Shakirzianov. Photonic domains. // ISSN 1062-8738, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2022, Vol. 81, No. 8, pp. 1016–1018.
2. Ф.Н. Шакирзянов. Фотонные домены в генераторах электромагнитной энергии. // Известия РАН. Серия физическая. 2020, Vol. 84, No. 5, 704–706; F.N. Shakirzianov. Photonic domains in electromagnetic energy generators // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2020, Vol. 84, No. 5, pp. 791-793.

PHOTONIC DOMAINS IN THE UNIVERSE

F.N. Shakirzianov, P.A. Butyrin, S.A. Abdulkerimov, S.V. Dyagileva

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: 3728049@mail.ru

A new physical substance is described, namely, a photonic domain, which is a vacuum volumetric ultra-cold spherical resonator with hyperconducting plasma walls. The gigantic density of electromagnetic energy in the photonic domain ensures its mechanical stability and the formation of a hyperconducting plasma wall at the boundary.

Key words: Keywords: photon, hyperconductivity, photon concentration, Bose-Einstein statistics, Maxwell statistics.

**СЕКЦИЯ 2: ФИЗИЧЕСКИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ
ОСНОВЫ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ**

*Сопредседатели: д.ф.-м.н. Э.Г. Локк (ИРЭ РАН),
к.ф.-м.н. А.Ю. Анненков (ИРЭ РАН)*

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНУЮ СЕЛЕКЦИЮ СИГНАЛОВ В СИСТЕМЕ ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ЖИГ МИКРОВОЛНОВОДОВ С ВКЛЮЧЕНИЕМ РЕЗОНАНСНОГО ЭЛЕМЕНТА

А.А. Солянов¹, П.А. Жиронкин¹, В.Д. Клусов¹, А.В. Садовников¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
solyanov555@gmail.com

В работе методами микромагнитного моделирования исследованы спин-волновые процессы в системе пересекающихся ЖИГ микроволноводов с интегрированным резонансным элементом. Показано, что симметрия геометрии структуры и направления внешнего магнитного поля позволяет существенно упростить анализ распространения спиновых волн в частных случаях. Установлено, что наличие резонансного элемента не нарушает общую симметрию системы, но создаёт дополнительные каналы перераспределения энергии. Результаты демонстрируют перспективность использования симметричного подхода при проектировании сложных магнитных устройств.

Ключевые слова: спиновые волны, железо-иттриевый гранат, магноника, микромагнитное моделирование, пространственно-частотная селекция, симметрия геометрии.

Введение

Железо-иттриевый гранат ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, ЖИГ) является одним из наиболее перспективных материалов для магноники благодаря рекордно низкому затуханию спиновых волн и возможности управления их распространением с помощью внешнего магнитного поля [1]. Низкие диэлектрические потери и высокая добротность резонансных структур на основе ЖИГ делают его идеальной платформой для создания устройств обработки СВЧ-сигналов [2].

В настоящей работе исследована сложная структура, представляющая собой систему пересекающихся ЖИГ микроволноводов с интегрированным резонансным элементом (Рисунок 1). Геометрия структуры включает четыре ортогональных волновода шириной 300 мкм, образующих крестообразную конфигурацию, с центральным кольцевым резонатором (внешний радиус 1000 мкм, внутренний радиус 500 мкм). Толщина всех элементов структуры составляет 10 мкм.

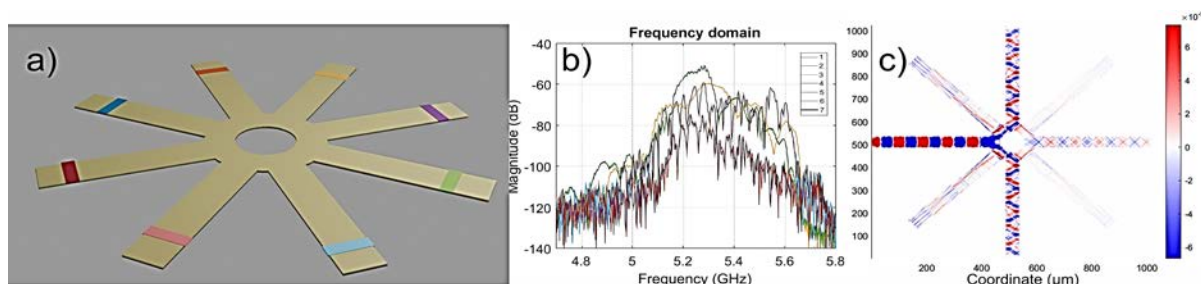


Рисунок 1 – (а) схема исследуемой структуры,

(б) амплитудно-частотная характеристика на выходах структуры при $H = 1.2$ кОе,

(с) пространственное распределение амплитуды колебаний намагниченности на частоте 5.2 ГГц

Микромагнитное моделирование проводилось в программном пакете MuMax3 [3], который решает уравнение Ландау–Лифшица–Гилберта с учётом обменного, дипольного и зеемановского взаимодействий. Для анализа использовались материальные параметры ЖИГ: намагниченность насыщения $M_s=139$ кА/м, постоянная обменного взаимодействия $A_{ex}=3.614 \times 10^{-12}$ Дж/м.

Основной задачей исследования являлся анализ влияния геометрической симметрии структуры и направления внешнего магнитного поля на процессы пространственно-частотной селекции спиновых волн. В работе последовательно рассматривались симметричные и асимметричные конфигурации возбуждения сигналов с различных входов структуры, что позволило выявить особенности перераспределения энергии между выходными каналами. Особое внимание уделено роли резонансного элемента в формировании каналов распространения спиновых волн при различных сценариях симметрии геометрии и направления магнитного поля.

Исследование показало, что симметрия геометрии существенно упрощает прогнозирование поведения системы: при симметричном возбуждении энергия распределяется предсказуемо между эквивалентными выходами. Наличие кольцевого резонатора не нарушает эту симметрию, но вносит резонансные особенности — в диапазоне 5.0–5.3 ГГц формируются узкие полосы пропускания.

При этом направление внешнего магнитного поля оказывается критическим параметром: даже небольшое отклонение (15°) от осей симметрии приводит к изменению эффективности передачи, что открывает путь к реконфигурируемым устройствам.

В случае асимметричного возбуждения наблюдаются сложные интерференционные эффекты в области резонатора, приводящие к нелинейному перераспределению энергии. Для всех конфигураций проводился анализ амплитудно-частотных характеристик, пространственного распределения амплитуды и фазы колебаний намагниченности, а также дисперсионных свойств спиновых волн.

Основное внимание в работе уделено частотному диапазону 4.8–5.6 ГГц, где проявляются наиболее выраженные эффекты пространственно-частотной селекции, обусловленные совместным действием геометрической симметрии, резонансного элемента и ориентации магнитного поля.

Заключение

Проведённое исследование демонстрирует значительное влияние геометрической симметрии и направления внешнего магнитного поля на процессы пространственно-частотной селекции в системе пересекающихся ЖИГ микроволноводов с резонансным элементом. Показано, что симметрия геометрии структуры позволяет не только упростить анализ распространения спиновых волн, но и предсказуемо управлять распределением энергии между выходными каналами.

Наличие резонансного элемента, вопреки возможным ожиданиям, не разрушает симметрию системы, а, напротив, дополняет её функциональными возможностями за счёт формирования узкополосных резонансных каналов с высокой добротностью.

Выявлена высокая чувствительность коэффициентов передачи к ориентации внешнего магнитного поля, что открывает перспективы для создания реконфигурируемых магнонных устройств, управляемых исключительно направлением поля без изменения геометрии. Кроме того, сравнение симметричного и асимметричного возбуждения позволило выявить нелинейные интерференционные эффекты, которые могут быть использованы для реализации многопортовой логики на спиновых волнах.

Полученные результаты имеют практическую значимость для разработки перспективных магнонных устройств, таких как реконфигурируемые фильтры, демультимплексоры и коммутаторы СВЧ-сигналов. Использование симметричного подхода при проектировании подобных структур позволяет не только оптимизировать их эксплуатационные характеристики, но и значительно сократить вычислительные затраты при моделировании, ограничившись анализом лишь части структуры с последующим восстановлением полной картины на основе симметрии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта №23-79-30027.

Список литературы

1. Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B. Magnon spintronics // *Nature Physics*. – 2015. – Т. 11. – С. 453–461.
2. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. Magnonics // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2010. – Т. 43. – С. 264001.
3. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et al. The design and verification of MuMax3 // *AIP Advances*. – 2014. – Т. 4. – С. 107133.
4. Martyshkin A.A., Sadovnikov A.V. Magnonic demultiplexer-switch based on the cluster of coupled ferrimagnetic Mach–Zehnder interferometers // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2024. – Т. 595. – С. 171644.
5. Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Beginin E.N. et al. Magnonic beam splitting in ferromagnetic films // *Applied Physics Letters*. – 2018. – Т. 112. – С. 122402.
6. Serga A.A., Vasyuchka V.I., Chumak A.V. YIG magnonics // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2010. – Т. 43. – С. 264002.
7. Demokritov S.O., Slavin A.N., Hillebrands B. et al. Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature // *Nature*. – 2006. – Т. 443. – С. 430–433.
8. Nikitov S.A., Tailhades P., Tsai C.S. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics // *Physics-Uspekhi*. – 2015. – Т. 58. – С. 1002–1028.
9. Gurevich A.G., Melkov G.A. *Magnetization Oscillations and Waves*. – Boca Raton: CRC Press, 1996.
10. Stancil D.D., Prabhakar A. *Spin Waves: Theory and Applications*. – New York: Springer, 2009.

Influence of Geometric Symmetry on Spatial–Frequency Signal Selection in a System of Intersecting YIG Waveguides with an Integrated

Resonant Element

Solyanov A.A.¹, Zhironkin P.A.¹, Klusov V.D.¹, Sadovnikov A.V.¹

¹Saratov State University named after N.G.Chernyshevsky, Saratov, Russia
solyanov555@gmail.com

Spin-wave dynamics in a system of intersecting yttrium iron garnet (YIG) waveguides incorporating an integrated resonant element are investigated using micromagnetic simulations. It is shown that the geometric symmetry of the structure, combined with the orientation of the external magnetic field, significantly simplifies the analysis of spin-wave propagation in specific configurations. The presence of the resonant element is found not to break the overall symmetry of the system but rather introduces additional channels for energy redistribution. Distinct scenarios of spatial–frequency signal selection are revealed, depending on the symmetry configuration of both the geometry and the magnetic field direction. The results highlight the promise of a symmetry-based design approach for developing advanced magnonic devices.

Keywords: spin waves, yttrium iron garnet (YIG), magnonics, micromagnetic modeling, spatial–frequency selection, geometric symmetry, resonant elements, waveguides, energy redistribution, dispersion characteristics.

ДИНАМИКА СПИНОВЫХ ВОЛН В ЖИГ ДЕМУЛЬТИПЛЕКСОРЕ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ ОРТОГОНАЛЬНЫХ МИКРОВОЛНОВОДОВ С КОЛЬЦЕВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

А.А. Манышева¹, К.Е. Жумабекова¹, Н.Ю. Яснев¹, А.В. Садовников¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

aamsgmaam2006@gmail.com

В работе проведено микромагнитное моделирование спин-волновых структур на основе ЖИГ с кольцевым резонатором в одно- и трёхслойной конфигурациях. Показано, что резонатор обеспечивает как фильтрацию, так и передачу сигнала между ортогональными волноводами. В трёхслойной системе спиновые волны связываются исключительно через резонатор, что приводит к межслойному взаимодействию и управляемой асимметрии передачи. Исследовано влияние ориентации внешнего магнитного поля и частоты (3.5–5.6 ГГц) на распределение фазы и мощности спиновых волн. Выявлены резонансные режимы и новые каналы перераспределения энергии, обусловленные геометрией структуры. **Ключевые слова:** спиновые волны, железо-иттриевый гранат, магноника, кольцевой резонатор, выбор частоты, микромагнитное моделирование.

Введение

Железо-иттриевый гранат ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, ЖИГ) — ферромагнитный диэлектрик, обладающий исключительно низким затуханием спиновых волн. Благодаря этому свойству он представляет значительный интерес для исследований в области магноники и активно применяется при разработке устройств пространственно-частотной фильтрации сигналов [1, 2], включая интерферометры на основе нерегулярных микроволноводов и другие устройства [3, 4].

В настоящей работе рассмотрена структура, состоящая из системы ортогональных ЖИГ-микроволноводов с интегрированным кольцевым микрорезонатором [5]. Микрорезонатор выполнен в виде замкнутого контура квадратной формы со сторонами 900 мкм (см. рис. 1а).

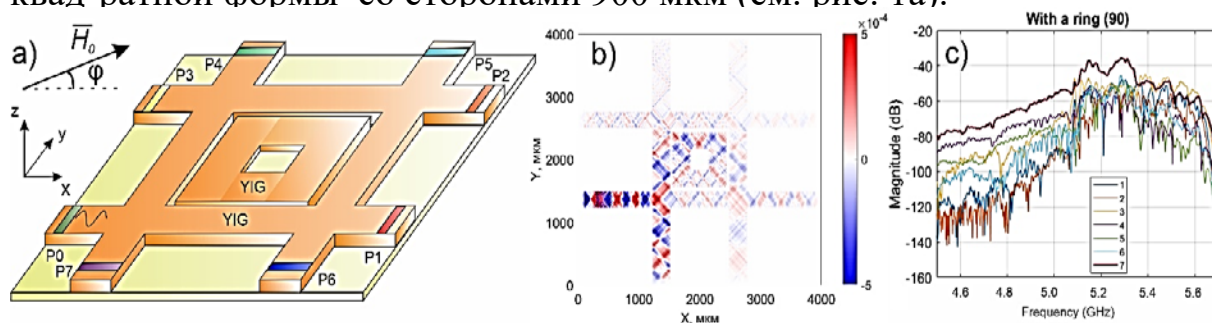


Рисунок 1 – (а) Схема магнонной структуры с интегрированным кольцевым микрорезонатором;
(б) Карта распределения фазы колебаний намагниченности при частоте возбуждения $f = 5.288$ ГГц, внешнем магнитном поле $H_0 = 1.2$ кОе, направленном вдоль оси Y , и возбуждении в терминале P_0 ;
(в) Амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) на выходах $P_1 - P_7$ при том же значении магнитного поля

Он окружён четырьмя ортогонально расположенными микроволновыми шириной 300 мкм и длиной 4000 мкм каждый, образующими крестообразную конфигурацию (см. рис. 1а).

Толщина всех элементов структуры составляет 10 мкм. Возбуждение спиновых волн осуществлялось в канале P_0 . Такая геометрия позволяет исследовать как прямое распространение спиновых волн по прямолинейным участкам волноводов, так и их резонансное взаимодействие с кольцевым элементом [6]. Отметим, что эффекты связи между микроволновыми и резонаторами ранее наблюдались в системах с круглыми кольцевыми резонаторами [7-9]. В настоящей работе эта концепция рассматривается на случай квадратной формы резонатора.

Моделирование проводилось с использованием программного пакета MuMax3, обеспечивающего учёт всех основных магнитных взаимодействий в материале [10].

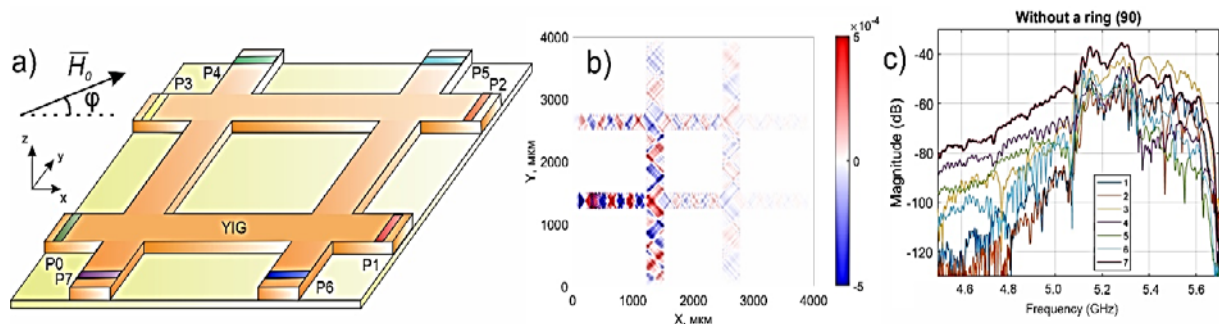


Рисунок 2 – (а) Схема структуры без кольцевого резонатора;
 (б) Карта распределения фазы колебаний намагненности
 при частоте возбуждения $f = 5.288$ ГГц, внешнем магнитном поле $H_0 = 1.2$ кОе ,
 направленном вдоль оси Y , и возбуждении в терминале P_0 ;
 (с) Амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) на выходах $P_1 - P_7$
 при том же значении магнитного поля

Для выявления влияния микрорезонатора на динамику спиновых волн дополнительно рассмотрена сравнительная структура без него — простая крестообразная система из четырёх волноводов (см. рис. 2а). Сравнение распространения спиновых волн в структурах с резонатором (см. рис. 1б) и без него (см. рис. 2б) показывает, что наличие кольцевого элемента приводит к перераспределению энергии между плечами, открывая новые каналы передачи сигнала.

Помимо базового режима с возбуждением в одном канале (P_0), в работе также исследован более сложный сценарий — одновременное возбуждение спиновых волн в двух каналах P_0 и P_3 (см. рис. 3а). В этом случае ключевую роль играет интерференция сигналов, распространяющихся от разных источников и взаимодействующих как в зоне пересечения волноводов, так и внутри кольцевого резонатора. Рассмотрены два характерных случая: синфазное и противофазное возбуждение. При синфазном возбуждении (нулевая разность фаз) наблюдается конструктивная интерференция в центральной области структуры, что усиливает отклик в определённых выходных каналах.

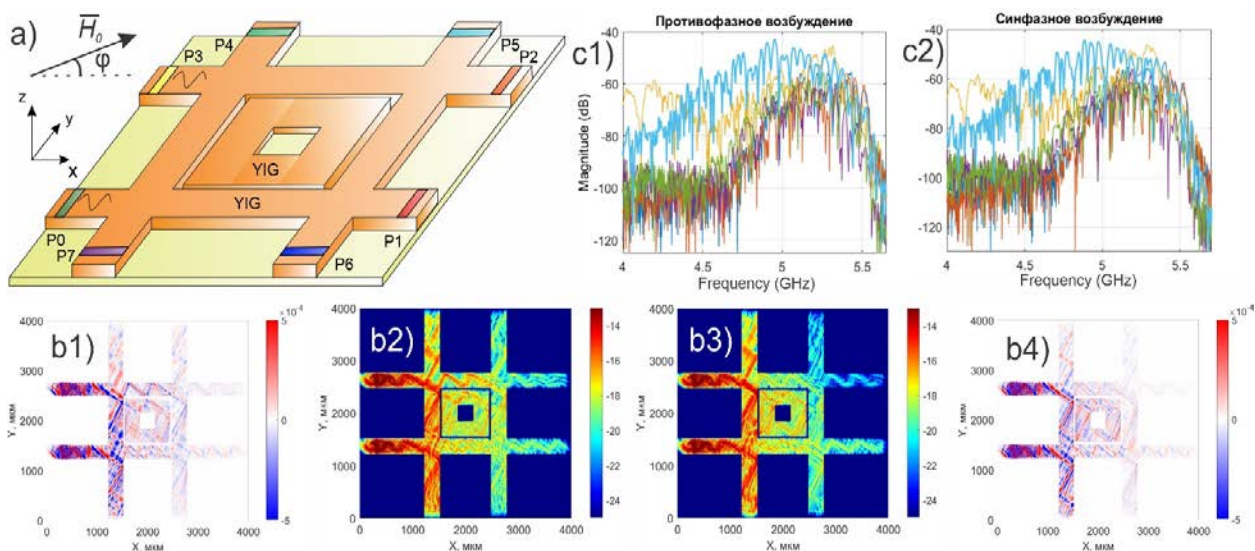


Рисунок 3 – (а) Схема структуры с двумя входными каналами P_0 и P_3 ;
 (b1, b4) Карты распределения фазы колебаний намагниченности при частоте $f = 5.3266$ ГГц, магнитном поле $H = 1.2$ кОе, направленном под углом 105° к оси X :
 (b1) — противофазное возбуждение, (b4) — синфазное возбуждение;
 (b2, b3) Соответствующие карты интенсивности спиновых волн при тех же условиях:
 (b2) — противофазное, (b3) — синфазное возбуждение;
 (c1, c2) Амплитудно-частотные характеристики на выходах $P_1 - P_2$ и $P_4 - P_7$ при $H = 1.2$ кОе:
 (c1) — противофазное, (c2) — синфазное возбуждение.

При противофазном возбуждении (разность фаз π) реализуется деструктивная интерференция, способная подавлять передачу сигнала в отдельные плечи или перенаправлять энергию в другие выходы за счёт изменения пространственного распределения магнитного поля в резонаторе. Такой механизм позволяет управлять потоками сигнала внешними параметрами без изменения геометрии устройства.

Для всех рассмотренных конфигураций проанализировано влияние ориентации внешнего магнитного поля на перераспределение мощности спиновых волн в выходных каналах. Исследованы как направления поля вдоль осей волноводов, так и под углами $\pm 15^\circ$ к ним. Анализ проводился на основе карт распределения фазы колебаний намагниченности (см. рис. 1b, 2b, 3b).

Основное внимание уделено частотному диапазону 3.5–5.6 ГГц (см. рис. 1с, 2с, 3с). В этом диапазоне при определённых частотах и ориентациях внешнего поля наблюдаются колебания намагниченности во всех четырёх волноводах одновременно. Кольцевой резонатор в данной конфигурации выполняет двойную функцию:

— как фильтрующий элемент, локализирующий спиновые волны на резонансных частотах;

— как связующее звено, обеспечивающее передачу сигнала между волноводами за счёт диполь-дипольного взаимодействия.

В режиме двойного возбуждения интерференционные эффекты дополнительно контролируют амплитуду и фазу отклика в выходных каналах, что позволяет реализовать функциональность, аналогичную оптическим интерферометрам, но в магнотонной системе.

Заключение

Проведённое исследование показало, что как геометрия магنونной структуры, так и ориентация внешнего магнитного поля оказывают определяющее влияние на распространение и взаимодействие спиновых волн в системе ортогональных ЖИГ-микроволноводов. Введение кольцевого микрорезонатора в центр крестообразной конфигурации не только обеспечивает резонансную фильтрацию сигналов в диапазоне 3.5–5.6 ГГц, но и создаёт дополнительные каналы перераспределения энергии между ортогональными плечами за счёт диполь-дипольного взаимодействия.

Особый интерес представляет режим двойного возбуждения спиновых волн в каналах P_0 и P_z . В этом случае проявляются ярко выраженные интерференционные эффекты, чувствительные к относительной фазе входных сигналов: синфазное возбуждение приводит к конструктивной интерференции и усилению отклика в определённых выходах, тогда как противофазное — к деструктивной интерференции и подавлению передачи в отдельные плечи. Такая фазовая управляемость открывает возможности для реализации магнонных логических элементов и реконфигурируемых СВЧ-устройств без изменения физической геометрии структуры.

Результаты работы выявляют чёткую взаимосвязь между пространственной архитектурой устройства, направлением приложенного магнитного поля и спектральными характеристиками спин-волнового отклика. Это создаёт основу для разработки функциональных магнонных компонентов — таких как реконфигурируемые фильтры, мультиплексоры, а также компактные невзаимные устройства. Более того, продемонстрированная возможность точного контроля над направлением и эффективностью передачи спиновых волн, в том числе с помощью интерференции, делает предложенную платформу перспективной для построения энергоэффективных магнонных логических схем и, в перспективе, — для реализации вычислительных систем нового поколения на основе спиновых волн.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта №23-79-30027.

Список литературы

1. Flebus B. et al. The 2024 magnonics roadmap // Journal of Physics: Condensed Matter. 2024. Т. 36. №. 36. С. 363501.
2. Barman A. et al. The 2021 magnonics roadmap // Journal of Physics: Condensed Matter. 2021. Т. 33. №. 41. С. 413001.
3. Zenbaa N. et al. A universal inverse-design magnonic device // Nature Electronics. 2025. Т. 8. №. 2. С. 106-115.
4. Zenbaa N. et al. Experimental realisation of a universal inverse-design magnonic device // arXiv preprint arXiv:2403.17724. 2024.
5. Odintsov S.A., Sheshukova S.E., Nikitov S.A., Sadovnikov A.V Lateral and vertical spin-wave transport in a multimode magnonic ring coupler // Physical Review Applied. 2024. Т. 22. №. 1. С. 014042.
6. Martyshkin A. A., Sheshukova S. E., Sadovnikov A. V. Nonlinear magnonic coupler using backpropagating surface spin waves // Applied Physics Letters. 2024. Т. 124. №. 9.

7. Vilsmeier F. et al. Spin wave propagation in a ring-shaped magnonic waveguide // arXiv preprint arXiv:2504.17920. 2025.
8. Rabus D. G. Integrated ring resonators: the compendium. – Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2007.
9. Wang Q. et al. A nonlinear magnonic nano-ring resonator //npj Computational Materials. 2020. T. 6. №. 1. C. 192.
10. Vansteenkiste A. et al. The design and verification of MuMax3 // AIP advances. 2014. T. 4. №. 10.

SPIN-WAVE DYNAMICS IN A YIG-BASED DEMULTIPLEXER COMPRISING A SYSTEM OF ORTHOGONAL MICRO-WAVEGUIDES WITH A RING RESONATOR

Manysheva A.A.¹, Zhumabekova K.E.¹, Yasnev N.Y.¹, Sadovnikov A.V.¹

¹Saratov State University named after N.G.Chernyshevsky, Saratov, Russia
aamsgmaam2006@gmail.com

Micromagnetic simulations of spin-wave structures based on YIG with a ring resonator have been performed in both single- and three-layer configurations. It is demonstrated that the resonator enables both filtering and signal transmission between orthogonal waveguides. In the three-layer system, spin waves couple exclusively through the resonator, resulting in interlayer interaction and controllable transmission asymmetry. The influence of the external magnetic field orientation and frequency (3.5–5.6 GHz) on the phase and power distribution of spin waves has been investigated. Resonant modes and novel energy redistribution pathways, arising from the structure's geometry, have been identified. **Keywords:** spin waves, yttrium iron garnet, magnonics, ring resonator, frequency selection, micromagnetic modeling.

**ВЛИЯНИЕ УГЛА НАМАГНИЧИВАНИЯ
НА ИНТЕРФЕРЕНЦИЮ СПИНОВЫХ ВОЛН
В СИСТЕМЕ "МИКРОВОЛНОВОД-КОЛЬЦЕВОЙ РЕЗОНАТОР"
С НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ВНУТРЕННЕГО
МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

Н.Ю. Яснев¹, А.А. Манышева¹, К.Е. Жумабекова¹, А.В. Садовников¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н.Г. Чернышевского

E-mail: yasnev06@mail.ru

Методом микромагнитного моделирования исследовано распространение спиновых волн в двух структурах на основе ЖИГ: кольцевом микрорезонаторе, связанном с волноводами, и в изолированном кольце. Показано, что ориентация внешнего магнитного поля вызывает неоднородное распределение внутреннего поля в обеих структурах, что определяет тип возбуждаемых спиновых волн и позволяет перестраивать их резонансную частоту. Ключевым результатом является сохранение высокой добротности и резкой частотной селективности при такой перестройке.

Ключевые слова: спиновые волны, железо-иттриевый гранат, магноника, кольцевой резонатор, выбор частоты, микромагнитное моделирование.

Введение

Железо-иттриевый гранат ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, ЖИГ) — синтетический ферритмагнетик с кристаллической структурой граната, обладающий исключительно низким магнитным затуханием (параметр Гилберта $\alpha \sim 10^{-4}$). Это свойство обеспечивает малые потери при распространении спиновых волн и позволяет наблюдать чёткие резонансные эффекты даже в макроскопических структурах. В настоящей работе рассмотрена структура, состоящая из системы ортогональных ЖИГ-микроволноводов с интегрированным кольцевым микрорезонатором [6]. Микрорезонатор выполнен в виде замкнутого контура квадратной формы со сторонами 900 мкм (см. рис. 1а). Он окружён четырьмя ортогонально расположенными микроволноводами шириной 300 мкм и длиной 4000 мкм каждый, образующими крестообразную конфигурацию (см. рис. 1а). Толщина всех элементов структуры составляет 10 мкм. Возбуждение спиновых волн осуществлялось в канале P_0 . Такая геометрия позволяет исследовать как прямое распространение спиновых волн по прямолинейным участкам волноводов, так и их резонансное взаимодействие с кольцевым элементом [7]. Отметим, что эффекты связи между микроволноводами и резонаторами ранее наблюдались в системах с круглыми кольцевыми резонаторами [6, 8–10]. В настоящей работе эта концепция рассматривается на случай квадратной формы резонатора.

Первая конфигурация представляет собой интегрированную структуру, в которой кольцевой микрорезонатор непосредственно соединён с входным и выходным микроволноводами (рис. 1а). Возбуждение спиновой волны осуществляется микроволновой антенной P_0 , расположенной у начала входного микроволновода, а регистрация сигнала — приёмной антенной P_1 на выходе.

Такая геометрия реализует функцию частотного фильтра, основанную на интерференции бегущих волн, и сочетает в себе функции передачи сигнала и резонансного усиления — что критически важно для построения магнонных логических схем. Вторая конфигурация отличается тем, что кольцевой микрорезонатор расположен отдельно от прямого микроволновода с зазором ~ 30 мкм (рис. 1b). Несмотря на отсутствие прямого контакта, связь между элементами осуществляется за счёт дипольного взаимодействия. Эта схема моделирует условия слабосвязанной системы, характерные для экспериментальных реализаций, где физическое разделение компонентов необходимо для технологической независимости или интеграции в гибридные устройства.

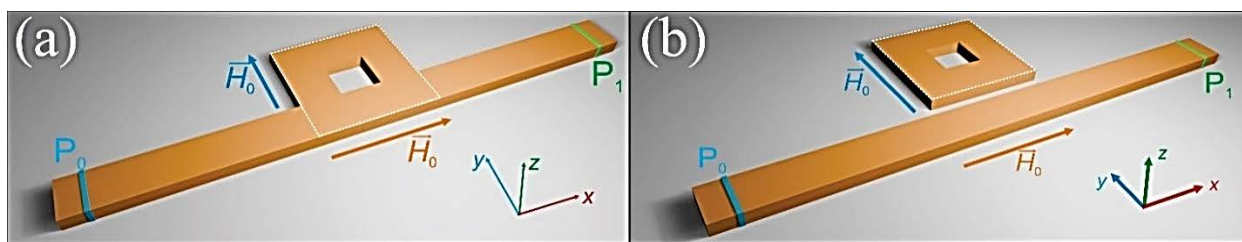


Рисунок 1– (a) Схема первой структуры; (b) Схема второй структуры

Моделирование обеих структур выполнено в программном пакете MuMax3 на основе численного решения уравнения Ландау–Лившица–Гилберта. Внешнее магнитное поле $H_0 = 1.2$ кЭ прикладывалось в плоскости структуры под углами -15° , 0° , $+15^\circ$ относительно оси X (направленной вдоль микроволновода). Поскольку ось Y перпендикулярна волноводу, эти углы эквивалентны 75° , 90° , 105° от оси Y соответственно. Такой выбор обусловлен стремлением исследовать влияние небольших отклонений от строго поперечной геометрии намагничивания (90° от Y), при которой достигается максимальная симметрия системы и возбуждаются чистые азимутальные моды. Углы $\pm 15^\circ$ от оси X достаточно малы, чтобы не нарушать однодоменное состояние в структуре, но при этом достаточны для возникновения заметной неоднородности эффективного внутреннего поля за счёт анизотропии формы.

Важно подчеркнуть, что именно относительное положение внешнего поля и геометрических границ (волновода и кольца) определяет распределение размагничивающих полей, а значит — и локальные условия для распространения спиновых волн.

Анализировалось пространственное распределение фазы намагниченности, эффективного внутреннего поля и амплитудно-частотные характеристики передачи сигнала. Для каждого угла проводилось частотное сканирование в диапазоне 3.8–5.8 ГГц (рис 2), что позволило точно определить положение резонансных пиков и их ширину.

Результаты показывают, что при 0° от оси X (90° от Y) распределение эффективного внутреннего поля H_{eff} в кольце практически однородно в обеих конфигурациях, что способствует возбуждению симметричных азимутальных мод спиновых волн. В интегрированной системе это приводит к чёткому резонансному пику с высокой добротностью, обусловленному интерференцией волн, цир-

кулирующих по кольцевому микрорезонатору в противоположных направлениях. В слабосвязанной системе резонанс также наблюдается, хотя амплитуда передачи ниже из-за ослабленной связи, но ширина пика остаётся узкой, что подтверждает сохранение частотной селективности.

При углах -15° и $+15^\circ$ от оси X (соответственно 75° и 105° от оси Y) возникает выраженная неоднородность H_{eff} вдоль кольца, вызванная взаимодействием внешнего поля с размагничивающими полями, зависящими от локальной геометрии. Эта неоднородность приводит к пространственной локализации спиновых мод и изменению их дисперсионных характеристик. В интегрированной структуре это проявляется в смещении резонансной частоты, при этом добротность практически не снижается. В слабосвязанной системе наблюдается аналогичный сдвиг резонанса, что свидетельствует об универсальности механизма перестройки, не зависящего от типа связи.

Анализ фазы динамической намагниченности выявляет, что при 0° от оси X фазовый профиль симметричен и соответствует чистым бегущим волнам. При -15° и $+15^\circ$ фаза становится асимметричной, указывая на возбуждение смешанных мод — суперпозиции прямых и обратных спиновых волн с разной амплитудой. Это нарушает симметрию интерференции и позволяет управлять распределением энергии в выходном волноводе. Важно, что данный эффект сохраняется и в слабосвязанной системе, несмотря на отсутствие прямого контакта, что подчёркивает ключевую роль угла намагничивания как управляющего параметра.

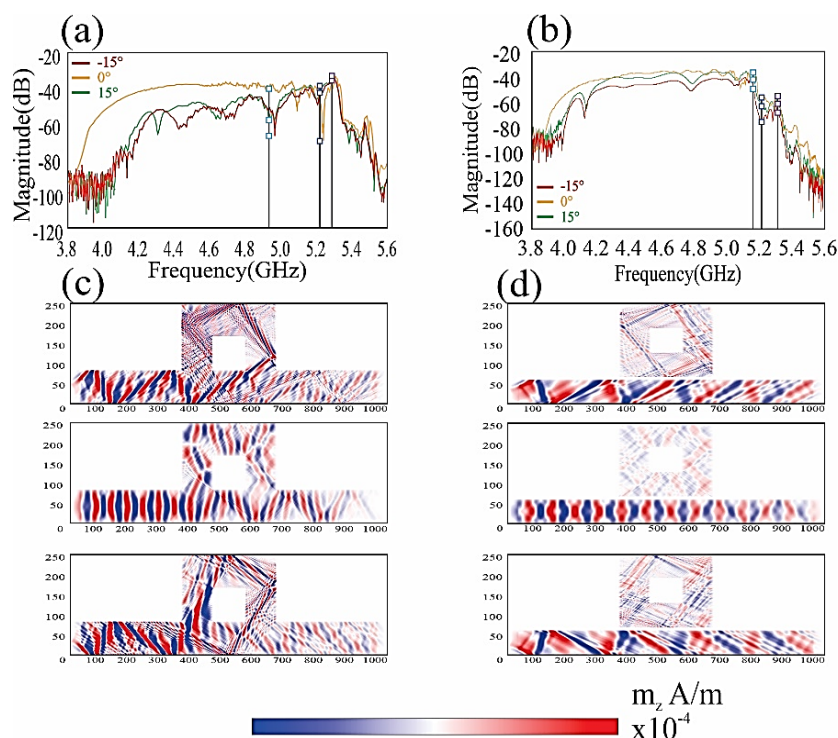


Рисунок 2— (а) Графики АЧХ при углах отклонения поля $-15^\circ \dots +15^\circ$ от оси X для первой структуры;

(б) Графики АЧХ при углах отклонения поля $-15^\circ \dots +15^\circ$ от оси X для первой структуры;

(с) Карты распределения фазы для первой структуры при углах отклонения поля $-15^\circ \dots +15^\circ$ от оси X соответственно при частоте 5.2 GHz;

(д) Карты распределения фазы для второй структуры при углах отклонения поля $-15^\circ \dots +15^\circ$ от оси X соответственно при частоте 5.2 GHz

Таким образом, сравнение двух конфигураций показывает, что хотя интегрированная система обеспечивает более высокую эффективность передачи, слабосвязанная — не уступает ей в функциональной гибкости. В обоих случаях изменение угла внешнего поля в диапазоне $-15^\circ \dots +15^\circ$ от оси X (или $75^\circ \dots 105^\circ$ от оси Y) позволяет перестраивать резонансную частоту без ухудшения спектральных характеристик, что открывает возможности для разработки перестраиваемых магнонных устройств с сохранением высокой добротности и селективности.

Заключение

Проведённое сравнительное исследование интегрированной и слабосвязанной конфигураций на основе ЖИГ показало, что изменение угла приложения внешнего магнитного поля эффективно управляет резонансными свойствами системы за счёт индуцированной неоднородности внутреннего магнитного поля. Выбор именно этих углов обусловлен стремлением сохранить однодоменное состояние при одновременном нарушении зеркальной симметрии структуры: угол 0° от X (90° от Y) соответствует симметричной поперечной геометрии, а отклонения $\pm 15^\circ$ создают контролируемую асимметрию, достаточную для перестройки частоты, но не приводящую к дополнительным потерям.

Несмотря на принципиальные различия в механизме связи — прямой контакт в первой конфигурации и дипольное взаимодействие во второй — в обеих структурах наблюдается сопоставимый сдвиг резонансной частоты при сохранении высокой добротности. Особую ценность представляет тот факт, что даже в слабосвязанной системе, где физическое разделение компонентов исключает прямую передачу тока или обменное взаимодействие, управляющее воздействие угла поля остаётся эффективным.

Это открывает путь к созданию гибридных магнонных схем, в которых резонаторы могут быть независимо настроены без изменения их геометрии или электрического подключения. Такой подход особенно перспективен для интеграции магнонных элементов с другими платформами — например, с фотонными кристаллами, сверхпроводящими цепями или полупроводниковыми наноструктурами, где важна минимальная инвазивность и возможность внешней настройки.

Таким образом, показано, что ориентация внешнего магнитного поля выступает как универсальный, бесконтактный и обратимый параметр управления спин-волновыми устройствами. Полученные результаты не только углубляют понимание роли неоднородных магнитных полей в формировании интерференционных эффектов, но и предоставляют практическую основу для разработки перестраиваемых магнонных фильтров, модуляторов и логических элементов, пригодных для использования в энергоэффективных информационных технологиях следующего поколения.

Список литературы

1. Vilsmeier F., Heussner F., Lägél B. et al. Spin wave propagation in a ring-shaped magnonic waveguide // arXiv preprint arXiv:2504.17920. – 2025.
2. Chumak A. V., Pirro P. A nonlinear magnonic nano-ring resonator // Journal of Applied Physics. – 2023. – Vol. 134. – No. 12. – P. 123901.
3. Odintsov S. A., Sheshukova S. E., Nikitov S. A., Sadovnikov A. V. Lateral and vertical spin-wave transport in a multimode magnonic ring coupler // Physical Review Applied. – 2024. – Vol. 22. – No. 1. – P. 014042.
4. Barman A., Chumak A. V., Neusser S. et al. The 2021 magnonics roadmap // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2021. – Vol. 33. – No. 41. – P. 413001.
5. Flebus B., Brächer T., Chumak A. V. et al. The 2024 magnonics roadmap // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2024. – Vol. 36. – No. 36. – P. 363501.
6. Wang Q., Liu Y., Zhang J. et al. A nonlinear magnonic nano-ring resonator // npj Computational Materials. – 2020. – Vol. 6. – No. 1. – P. 192.
7. Martyshkin A. A., Sheshukova S. E., Sadovnikov A. V. Nonlinear magnonic coupler using backpropagating surface spin waves // Applied Physics Letters. – 2024. – Vol. 124. – No. 9. – P. 092401.
8. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et al. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. – 2014. – Vol. 4. – No. 10. – P. 107133.
9. Rabus D. G. Integrated Ring Resonators: The Compendium. – Berlin, Heidelberg: Springer, 2007. – 256 p.
10. Demidov V. E., Urazhdin S., Demokritov S. O. Direct observation of magnonic bound states in a ferromagnetic film // Physical Review Letters. – 2012. – Vol. 109. – No. 2. – P. 027201.

EFFECT OF THE MAGNETIZATION ANGLE ON THE INTERFERENCE OF SPIN WAVES IN THE MICROWAVE RING RESONATOR SYSTEM WITH AN INHOMOGENEOUS DISTRIBUTION OF THE INTERNAL MAGNETIC FIELD

Yasnev N.Yu.¹, Manyшева A.A.¹, Zhumabekova K.E.¹, Sadovnikov A.V.¹

¹Saratov State University named after N.G.Chernyshevsky, Saratov, Russia

E-mail: yasnev06@mail.ru

The propagation of spin waves in two structures based on giga has been studied by micromagnetic modeling: an annular microresonator connected to waveguides and in an isolated ring. It is shown that the orientation of the external magnetic field causes an inhomogeneous distribution of the internal field in both structures, which determines the type of excited spin waves and makes it possible to adjust their resonant frequency. The key result is the preservation of high Q-factor and sharp frequency selectivity during such a restructuring.

Keywords: spin waves, iron-yttrium garnet, magnonics, ring resonator, frequency selection, micromagnetic modeling.

УПРАВЛЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ОБРАТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СУПЕРТОНКИХ ПЛЕНКАХ НА ОСНОВЕ БИГИРОТРОПНЫХ СРЕД

А.В. Жабова, С.В. Гришин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

E-mail: aleksis.bogomolova@yandex.ru

В работе приводятся теоретические результаты, демонстрирующие возможность управления дисперсионными характеристиками медленных объемных электромагнитных волн (ОЭМВ) за счет изменения толщины металлических ферромагнитных пленок от микронных до нанометровых размеров. Установлено, что в случае нормального намагничивания в металлических пленках микронной толщины существуют медленные обратные ОЭМВ (ООЭМВ). При переходе к нанометровым толщинам медленная ООЭМВ меняет свою дисперсию с аномальной на нормальную. Полученные результаты сравниваются с поведением магнито-статических спиновых волн, существующих в диэлектрических ферромагнитных пленках аналогичной толщины.

Ключевые слова: бигиротропные среды, ферромагнитные металлы.

Введение

На сегодняшний день в магноники наряду с диэлектрическими ферритовыми пленками железо-иттриевого граната (ЖИГ) активно используются металлические ферромагнитные пленки пермаллоя (Рy) [1] для создания на их основе наноразмерных устройств магноники [2]. Указанные пленки имеют толщины от десятков до сотен нанометров, что предполагает распространение в них медленных волн с гораздо большими волновыми числами, чем волновые числа магнито-статических спиновых волн (МСВ), существующих в диэлектрических ферритовых пленках микронной толщины.

До настоящего времени электродинамические характеристики медленных волн в металлических пленках пермаллоя рассчитывались без учета влияния свободных носителей заряда (электронов), которые, находясь во внешнем постоянном магнитном поле представляют собой однокомпонентную замагниченную твердотельную плазму [3]. Такое приближение было обусловлено тем, что плазменная частота электронов, находясь в терагерцовом диапазоне частот, не должна оказывать заметного влияния на электродинамические характеристики электромагнитных волн (ЭМВ), существующих в микроволновом диапазоне. Однако для антиферромагнитных полупроводников и металлов, у которых характерные резонансные частоты магнитной подсистемы приходятся на терагерцовый диапазон, учет влияния свободных носителей заряда становится необходимым условием. Как показали расчеты электродинамических характеристик медленных ЭМВ, существующих в ферро- и антиферромагнитных полупроводниках [4], обладающих меньшей концентрацией свободных носителей заряда, чем металлы, учет свободных носителей заряда приводит к тому, что эффективная диэлектрическая проницаемость среды становится отрицательной в об-

ласти частот, где эффективная магнитная проницаемость также является отрицательной величиной. В результате образуется дважды отрицательная среда, в которой существует медленная обратная ЭМВ (ОЭМВ). Однако в [4] расчеты были выполнены для относительно толстых пленок ферро- и антиферромагнитных полупроводников (порядка десятков микрон), которые в технологическом плане трудно реализуемы.

В настоящей работе на основе разработанной ранее электродинамической модели для намагниченных слоев ферромагнитных полупроводников приводятся результаты расчета дисперсионных характеристик медленных ЭМВ, существующих в намагниченных тонких и супертонких пленках ферромагнитных металлов, и анализируется трансформация дисперсионных характеристик таких волн при изменении толщины пленок ферромагнитного металла от единиц микрон до десятков нанометров.

1. Электродинамическая модель нормально намагниченной бигиротропной среды

Анализируемая структура представляет собой ограниченную в одном направлении бигиротропную среду (слой толщиной d), находящуюся во внешнем постоянном магнитном поле $\vec{H}_0$ (см. рисунок 1). В рамках исследования рассматривается случай нормального намагничивания, когда направление поля $\vec{H}_0$ совпадает с осью OX перпендикулярной к поверхности слоя (OXY), а волновой вектор $\vec{k}$ ортогонален вектору $\vec{H}_0$ ($\vec{k} \perp \vec{H}_0$).

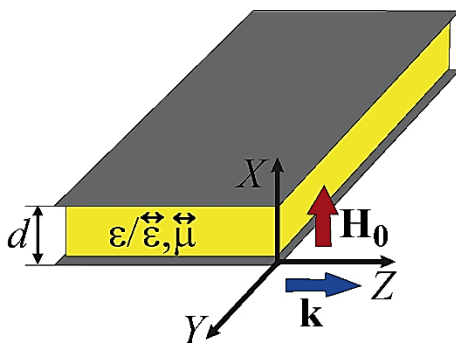


Рисунок 1 – Схематическое изображение металлизированного с обеих сторон бигиротропного слоя при нормальном намагничивании

Известно, что магнитные свойства гиромангнитных сред описываются тензором высокочастотной магнитной проницаемости, вид которого зависит от направления внешнего постоянного магнитного поля. В случае диэлектрических ферромагнетиков их диэлектрические свойства являются изотропными. В контексте намагниченных ферромагнитных металлов для описания диэлектрических свойств среды используется электродинамическая модель замагниченной однокомпонентной (электронной) плазмы. В этом случае диэлектрическая проницаемость описывается аналогичным эрмитовым тензором второго ранга, диагональные и недиагональные компоненты которого зависят от концентрации свободных носителей заряда – электронов и напряженности поля $\vec{H}_0$ [4].

При решении электродинамической задачи в приближении неоднородных плоских волн, дисперсионные уравнения для нормально намагниченного металлизированного с обеих сторон слоя диэлектрической ферромагнитной среды и ферромагнитного металла имеют следующий вид:

$$[k_x^2 - \mu(k_0^2 \varepsilon - k^2)][k_x^2 - (k_0^2 \varepsilon \mu - k^2)] - k_0^2 \varepsilon \mu_a^2 (k_0^2 \varepsilon - k^2) = 0 \quad (1)$$

$$\eta k_x^4 + [k^2(\varepsilon + \eta\mu) - 2k_0^2 \eta(\varepsilon\mu - g\mu_a)]k_x^2 + [\varepsilon k^2 - k_0^2(\varepsilon^2 - g^2)][\mu k^2 - k_0^2 \eta(\mu^2 - \mu_a^2)] = 0, \quad (2)$$

где $k_x = n\pi/d$, n – номер объемной моды ЭМВ, $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме, k – продольное волновое число в среде, μ и μ_a – компоненты тензора магнитной проницаемости, ε , g и η – компоненты тензора диэлектрической проницаемости, вид которых приведен в [4].

2. Дисперсионные характеристики медленных волн

На рисунке 2 приведены результаты расчета дисперсионных характеристик объемных МСВ и медленных объемных ЭМВ, существующих в металлизированном с обеих сторон слое нормально намагниченной диэлектрической ферромагнитной среды/ферромагнитного металла. Результаты получены с использованием (1) и (2).

Видно, что при нормальном намагничивании в тонких пленках ферромагнетика существуют прямые объемные МСВ (ПОМСВ), которые становятся более замедленными с уменьшением толщины пленки. В тонких пленках металлического ферромагнетика микронной толщины существует ООЭМВ, которая трансформируется в прямую объемную ЭМВ (ПОЭМВ) при уменьшении толщины пленки до десятков нанометров. Последняя существует на частотах ПОМСВ.

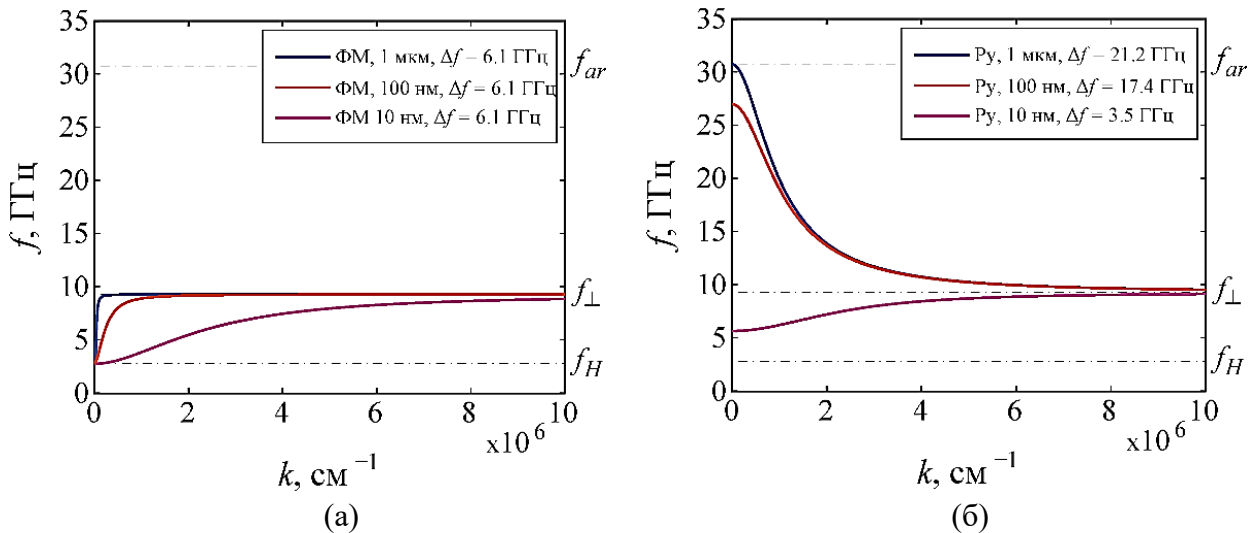


Рисунок 2 – Дисперсионные характеристики объемных МСВ (а) и медленных объемных ЭМВ (б), существующих в металлизированном с обеих сторон слое нормально намагниченной диэлектрической ферромагнитной среды (а) и ферромагнитного металла (б).

Результаты получены для разных значений толщины слоя d при $H_0 = 1$ кЭ, $4\pi M_0 = 10$ кГс, $\varepsilon_r = 16$ и $N = 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

3. Численное моделирование в ComSol Multiphysics

Для подтверждения трансформации дисперсии медленной объемной ЭМВ в ферромагнитном металле был проведен численный эксперимент в программном продукте COMSOL Multiphysics.

На рисунке 3а схематично изображена примитивная ячейка и используемые в задаче типы граничных условий. В наших расчетах на правой и левой границе расчетной области, перпендикулярных оси x и отстоящих друг от друга на расстоянии d , выбирались граничные условия типа электрической стенки (**Perfect Electric Conductor, PEC**). На нижней и верхней границе расчетной области должны выполняться периодические граничные условия Флоке (**Periodic Boundary Condition, PBC**).

На рисунке 3б представлены дисперсионные характеристики медленных объемных ЭМВ, рассчитанные с использованием как аналитических выражений (1), (2), так и программного пакета COMSOL Multiphysics для металлизированного слоя диэлектрической ферромагнитной среды/ферромагнитного металла толщиной $d = 10$ нм. Видно, что численный эксперимент подтверждает существование медленной ПОЭМВ в ферромагнитном металле на тех частотах, на которых в диэлектрической ферромагнитной среде существует медленная ПОМСВ. Кроме того, на Рисунке 3б также приведены распределения интенсивностей компонент электромагнитного поля по толщине слоя среды, полученные в ходе численного эксперимента.

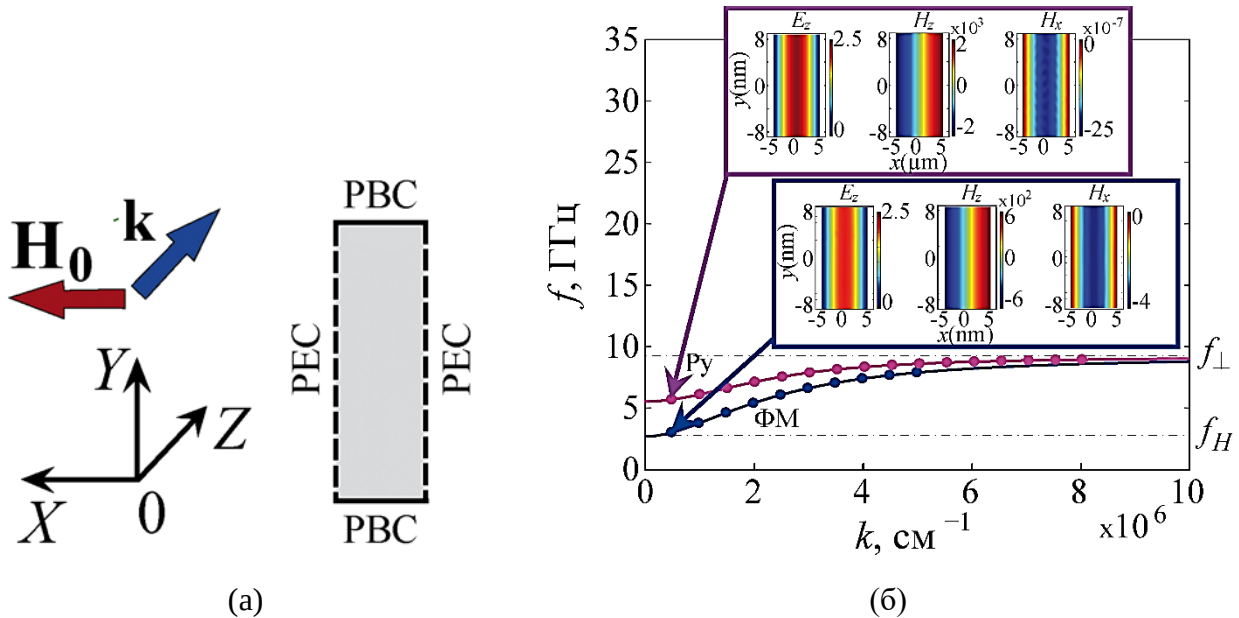


Рисунок 3 – (а) Примитивная ячейка и заданные граничные условия: идеальные электрические стенки (пунктирные линии), периодические условия типа Флоке (сплошные линии).

(б) Дисперсионные характеристики медленной ПОМСВ, существующей в нормально намагниченном диэлектрическом ферромагнетике (ФМ), и медленной ПОЭМВ, существующей в нормально намагниченном металлическом ферромагнетике (Рy).

Результаты получены для $d=10$ нм, $H_0=1$ кЭ, $4\pi M_0=10$ кГс, $\epsilon_r=16$, $N = 0$ (ФМ) и $N = 10^{22}$ см $^{-3}$ (Рy).

4. Энергетические характеристики

Используя полученные дисперсионные уравнения (1) и (2), а также выражения для компонент электрического и магнитного полей, были рассчитаны энергетические характеристики медленных ПОМСВ и ПОЭМВ, распространяющихся в нормально намагниченном металлизированном слое диэлектрического феррита и металлизированного ферромагнетика, соответственно.

Усреднённые по времени и по объёму значения векторов электрической и магнитной энергий для слоя анизотропной диспергирующей среды в отсутствие потерь рассчитываются с использованием следующих соотношений [5]:

$$\overline{W_e} = \frac{1}{16\pi d} \int_0^d \operatorname{Re} \left\{ \vec{e} \left(\frac{\partial(\omega \vec{e}^*)}{\partial \omega} \vec{e}^* \right) \right\} dx, \quad (3)$$

$$\overline{W_h} = \frac{1}{16\pi d} \int_0^d \operatorname{Re} \left\{ \vec{h} \left(\frac{\partial(\omega \vec{h}^*)}{\partial \omega} \vec{h}^* \right) \right\} dx, \quad (4)$$

где $\vec{\epsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости (в случае диэлектрического феррита ϵ является скалярной величиной), $\vec{\mu}$ – тензор магнитной проницаемости среды, знак * обозначает комплексно сопряжённую величину.

На рисунке 4а,б представлены результаты расчета зависимостей отношения средних плотностей электрической (3) и магнитной (4) энергий ($\overline{W_e}/\overline{W_h}$) от продольного волнового числа k в случае нормально намагниченной пленки диэлектрической ферритмагнитной среды/ферромагнитного металла для трех значений ее толщины $d = 1$ мкм, 100 нм и 10 нм. Как видим (см. рисунок 4а), у медленной ПОМСВ отношение $\overline{W_e}/\overline{W_h}$ всегда значительно меньше единицы и падает с ростом k и уменьшением толщины d . При уменьшении d на порядок величины отношение $\overline{W_e}/\overline{W_h}$ уменьшается на два порядка величины.

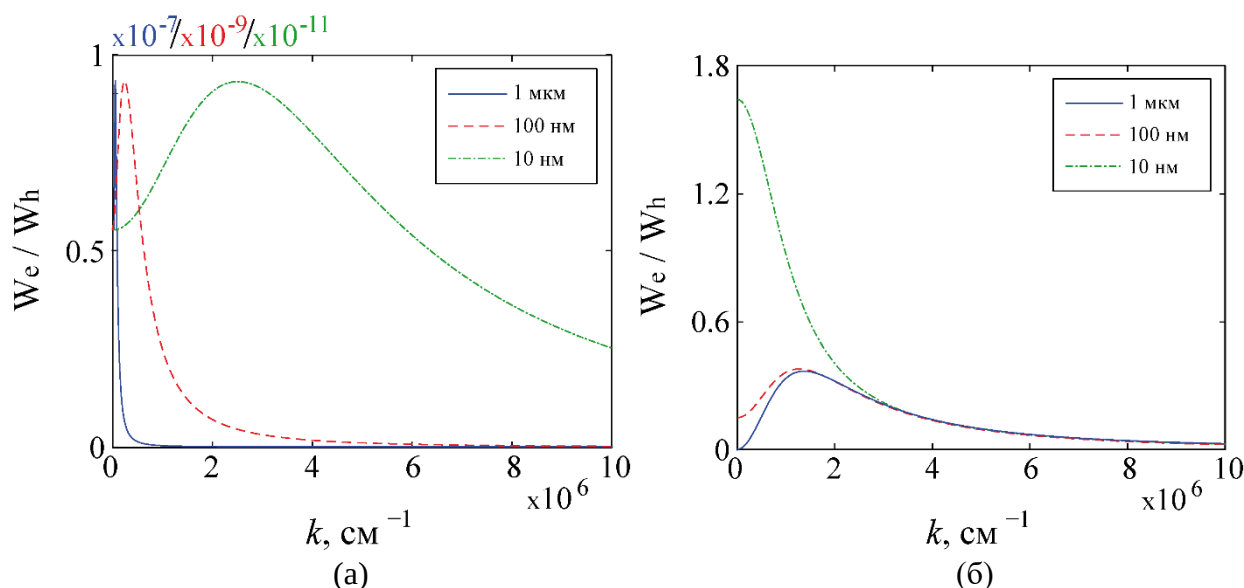


Рисунок 4 – Отношение средних плотностей электрической и магнитной энергий для медленных волн, существующих в тонких пленках нормально намагниченной диэлектрической ферритмагнитной среды (а) и ферромагнитного металла (б)

Таким образом, в тонких пленках феррита $\overline{W_e}/\overline{W_h} \ll 1$ практически во всем диапазоне изменения k и, следовательно, магнитная энергия переносимая ПОМСВ, значительно больше электрической, т.е. $\overline{W_h} \gg \overline{W_e}$. В случае ПОЭМВ, распространяющейся в ферромагнитном металле, отношение $\overline{W_e}/\overline{W_h}$ больше

единицы и падает с ростом k и увеличением толщины d . Таким образом, в тонких пленках ферромагнитного металла ПОЭМВ не является чисто магнитной волной, как ПОМСВ. Для этой волны имеет место преобладание электрической энергией над магнитной при $k < 9 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, а при больших k , наоборот, магнитная энергия преобладает над электрической.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-30027, <https://rscf.ru/project/23-79-30027/>

Список литературы

1. Kruglyak V., Demokritov S.O., Grundler D. Magnonics// J. Phys. D: Applied Physics. – 2010. Vol. 43. – No 26. – P. 264001
2. Wang Q., Csaba G., Verba R., Chumak A.V., Pirro P. Nanoscale magnonic networks// Phys. Rev. Appl. – 2024. – Vol. 21. – No 4. P. 040503.
3. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат, 1973. 249 с.
4. Bogomolova A.V. et al. Magnetic bias field driven ferro- and antiferromagnetic semiconductors as double negative media for microwave and terahertz ranges// JMMM – 2023. – V. 587. – P. 171278.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. 2-е изд. М: Наука. 1982. 623 с.

CONTROL OF DISPERSION CHARACTERISTICS OF BACKWARD ELECTROMAGNETIC WAVES IN SUPERTHIN FILMS BASED ON BIGYROTROPIC MEDIA

A.V. Zhabova, S.V. Grishin

Saratov State University, Saratov, Russia

E-mail: aleksis_bogomolova@mail.ru

This paper presents theoretical results demonstrating the possibility of controlling the dispersion characteristics of slow volume electromagnetic waves (SVEMWs) by varying the thickness of metallic ferromagnetic films from micrometer to nanometer scale. It is established that, under normal magnetization, slow backward EMWs (BEMWs) exist in micrometer-thick metallic films. Upon transition to nanometer thicknesses, the dispersion of the slow BEMWs changes from anomalous to normal. The obtained results are compared with the behavior of magnetostatic spin waves existing in dielectric ferromagnetic films of similar thickness.

Keywords: bigyrotropic media, ferromagnetic metals.

ОПИСАНИЕ ОБЪЕМНО-ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

Э.Г. Локк, С.В. Герус

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
(Фрязинский филиал) Российской академии наук, Россия, Фрязино,
E-mail: edwin@fireras.su

На основе уравнений Максвелла (без использования электро- и магнитостатического приближений) описано распространение объемно-поверхностной электромагнитной волны в плоскости касательно намагниченного бигиротропного слоя в произвольном направлении (частным случаем этого описания является распространение спиновых волн в ферритовой пластине). Рассчитаны дисперсионные зависимости двух первых мод обратной объемно-поверхностной спиновой волны и волновые числа, определяющие объемное и поверхностное распределения волны по толщине ферритовой пластины, для случая распространения волны вдоль внешнего магнитного поля. Сравнение дисперсионных зависимостей этой волны с аналогичной зависимостью для обратной объемной магнитостатической волны показало, что эти зависимости заметно различаются в начальной части спектра волн (при $k_z < \sim 10 \text{ см}^{-1}$).

Ключевые слова: бигиротропный слой, ферритовая пластина, обратная объемно-поверхностная спиновая волна, дисперсионная зависимость, распределение волны

Введение

Как известно, спиновые волны (СВ) с волновыми числами $0 < k < 10^4 \text{ см}^{-1}$, обычно описывают в магнитостатическом приближении (МСП) [1], полагая, что волновое число СВ $k \gg k_0 \equiv \omega/c$ (здесь ω – циклическая частота СВ, а c – скорость света в вакууме) и, следовательно, в уравнениях Максвелла можно пренебречь членами, содержащими множители ω/c . Однако, в ряде работ [2 – 13], в которых МСП не использовалось, было обнаружено, что некоторые характеристики СВ принципиально отличаются от аналогичных характеристик, рассчитанных с использованием МСП. В частности, в [10] была аналитически решена задача о распространении электромагнитных волн в произвольном направлении вдоль касательно намагниченного бигиротропного слоя, причем полученные результаты применимы и для исследования распространения СВ в ферритовой пластине. В этой работе было показано, что распределение СВ по толщине ферритовой пластины описывают два разных по величине волновых числа, то есть, существует три типа распределения СВ – поверхностно-поверхностное (SS), объемно-поверхностное (VS) и объемно-объемное (VV), что принципиально отличает описание СВ от их описания с использованием МСП.

Ниже, без использования МСП будет представлено аналитическое описание спиновой VS волны, распространяющейся в плоскости бигиротропного (ферритового) слоя (рис. 1). Как показано в [10], z-компонента СВЧ электрического поля этой волны внутри слоя 2 описывается соотношением причем амплитуда этой компоненты $e_{z2}(x)$ распределена по толщине слоя 2 в соответствии с выражением:

$$E_{z2} = e_{z2}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (1)$$

$$e_{z2} = A \cos(K_{x21} x) + B \sin(K_{x21} x) + C \exp(k_{x22} x) + D \exp(-k_{x22} x), \quad (2)$$

где K_{x21} и k_{x22} – действительные числа, а A , B , C и D – произвольные коэффициенты (см. формулу (26) в [10]). Ниже, из-за громоздкости математического описания, мы представим лишь выражения для компонент СВЧ поля и дисперсионное уравнение VS волны.

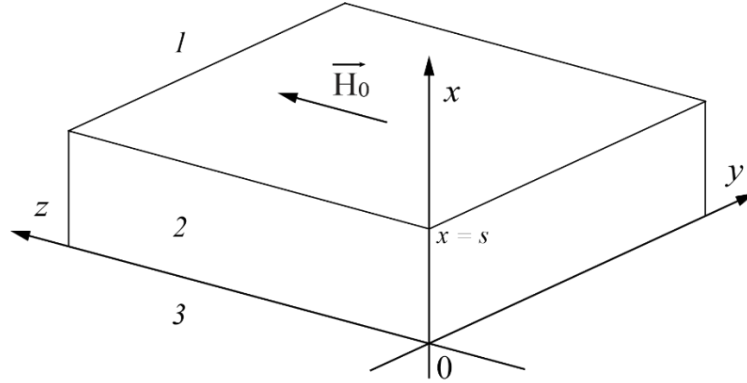


Рисунок 1 – Геометрия задачи:

1 и 3 – полупространства изотропного диэлектрика (или вакуум),
2 – бигиротропный слой (в частном случае – ферритовая пластина) толщиной s

С целью краткой записи всех компонент СВЧ поля VS волны от координаты x , введём *безразмерные* функции Σ_0 , Σ_1 , Σ_2 и Σ_3 в соответствии с выражениями

$$\Sigma_0(x) = A \cos(K_{x21} x) + B \sin(K_{x21} x) + C \exp(k_{x22} x) + D \exp(-k_{x22} x) \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_1(x) = & K_{x21} (A \sin(K_{x21} x) - B \cos(K_{x21} x)) / k_0 + \\ & + k_{x22} (C \exp(k_{x22} x) - D \exp(-k_{x22} x)) / k_0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_2(x) = & \beta_1 (A \cos(K_{x21} x) + B \sin(K_{x21} x)) + \\ & + \beta_2 (C \exp(k_{x22} x) + D \exp(-k_{x22} x)), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_3(x) = & K_{x21} \beta_1 (A \sin(K_{x21} x) - B \cos(K_{x21} x)) / k_0 + \\ & + k_{x22} \beta_2 (C \exp(k_{x22} x) - D \exp(-k_{x22} x)) / k_0, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\beta_1 = \frac{1}{\mu_{zz} F_{vg}} \left(F_v + \frac{K_{x21}^2}{k_0^2} \right), \quad (7)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{\mu_{zz} F_{vg}} \left(F_v - \frac{k_{x22}^2}{k_0^2} \right), \quad (8)$$

а выражения для величин F_v и F_{vg} можно найти в [10]. Используя уравнения Максвелла и соотношения (3) – (6), выражения для компонент E_y , E_z , H_y и H_z СВЧ поля VS волны в слое 2 можно записать в виде

$$E_{y2} = \frac{1}{F_2} \left[a_0 \Sigma_0 + F_{vg} \Sigma_1 + a_2 \Sigma_2 + F_{v2} \Sigma_3 \right] \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (9)$$

$$H_{y2} = \frac{i}{F_2} \left[b_0 \Sigma_0 + F_{g2} \Sigma_1 + b_2 \Sigma_2 + F_{vg} \Sigma_3 \right] \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (10)$$

$$E_{z2} = \Sigma_0(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (11)$$

$$H_{z2} = i \Sigma_2(x) \exp(-ik_y y - ik_z z). \quad (12)$$

Точно также можно получить выражения для СВЧ компонент электромагнитного поля волны в средах 1 и 3 (эти выражения приведены в [10]). Удовлетворяя условиям непрерывности тангенциальных компонент E_y , E_z , H_y и H_z при $x = 0$ и $x = s$, можно составить систему из восьми уравнений в результате упрощения которой получим систему уравнений для коэффициентов A , B , C и D

$$\begin{cases} d_{11}A + d_{12}B + d_{13}C + d_{14}D = 0 \\ d_{21}A + d_{22}B + d_{23}C + d_{24}D = 0 \\ d_{31}A + d_{32}B + d_{33}C + d_{34}D = 0 \\ d_{41}A + d_{42}B + d_{43}C + d_{44}D = 0 \end{cases}. \quad (13)$$

Дисперсионное уравнение для VS волны представляет собой определитель четвертого порядка для системы однородных уравнений (13), причем элементы d_{11} , d_{12} , d_{21} , d_{22} , d_{31} , d_{32} , d_{41} и d_{42} системы (13) вычисляются в соответствии с выражениями

$$d_{11} = \left[a_0 + a_2 \beta_1 + F_2 (\mu_1 k_{x1} k_0 \beta_1 - k_y k_z) / q_1^2 \right] \cos(K_{x21} s) + K_{x21} \sin(K_{x21} s) (F_{vg} + F_{v2} \beta_1) / k_0, \quad (14)$$

$$d_{12} = \left[a_0 + a_2 \beta_1 + F_2 (\mu_1 k_{x1} k_0 \beta_1 - k_y k_z) / q_1^2 \right] \sin(K_{x21} s) - K_{x21} \cos(K_{x21} s) (F_{vg} + F_{v2} \beta_1) / k_0, \quad (15)$$

$$d_{21} = \left[b_0 + b_2 \beta_1 + F_2 (\varepsilon_1 k_{x1} k_0 - k_y k_z \beta_1) / q_1^2 \right] \cos(K_{x21} s) + K_{x21} \sin(K_{x21} s) (F_{vg} \beta_1 + F_{g2}) / k_0, \quad (16)$$

$$d_{22} = \left[b_0 + b_2 \beta_1 + \frac{F_2}{q_1^2} (\varepsilon_1 k_{x1} k_0 - k_y k_z \beta_1) \right] \sin(K_{x21} s) - K_{x21} \cos(K_{x21} s) (F_{vg} \beta_1 + F_{g2}) / k_0, \quad (17)$$

$$d_{31} = a_0 + a_2 \beta_1 - F_2 (\mu_3 k_{x3} k_0 \beta_1 + k_y k_z) / q_3^2, \quad (18)$$

$$d_{32} = -K_{x21} (F_{vg} + F_{v2} \beta_1) / k_0, \quad (19)$$

$$d_{41} = b_0 + b_2 \beta_1 - F_2 (\varepsilon_3 k_{x3} k_0 + k_y k_z \beta_1) / q_3^2, \quad (20)$$

$$d_{42} = K_{x21} (F_{g2} - F_{vg} \beta_1) / k_0, \quad (21)$$

а выражения для остальных элементов совпадают с аналогичными выражениями, представленными в работе [10], где также приведены формулы для всех величин, входящих в соотношения (9) – (12) и (14) – (21).

В качестве примера, рассчитаем на основе полученного дисперсионного уравнения некоторые характеристики обратной спиновой волны VS-типа (VS-ОСВ) в ферритовой пластине, окруженной полупространствами вакуума. В отличие от описания обратной объемной МСВ (ООМСВ) с использованием МСП [1], распределение VS-ОСВ внутри ферритовой пластины вдоль координаты x описывают два волновых числа – K_{x21} и k_{x22} : в соответствии с (2) волновое число K_{x21} определяет объемное распределение волны, а волновое число k_{x22} определяет поверхностное распределение волны. Продемонстрируем, как смешанный характер VS-ОСВ отражается на ее характеристиках. Прежде всего представляет интерес выяснить соотношение между волновыми числами K_{x21} и k_{x22} , а также установить в какой степени волна является объемной, и в какой степени – поверхностной. Поскольку за прошедшее время множество исследований было посвящено ООМСВ, распространяющейся вдоль вектора $\vec{H}_0$, рассмотрим характеристики VS-ОСВ, соответствующей именно этому случаю (см. рис. 2, 3).

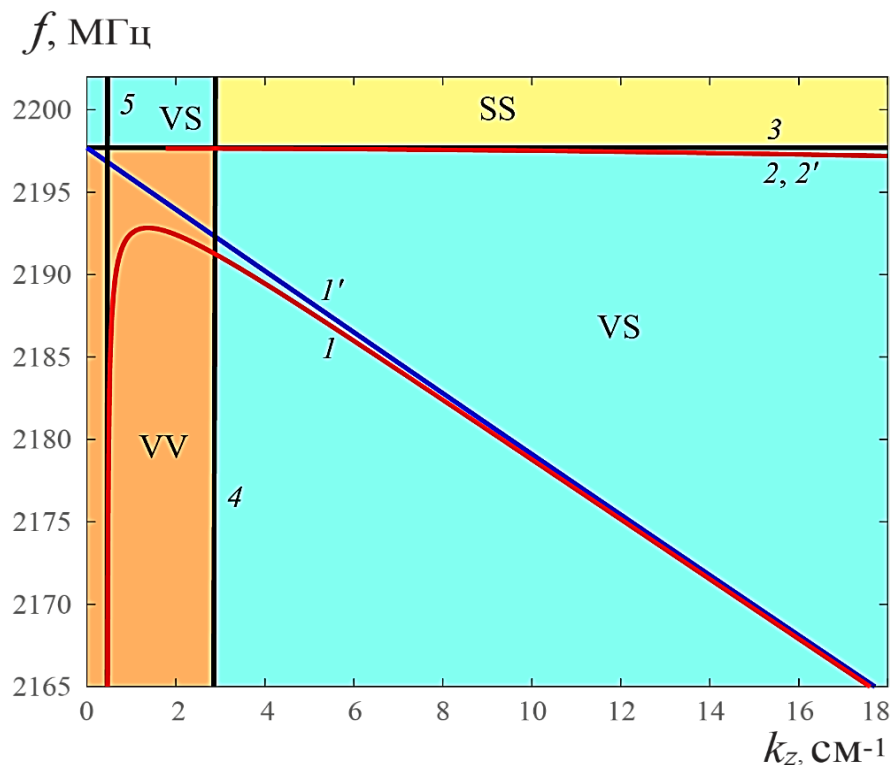


Рисунок 2 – Дисперсионные зависимости $f(k_z)$ первой и второй мод VS-ОСВ (кривые 1 и 2) и ООМСВ (кривые 1' и 2') в касательно намагниченной ферритовой пластине для $k_z < 18 \text{ см}^{-1}$; пря-

$$\text{мая } f = f_{\perp} = \omega_{\perp} / 2\pi = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H \omega_M} / 2\pi = 2197,7 \text{ МГц (3)}$$

и кривая $\alpha = 0$ (4) отделяют на зависимостях $f(k_z)$ области с разными типами распределения волны в ферритовой пластине; 5 – прямая $f = ck_0/2\pi$

Как видно из рис. 2, точные зависимости $f(k_z)$ для первых мод СВ имеют как участки, соответствующие обратной волне (в области, соответствующей VS волне), так и участки, соответствующие прямой волне (в области, соответствующей VV волне).

Отметим, что в области VV волн дисперсионная зависимость $f(k_z)$ для второй моды СВ (кривая 2) практически совпадает с кривыми 3 и 5. Также из рис. 2 видно, что ниже частоты $f_{\perp}$ существует интервал шириной ~ 5 МГц, в котором не может возбуждаться первая мода СВ.

Как видно из рис. 3, при точном описании СВ, распространяющейся вдоль вектора $\vec{H}_0$, распределение СВ по толщине ферритовой пластины характеризует еще одно волновое число – k_{x22} , которое определяет экспоненциальную часть распределения СВ и не возникает при описании СВ в магнитостатическом приближении. Волновое число k_{x22} (см. кривую 2 на рис. 3) имеет одинаковую величину для всех мод СВ, причем значения k_{x22} практически совпадают со значениями постоянной распространения волны k_z за исключением области малых волновых чисел.

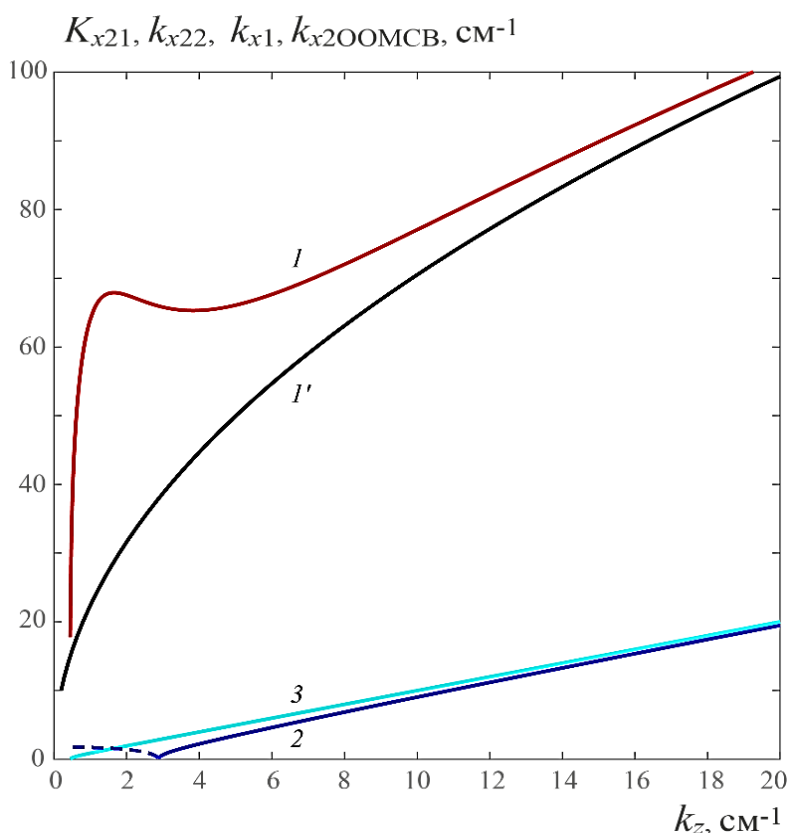


Рисунок 3 – Зависимости x-компонент волнового числа K_{x21} , k_{x22} и k_{x1} от постоянной распространения k_z (кривые 1 – 3 соответственно) для первой моды VS-ОСВ в касательно намагниченной ферритовой пластине и аналогичная зависимость $k_{x2OOMB}(k_z)$ (кривая 1'), рассчитанная с использованием МСП; кривая 2, описывающая зависимость $k_{x22}(k_z)$, является общей для всех мод VS-ОСВ, причем штриховая часть кривой соответствует мнимым значениям k_{x22} (т.е., соответствует VV волне)

Расчеты коэффициентов A , B , C и D , определяющих соотношение между тригонометрическими и экспоненциальными слагаемыми в формуле (2), представлены в [13].

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Список литературы

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V.19. №3/4. P. 308–320.
2. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Влияние диэлектрической подложки и магнитных потерь на дисперсию и свойства поверхностной магнитостатической волны // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46. № 6. С. 729–738.
3. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Поверхностные магнитостатические волны в структуре феррит-диэлектрик, окруженной полупространствами с отрицательной диэлектрической проницаемостью // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 1. С. 97–102.
4. Гришин С В Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Саратов: СГУ, 2006).
5. Вашковский А. В., Локк Э. Г. О взаимосвязи энергетических и дисперсионных характеристик магнитостатических волн в ферритовых структурах // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 3. С. 293–304.
6. Вашковский А.В., Локк Э. Г. О физических свойствах обратной магнитостатической волны при ее описании на основе уравнений Максвелла // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 5. С. 541–549.
7. Локк Э. Г. Спиновые волны в структуре диэлектрик-феррит-диэлектрик, граничащей с «магнитными стенками» или идеальными проводниками (на основе уравнений Максвелла) // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. №7. С. 711–721.
8. Локк Э. Г. Структура высокочастотных полей поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 1. С. 35–44.
9. Локк Э. Г., Вашковский А.В. Влияние металлического экрана и магнитной стенки на картины векторных линий высокочастотного поля поверхностной спиновой волны // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 8. С. 746–756.
10. Локк Э. Г., Герус С. В. Электромагнитные волны в касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером анализа характеристик спиновых волн в ферритовой пластине) // Успехи физических наук. 2024. Т. 194. № 12. С. 1330–1344.
11. Локк Э. Г., Герус С. В. Электромагнитные волны в односторонне металлизированном касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером расчета характеристик спиновых волн) // Радиотехника и электроника. 2023. Т. 68. № 9. С. 884–892.
12. Локк Э. Г., Герус С. В. Энергетические характеристики поверхностной электромагнитной волны в касательно намагниченном бигиротропном слое на примере расчета характеристик спиновой волны в ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2025. Т. 70. № 9. (в печати).
13. Локк Э. Г., Герус С. В. Соотношение между коэффициентами, определяющими объемный и поверхностный характер обратной объемно-поверхностной спиновой волны // XXXII Международная конференция «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 21-22 ноября 2025 г., Москва, Россия, НИУ «МЭИ». Сборник трудов конференции.

**VOLUME-SURFACE SPIN WAVE DESCRIPTION BASED
ON MAXWELL'S EQUATIONS
FOR A TANGENTIALLY MAGNETIZED FERRITE PLATE**

E. H. Lock, S. V. Gerus

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy
of Sciences (Fryazino branch), Russia, Fryazino

E-mail: edwin@fireras.su

The propagation of a volume-surface electromagnetic wave in the plane of tangentially magnetized bigyrotropic layer in an arbitrary direction is described on Maxwell's equations without using approximations (a special case of this description is propagation of spin waves in a ferrite plate). The dispersion dependences of the first two modes of the backward volume-surface spin wave and the wave numbers determining the volume and surface distributions of the wave over the ferrite plate thickness are calculated for the case of wave propagation along the external magnetic field vector. A comparison of the dispersion dependences of this wave with a similar dependence for the backward volume magnetostatic wave showed that these dependences differ noticeably in the initial part of the wave spectrum (at $k_z < \sim 10 \text{ cm}^{-1}$).

Key words: bigyrotropic layer, ferrite plate, backward volume-surface spin wave, dispersion dependence, wave distribution

ОТРАЖЕНИЕ СВЕРХНАПРАВЛЕННОГО ЛУЧА ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ ОТ НЕМАГНИТНОЙ ПОЛОСЫ, СОЗДАННОЙ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ

С.В. Герус, Э.Г. Локк

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
(Фрязинский филиал) Российская академия наук, Фрязино, Россия

E-mail: svg318@ire216.msk.su

Экспериментально исследовано взаимодействие не расходящегося сверхнаправленного луча поверхностных спиновых волн с немагнитной полосой, вытравленной в ферритовой плёнке. Изучалось как отражение этого луча от полосы, так и его прохождение через данный барьер. Обнаружено, что наибольшее проникновение луча в немагнитную область возникает при определенном значении волнового числа, причем при меньших значениях волнового числа луч в немагнитную область практически не проникает. Найдено, что в исследованной геометрии, симметричной относительно вектора постоянного магнитного поля, возникает зеркальное отражение луча из-за чего длина волны и величина дифракционной расходимости, соответствующие падающему лучу, оказываются характерными и для отраженного луча.

Ключевые слова: ферритовая плёнка, немагнитная полоса, поверхностная спиновая волна, не расходящийся сверхнаправленный луч, отражение, прохождение

Введение

В данной работе было экспериментально исследовано отражение сверхнаправленного луча поверхностной спиновой волны (ПСВ) от одномерного потенциального барьера в виде немагнитной полосы (в дальнейшем *полоса*), вытравленной в ферритовой плёнке железо иттриевого граната (ЖИГ) на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). Напомним, что сверхнаправленный луч (далее *суперлуч*), это луч, у которого практически отсутствует дифракционное расплывание. Возможность существования такого луча были предсказаны ранее теоретически в работах [1, 2], а затем в работах [3, 4] такие лучи были обнаружены и экспериментально.

Эксперимент проводился на установке, схема которой представлена на рис. 1 в работах [4, 5]. Для исследований использовалась пленка ЖИГ, имевшая намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1853$ Гс, толщину $d = 16,56$ мкм и диаметр 76 мм. В пленке была создана прямоугольная область с полностью вытравленным слоем ЖИГ в форме полосы шириной 3 мм (см. рис. 1 в [5]). Пленка ЖИГ была намагничена до насыщения касательным однородным магнитным полем величиной $H_0 = 457$ Э.

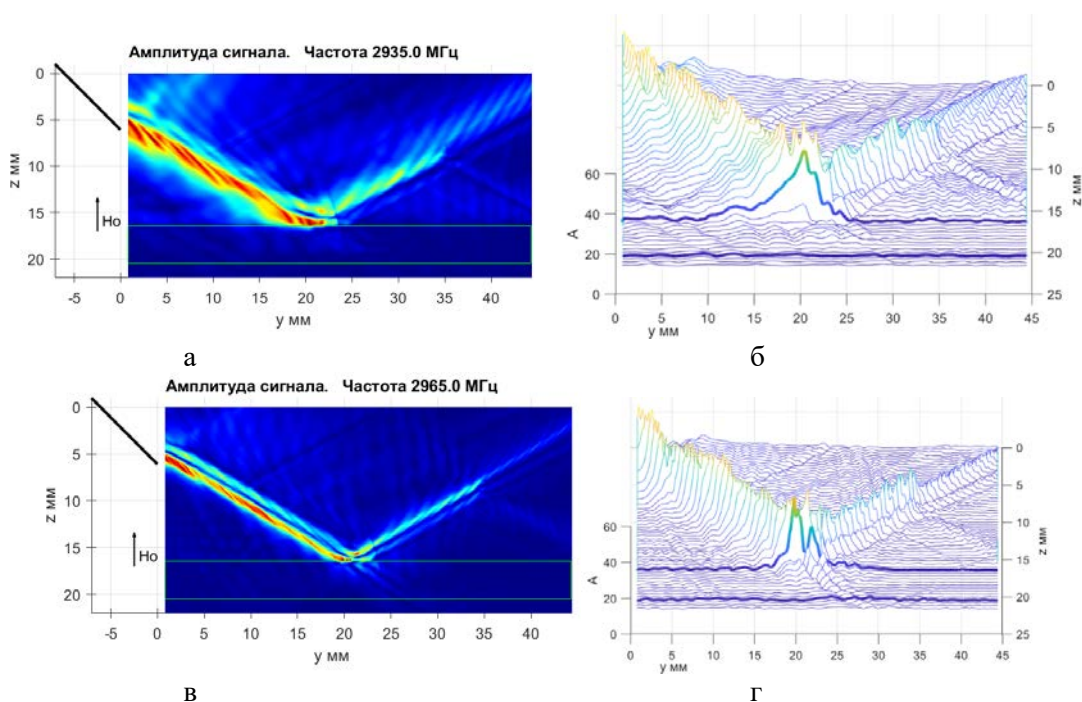
Как показали предварительные расчеты, для возбуждения суперлуча ПСВ в используемой пленке ЖИГ необходимо было расположить возбуждающий преобразователь под углом 136° к полю подмагничивания (см. рис. 1). При этом сам луч распространялся под углом $\psi \approx 120^\circ$ по отношению к вектору магнитного поля $\mathbf{H}_0$, причем величина угла ψ незначительно менялась при изменении частоты ПСВ f .

Отметим, что отражение спиновых волн от края ферритовой плёнки ЖИГ экспериментально изучалось ранее в работах [6, 7]. Однако ранее не исследовалось отражение суперлуча ПСВ от немагнитной полосы на основе метода, позволяющего получить картину распределения амплитуды и фазы спиновой волны в плоскости ферритовой плёнки.

Экспериментальные картины распределения энергии ПСВ вдоль поверхности пленки ЖИГ измерялись методом зондирования, подробно описанным в работах [3, 4, 8, 9] и развитым применительно к поставленным в эксперименте задачам. Возбуждение суперлуча ПСВ осуществлялось преобразователем, имеющим длину 10 мм (этот преобразователь изображен черной линией слева на рис. 1), а зондирование поверхности плёнки ЖИГ осуществлялось подвижным зондом, имевшим апертуру $\sim 0,25$ мм. В результате компьютерной обработки данных, полученных с зонда, были построены картины распределения ПСВ в плоскости пленки ЖИГ (рис. 1). Из картин, представленных на рис. 1, видно, как меняется прохождение и отражение луча ПСВ от немагнитной *полосы* в зависимости от частоты f .

Отметим следующий интересный факт. На самой низкой частоте ПСВ $f = 2935$ МГц проникновение волны в область *полосы* практически не происходит (см. рис. 1а и 1б), хотя на данной частоте ПСВ имеют наибольшую (из представленных) длину волны и, следовательно, «хвосты» волнового поля ПСВ (которые обусловлены наличием у ПСВ СВЧ-полей, спадающих по мере удаления от ферритовой среды) должны тянуться достаточно далеко.

Проникновение ПСВ в немагнитную область начинается на более высоких частотах и следовательно, для волн с большими волновыми числами, начиная с частоты $f = 2965$ МГц (рис. 1в и 1г). При дальнейшем увеличении частоты до значения $f = 2995$ МГц поле ПСВ проникает не только в область немагнитной *полосы*, но и за неё, в ту часть образца, где есть плёнка ЖИГ (рис. 1г и 1е).



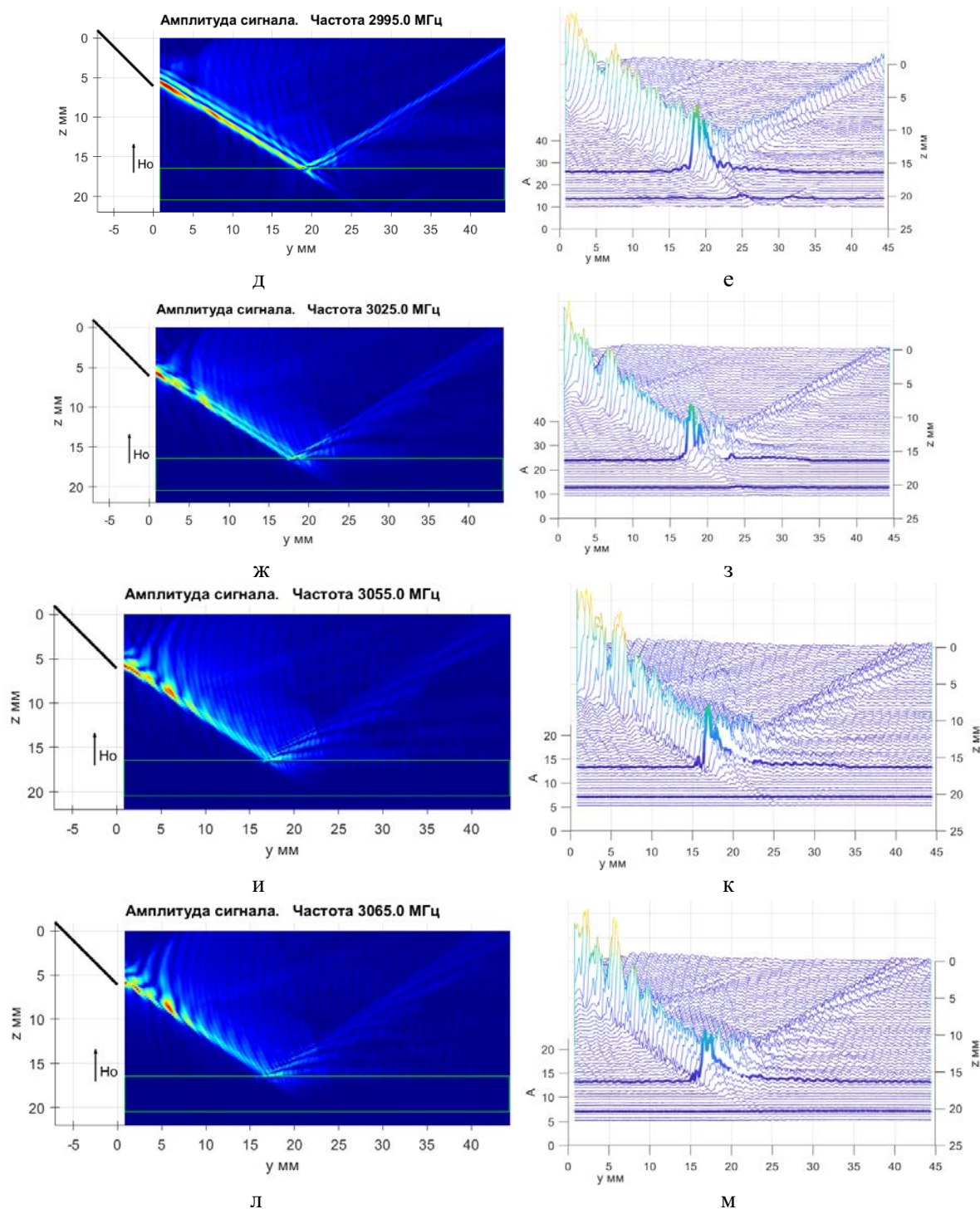


Рисунок 1 – Картины взаимодействия слабо-расходящегося луча ПСВ, распространяющегося в плёнке ЖИГ, с немагнитной *полосой*.

Диаграммы а), в), д), ж), и), л) показывают цветное 2D распределение амплитуды луча, прямые горизонтальные линии очерчивают область *полосы*, направления поля подмагничивания указано стрелкой, отрезок черной линии показывает расположение преобразователя, возбуждающего ПСВ в плёнке ЖИГ. Диаграммы б), г), е), з), к), м) иллюстрируют 3D картины распределения амплитуды ПСВ для тех же частот, что и соседние 2D диаграммы;

местоположение границ *полосы* обозначены толстыми линиями амплитуды ПСВ.

Намагниченность плёнки ЖИГ составляла $4\pi M = 1853$ Гс, толщина – $d = 16,56$ мкм, величина магнитного поля равна $H = 457$ Э, ширина входного преобразователя – 10 мм, выходного (зонда) – 0,25 мм, ширина немагнитной области (*полосы*) – $l = 3$ мм.

Затем, при $f \geq 3025$ МГц (рис. 1з, 1к и 1м) происходит заметное укорачивание «хвоста» ПСВ, проникающего в *полосу*, то есть, наблюдается ожидаемое уменьшение проникновения поля ПСВ в область немагнитной *полосы*.

Отметим, что в исследованной геометрии, симметричной относительно вектора $\mathbf{H}_0$, всегда возникает зеркальное отражение луча, при котором угол отражения луча от *полосы* равен углу падения луча, что соответствует общим свойствам волн в анизотропных средах, изложенным в §8.2 работы [10]. Очевидно, что при зеркальном отражении параметры падающего луча (длина волны, величина дифракционной расходимости и др.) оказываются характерными и для отраженного луча. Поэтому в интервале частот $2965 \text{ МГц} < f < 3025 \text{ МГц}$ наблюдалось некоторое расслоение как падающего, так и отраженного лучей (рис. 1в – 1з). При более высоких частотах $3025 \text{ МГц} < f < 3065 \text{ МГц}$ (рис. 1ж – 1м) дифракционная расходимость как падающего, так и отраженного лучей заметно увеличилась, и оба эти луча уже нельзя, строго говоря, считать сверхнаправленными, поскольку они начинают расплываться специфическим веерообразным образом, связанным с анизотропным характером распространения луча ПСВ в намагниченной ферритовой плёнке.

Отметим также некоторые дополнительные особенности и явления, наблюдаемые на рис. 1. Так, в интервале частот $2935 \text{ МГц} < f < 2965 \text{ МГц}$ (см. рис. 1а – 1г) отражённый луч падает на вытравленное в плёнке ЖИГ сквозное отверстие диаметром 1,5 мм (на рис. 1 оно не обозначено), расположенное примерно при значении $y \approx 35$ мм. От этого отверстия также происходит частичное отражение луча, как и в работе [9]. Для частот $f \geq 2995 \text{ МГц}$ (рис. 1д – 1л) отражённый луч проходит мимо отверстия из-за изменения дисперсионных свойств ПСВ (из-за изменения угла ψ).

Таким образом, выполненное исследование позволило обнаружить новые закономерности и ранее неизвестные явления, касающиеся распространения и отражения волн в анизотропных средах с неоднородностями.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Список литературы

1 Локк Э. Г. Угловая ширина луча при дифракции на щели волны с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями // Успехи физических наук. 2012. Т.182. №12. С.1327–1343; Lock E. H. Angular beam width of a slit-diffracted wave with noncollinear group and phase velocities // Phys.-Usp. 2012. V. 55. № 12. P. 1239–1254.

2 Локк Э. Г. Угловая ширина волнового пучка обратной спиновой волны, возбуждаемой линейным преобразователем в ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60. №1. С. 102–106; Lokk E. G. The Angular Width of the Wave Beam of a Backward Spin Wave Excited by a Linear Transducer in a Ferrite Plate // J. Commun. Technol. Electron. 2015. V.60. № 1. P. 97–101.

3 Annenkov A. Yu., Gerus S. V. and Lock E. H. Superdirected beam of the backward volume spin wave // EPJ Web of Conferences 185, 02006 (2018); MISIM 2017 <https://doi.org/10.1051/epjconf/201818502006>

4 Annenkov A. Yu., Gerus S. V., Lock E. H. Superdirectional beam of surface spin wave // EPL (EuroPhysics Letters). 2018. V. 123. №4. P. 44003.

5 Локк Э. Г., Герус С. В. Туннелирование поверхностной спиновой волны через прямолинейную полосу немагнитной изотропной среды, созданную в ферритовой пластине // XXXII Международная конференция «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 21–22 ноября 2025 г., Москва, Россия, НИУ «МЭИ». Сборник трудов конференции.

6 Вашковский А. В., Шахназарян Д. Г. Отражение поверхностной магнитостатической волны от края пленки // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 4. С. 719–723.

7 Вашковский А. В., Стальмахов А. В., Шахназарян Д. Г. Формирование, отражение и преломление волновых пучков магнитостатических волн // Известия вузов. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 67–75.

8 Анненков А. Ю., Герус С. В. Исследование распределения поверхностных магнитостатических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины // Радиотехника и электроника, 2012. Т. 57. № 5. С. 572–577; Annenkov A. Yu., Gerus S. V. Analysis of the distribution of magnetostatic surface waves by scanning the surface of a ferrite slab // J. Commun. Technol. Electron. 2012. V.57. № 5. P. 519.

9 Герус С. В., Локк Э. Г., Анненков А. Ю., Хутиева А. Б., Садовников А. В. Дифракция обратной объёмной спиновой волны на сквозном отверстии в ферритовой пластине. // Известия РАН. Серия физическая. 2022, Vol. 86, No. 11, pp. 1642–1647; S. V. Gerus, E. H. Lock, A. Yu. Annenkov, A. B. Khutieva, A. V. Sadovnikov. Diffraction of a Backward Volume Spin Wave on a Through Hole in a Ferrite Plate // ISSN 1062-8738, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2022, Vol. 86, No. 11, pp. 1361–1365.

10 Локк Э. Г. Свойства изочастотных зависимостей и законы геометрической оптики. // Успехи физических наук. 2008, т. 178. № 4. С. 397–417; Lock E H The properties of isofrequency dependences and the laws of geometrical optics // Phys. Usp. 2008. V. 51. № 4. P. 375–393. \

EFLECTION OF A SUPERDIRECTIONAL BEAM OF A SURFACE SPIN WARVE FROM A NON-MAGNETIC STRIP CREATED IN A FERRITE PLATE

S. V. Gerus, E. H. Lock

**Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy
of Sciences (Fryazino branch), Fryazino, Russia**

E-mail: svg318@ire216.msk.su

The interaction of a non-diverging, superdirectional beam of surface spin waves with a non-magnetic strip etched in a ferrite film was experimentally studied. Both the reflection of this beam from the strip and its transmission through this barrier were examined. It was found that the beam penetrates the non-magnetic region to its greatest extent at a certain wavenumber, while at lower wavenumbers, the beam barely penetrates the non-magnetic region. It was found that in the studied geometry, symmetrical with respect to the constant magnetic field vector, specular reflection of the beam occurs. As a result, the wavelength and diffraction divergence corresponding to the incident beam also characterize the reflected beam.

Keywords: ferrite film, non-magnetic stripe, surface spin wave, non-divergent superdirectional beam, reflection, transmission

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ КОЭФФИЦИЕНТАМИ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИМИ ОБЪЕМНУЮ И ПОВЕРХНОСТНУЮ ЧАСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБРАТНОЙ ОБЪЕМНО- ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИ-НОВОЙ ВОЛНЫ

Э.Г. Локк, С.В. Герус

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
(Фрязинский филиал) Российской академии наук, Россия, Фрязино

E-mail: edwin@fireras.su

Исследовано соотношение между коэффициентами, определяющими объемную и поверхностную части распределения объемно-поверхностной спиновой волны, распространяющейся в плоскости касательно намагниченной ферритовой пластины вдоль вектора внешнего магнитного поля. Расчеты этого соотношения показали, что вклады экспоненциальных и тригонометрических слагаемых в распределение волны сравнимы по величине лишь у волн в начальной части спектра (при $k_z < \sim 10 \text{ см}^{-1}$).

Ключевые слова: ферритовая пластина, объемно-поверхностная спиновая волна, распределение волны по толщине пластины

Введение

Спиновые волны (СВ) с волновыми числами $0 < k < 10^4 \text{ см}^{-1}$ часто описывают в магнитостатическом приближении (МСП) [1], полагая, что волновое число СВ $k \gg k_0 \equiv \omega/c$ (здесь ω – циклическая частота СВ, а c – скорость света в вакууме) и, следовательно, в уравнениях Максвелла можно пренебречь членами, содержащими множители ω/c . Однако, в ряде работ [2 – 13], в которых МСП не использовалось, было обнаружено, что некоторые характеристики СВ принципиально отличаются от аналогичных характеристик, рассчитанных с использованием МСП. В частности, в [10] была аналитически решена задача о распространении электромагнитных волн в произвольном направлении вдоль касательно намагниченного бигиротропного слоя, причем полученные результаты применимы и для исследования распространения СВ в ферритовой пластине.

В этой работе было показано, что распределение СВ по толщине ферритовой пластины описывают два разных по величине волновых числа, то есть, существует три типа распределения СВ – поверхностно-поверхностное (SS), объемно-поверхностное (VS) и объемно-объемное (VV), что принципиально отличает описание СВ от их описания с использованием МСП.

Непосредственно в работе [10] для геометрии касательно намагниченной ферритовой пластины (см. рис. 1) были представлены дисперсионное уравнение и характеристики спиновых волн SS-типа, а затем, в работе [13] были представлены дисперсионное уравнение и дисперсионные характеристики спиновых волн VS-типа (VS-СВ). Ниже, на основе дисперсионного уравнения, полученного для VS-СВ в [13], будет установлено, в какой степени спиновая волна VS-типа является объемной, и в какой степени – поверхностной.

Как отмечалось в [10, 13], z -компонента СВЧ электрического поля VS-СВ внутри слоя 2 описывается соотношением

$$E_{z2} = e_{z2}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (1)$$

причем амплитуда этой компоненты $e_{z2}(x)$ распределена по координате x (по толщине слоя 2 на рис. 1) в соответствии с выражением

$$e_{z2} = A \cos(K_{x21}x) + B \sin(K_{x21}x) + C \exp(k_{x22}x) + D \exp(-k_{x22}x), \quad (2)$$

где K_{x21} и k_{x22} – действительные числа, а A , B , C и D – коэффициенты определяющие вклад (амплитуду) тригонометрических и экспоненциальных функций, определяющих, соответственно, объёмную и поверхностную части распределения СВ (см. формулу (26) в [10]).

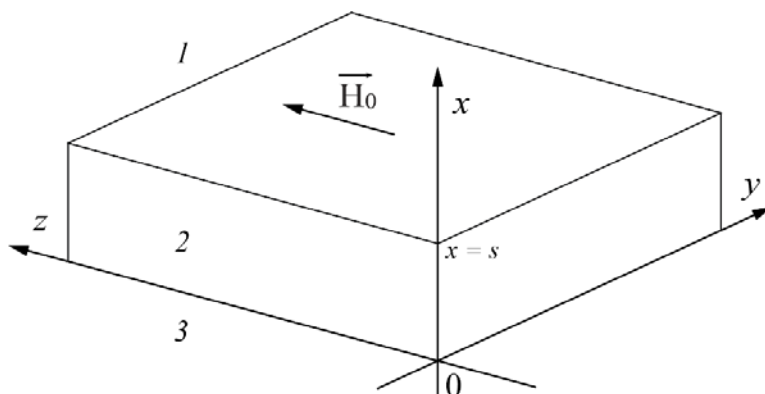


Рисунок 1 – Геометрия задачи:

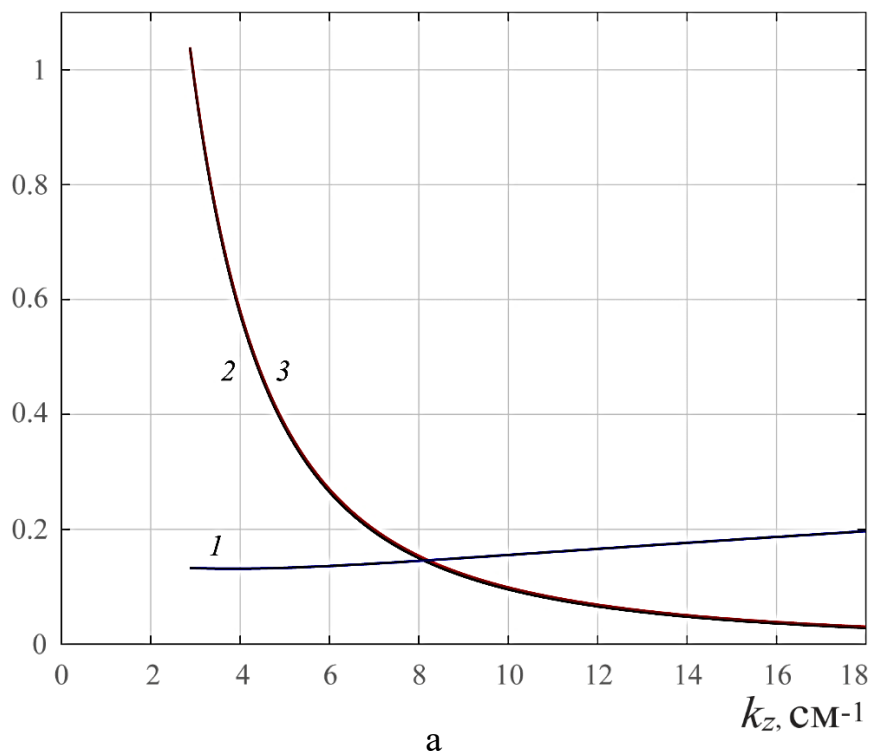
1 и 3 – полупространства изотропного диэлектрика (или вакуум),
2 – бигиротропный слой (в частном случае – ферритовая пластина) толщиной s

Как следует из результатов, представленных в работах [10, 13] (см. рис. 2 в [10]), VS-CB, описанная на основе полных (без использования приближений) уравнений Максвелла, соответствует известной обратной объёмной магнитостатической волне (ООМСВ) [1], распределение которой по координате x в магнитостатическом приближении содержит только два первых слагаемых в выражении (2). Поэтому, очевидно, представляет интерес выяснить вклад экспоненциальных слагаемых в распределении VS-CB по координате x , то есть, рассчитать коэффициенты C и D в формуле (2) и сравнить их по величине с коэффициентами A и B , определяющими вклад тригонометрических слагаемых. Это позволит установить, насколько существенные поправки вносит точное решение уравнений Максвелла (описывающее VS-CB) в полученной ранее Дэймоном и Эшбахом описание спиновых волн в магнитостатическом приближении [1].

На рис. 2 и 3 представлено рассчитанное на основе теории [10, 13] соотношение между коэффициентами A , B , C и D , определяющими величину тригонометрических и экспоненциальных слагаемых в распределении (2), для первых двух мод VS-CB.

Рисунки 2 и 3, описывающие соотношение между коэффициентами A , B , C и D , показывают, что в области малых волновых чисел экспоненциальные слагаемые вносят существенный вклад в распределение VS-CB по толщине ферритовой пластины (описываемое выражением (2)), однако этот вклад значительно ослабевает для первой моды уже при $k_z > \sim 10 \text{ см}^{-1}$ (при $f < \sim 2180 \text{ МГц}$), а для второй моды – при $k_z > \sim 20 \text{ см}^{-1}$ (при $f < \sim 2195 \text{ МГц}$).

$B/A, C/A, D/A$



$B/A, C/A, D/A$

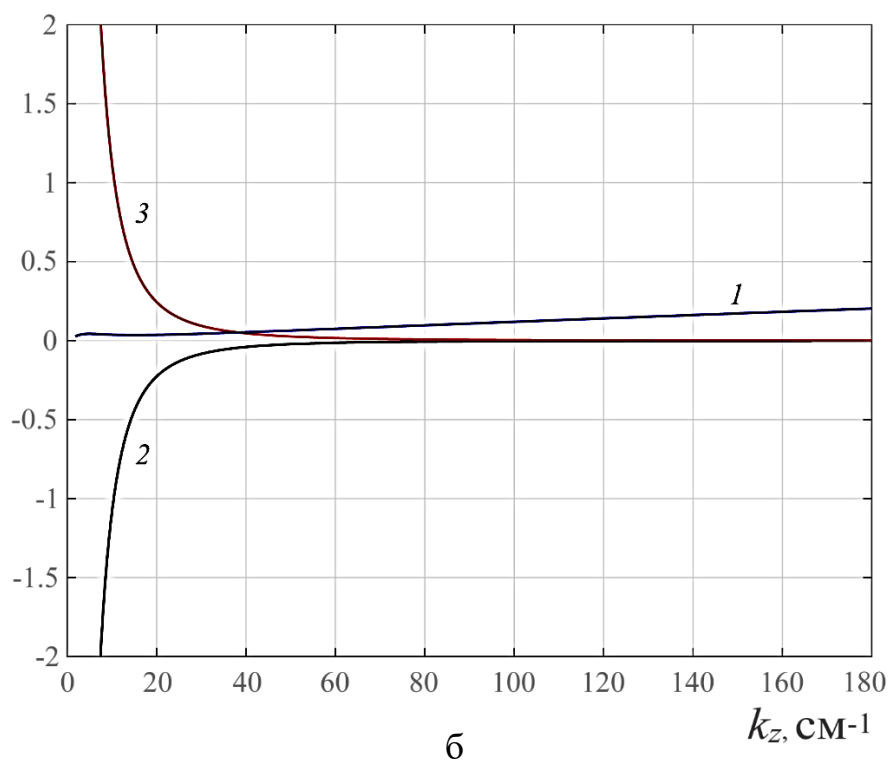


Рисунок 2 – Зависимости отношений коэффициентов B/A , C/A и D/A (кривые 1 – 3 соответственно) от постоянной распространения k_z для первой (а) и второй (б) мод VS спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине

Отмеченные выше особенности точных дисперсионных зависимостей $f(k_z)$ существенно отличают характеристики VS-СВ от аналогичных характеристик ООМСВ в магнитостатическом приближении.

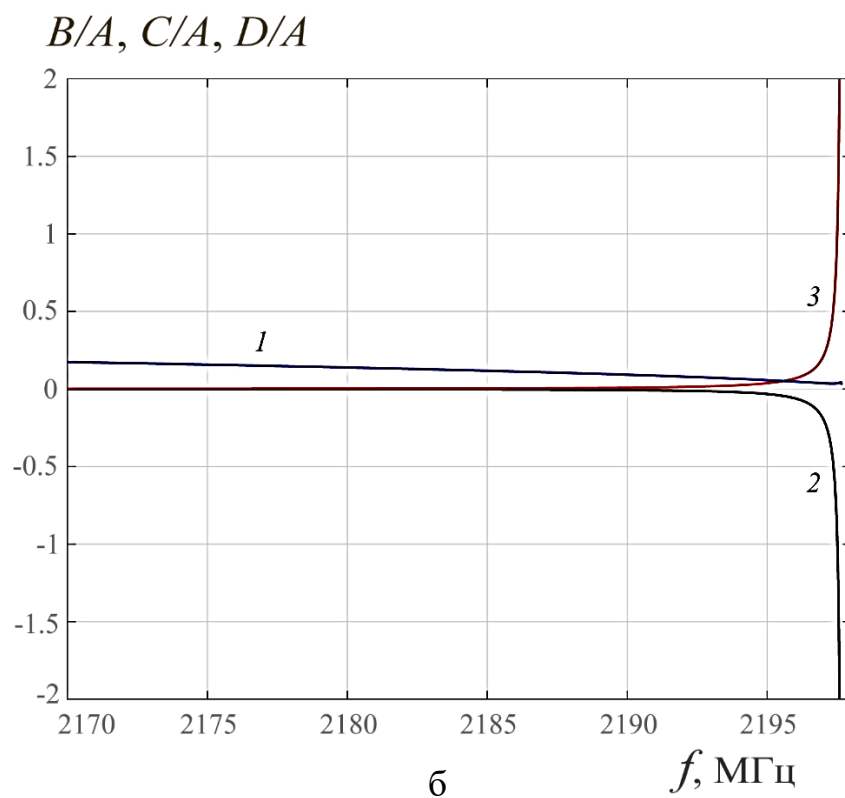
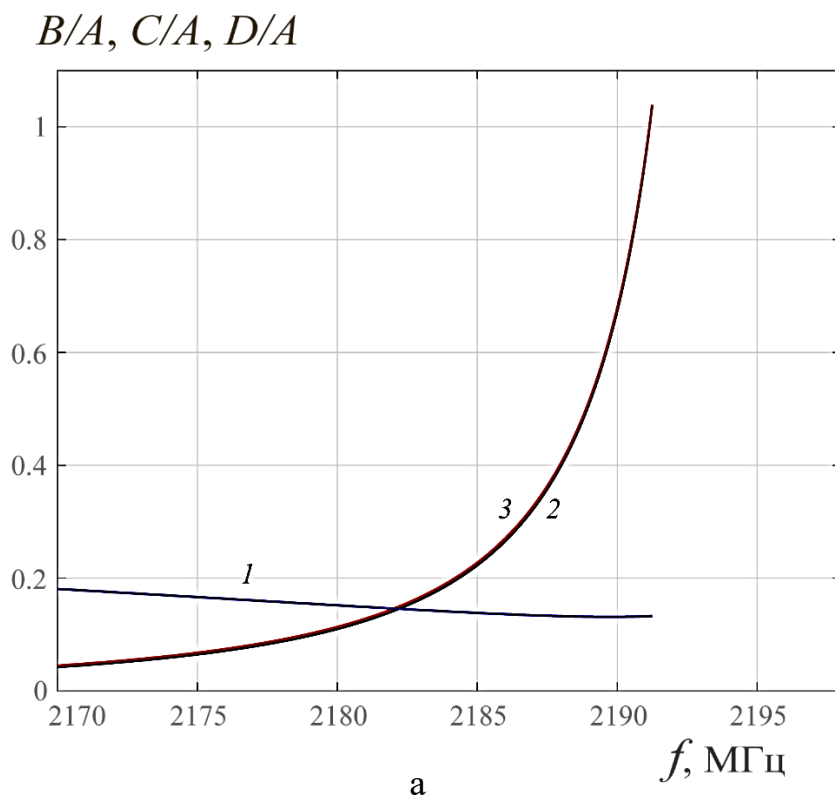


Рисунок 3 – Зависимости отношений коэффициентов B/A , C/A и D/A (кривые 1 – 3 соответственно) от частоты f для первой (а) и второй (б) мод VS спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Список литературы

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V.19. №3/4. P. 308–320.
2. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Влияние диэлектрической подложки и магнитных потерь на дисперсию и свойства поверхностной магнитостатической волны // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46. № 6. С. 729–738.
3. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Поверхностные магнитостатические волны в структуре феррит-диэлектрик, окруженной полупространствами с отрицательной диэлектрической проницаемостью // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 1. С. 97–102.
4. Гришин С В Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Саратов: СГУ, 2006).
5. Вашковский А. В., Локк Э. Г. О взаимосвязи энергетических и дисперсионных характеристик магнитостатических волн в ферритовых структурах // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 3. С. 293–304.
6. Вашковский А.В., Локк Э. Г. О физических свойствах обратной магнитостатической волны при ее описании на основе уравнений Максвелла // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 5. С. 541–549.
7. Локк Э. Г. Спиновые волны в структуре диэлектрик-феррит-диэлектрик, граничащей с «магнитными стенками» или идеальными проводниками (на основе уравнений Максвелла) // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. №7. С. 711–721.
8. Локк Э. Г. Структура высокочастотных полей поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 1. С. 35–44.
9. Локк Э. Г., Вашковский А.В. Влияние металлического экрана и магнитной стенки на картины векторных линий высокочастотного поля поверхностной спиновой волны // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 8. С. 746–756.
10. Локк Э. Г., Герус С. В. Электромагнитные волны в касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером анализа характеристик спиновых волн в ферритовой пластине) // Успехи физических наук. 2024. Т. 194. № 12. С. 1330–1344.
11. Локк Э. Г., Герус С. В. Электромагнитные волны в односторонне металлизированном касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером расчета характеристик спиновых волн) // Радиотехника и электроника. 2023. Т. 68. № 9. С. 884–892.
12. Локк Э. Г., Герус С. В. Энергетические характеристики поверхностной электромагнитной волны в касательно намагниченном бигиротропном слое на примере расчета характеристик спиновой волны в ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2025. Т. 70. № 9. (в печати).
13. Локк Э. Г., Герус С. В. Описание объемно-поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине на основе уравнений максвелла // XXXII Международная конференция «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 21-22 ноября 2025 г., Москва, Россия, НИУ «МЭИ». Сборник трудов конференции.

RATIO BETWEEN THE COEFFICIENTS DETERMINING THE VOLUME AND SURFACE PARTS OF THE DISTRIBUTION FOR A BACKWARD VOLUME-SURFACE SPIN WAVE

E. H. Lock, S. V. Gerus

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences (Fryazino branch), Russia, Fryazino

E-mail: edwin@fireras.su

The ratio between the coefficients determining the volume and surface parts of distribution for a volume-surface spin wave propagating in the plane of tangentially magnetized ferrite plate along the external magnetic field vector is investigated. Calculations of this ratio have shown that the contributions of the exponential and trigonometric terms to the wave distribution are comparable in magnitude only for waves in the initial part of the spectrum (at $k_z < \sim 10 \text{ cm}^{-1}$).

Key words: ferrite plate, volume-surface spin wave, wave distribution over the plate thickness

ТУННЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ПРЯМОЛИНЕЙНУЮ ПОЛОСУ НЕМАГНИТНОЙ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ, СОЗДАННУЮ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ

С.В. Герус, Э.Г. Локк

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
(Фрязинский филиал) Российская академия наук, Фрязино, Россия

E-mail: svg318@ire216.msk.su

Экспериментально исследовано туннелирование поверхностных спиновых волн (ПСВ) через потенциальный барьер в виде немагнитной полосы, вытравленной в ферритовой плёнке. Изучалась возможность прохождения классического дифракционно расходящегося луча ПСВ при его перпендикулярном падении на данный барьер. Обнаружено, что характер проникновения ПСВ через полосу в целом описывается функцией типа экспоненты, в показатель которой входит произведение волнового числа на ширину полосы. Однако есть отклонения от этого закона. Экспериментальная зависимость амплитуды прошедшего луча сдвинута относительно экспоненты в сторону больших волновых чисел, что требует создания более адекватной математической модели туннелирования ПСВ через немагнитный барьер.

Ключевые слова: поверхностная спиновая волна, ферритовая плёнка, немагнитная полоса, туннелирование

Введение

Целью данной работы было экспериментальное изучение прохождения поверхностной спиновой волны (ПСВ) через одномерный потенциальный барьер в виде немагнитной полосы (в дальнейшем *полоса*), вытравленной в ферритовой плёнке железо иттриевого граната (ЖИГ) на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). Отражение спиновых волн от края ферритовой плёнки ЖИГ экспериментально изучалось ранее в работах [1, 7], однако исследования туннелирования спиновых волн через *полосу* не проводилось.

Эксперимент проводился на установке, схема которой представлена на рис. 1. Для исследований использовалась пленка ЖИГ диаметром 76 мм, в которой была создана прямоугольная область с полностью вытравленным слоем ЖИГ в форме полосы шириной 0,8 мм (рис. 1). Эта пленка ЖИГ была помещена в касательное однородное магнитное поле величиной $H = 457$ Э. Картины распределения энергии ПСВ вдоль поверхности пленки ЖИГ измерялись методом зондирования, описанным в работах [3 – 9] и усовершенствованным для решения поставленных экспериментальных задач. Измерения проводились в диапазоне частот 2808–4000 МГц. СВЧ сигнал, изменяющийся во времени в указанном интервале частот, поступал из Векторного анализатора цепей на возбуждающий Входной преобразователь длиной 5 мм, в результате чего в пленке ЖИГ возбуждалась ПСВ. Преобразователь, параллельный вектору магнитного поля, возбуждал в пленке ЖИГ волновые пучки ПСВ в некотором интервале частот, причем как групповая скорость этих пучков, так и их волновые векторы были параллельны оси y . Выходной преобразователь или зонд представлял собой петельку из тонкой позолоченной вольфрамовой проволоки и имел

апертуру $\sim 0,25$ мм. Сигнал с выходного преобразователя поступал обратно в Векторный анализатор цепей, а затем в Компьютер, в который поступали также данные о положении Выходного преобразователя.

Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки.

В процессе измерений зонд перемещался параллельно оси u и при разных значениях координаты u зонда измерялась амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) коэффициента передачи СВЧ сигнала между преобразователями. На рис. 2 показаны эти АЧХ при различных местоположениях зонда. Видно, что АЧХ после прохождения ПСВ через *полосу* становится более узкополосной. Отфильтровываются высокочастотные ПСВ с короткими длинами волн. Низкочастотные, в свою очередь, преодолевают потенциальный барьер *полосы* за счёт тянущихся за границу *полосы* волновых «хвостов» (которые обусловлены наличием у ПСВ СВЧ-полей, спадающих по мере удаления от ферритовой среды). Длина этих «хвостов» тем больше, чем больше длина волны ПСВ. Поэтому низкочастотные ПСВ и проникают через барьер, а высокочастотные – нет.

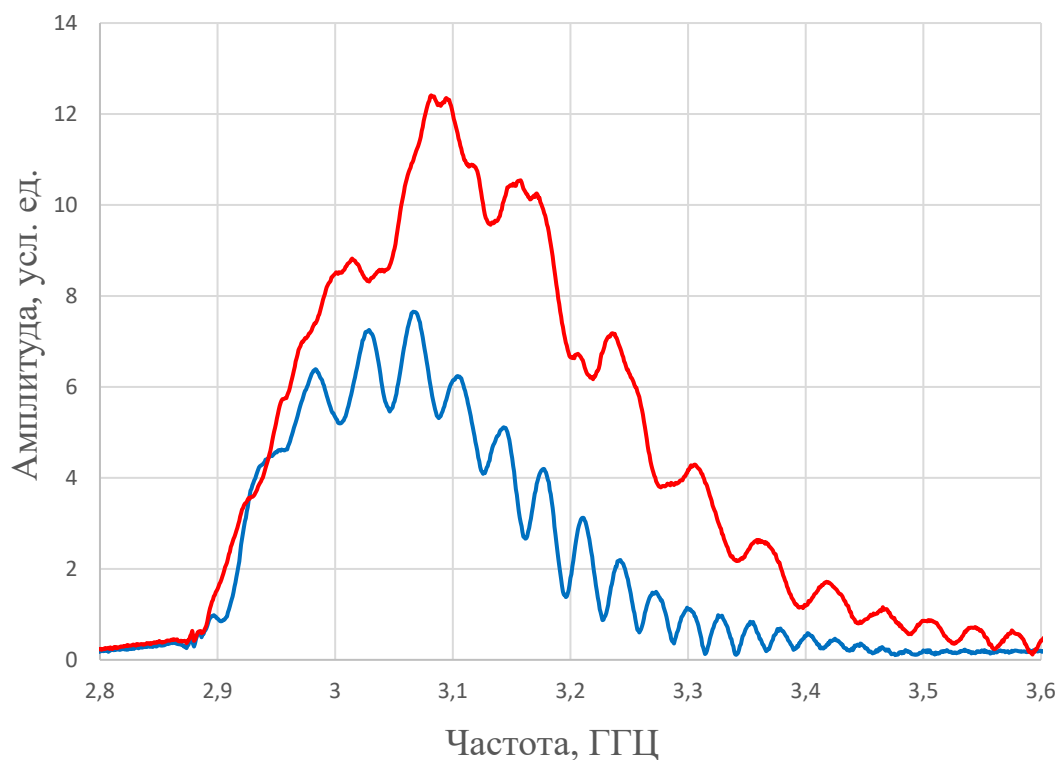


Рисунок 2 – АЧХ коэффициента передачи ПСВ до прохождения зонда через *полосу*

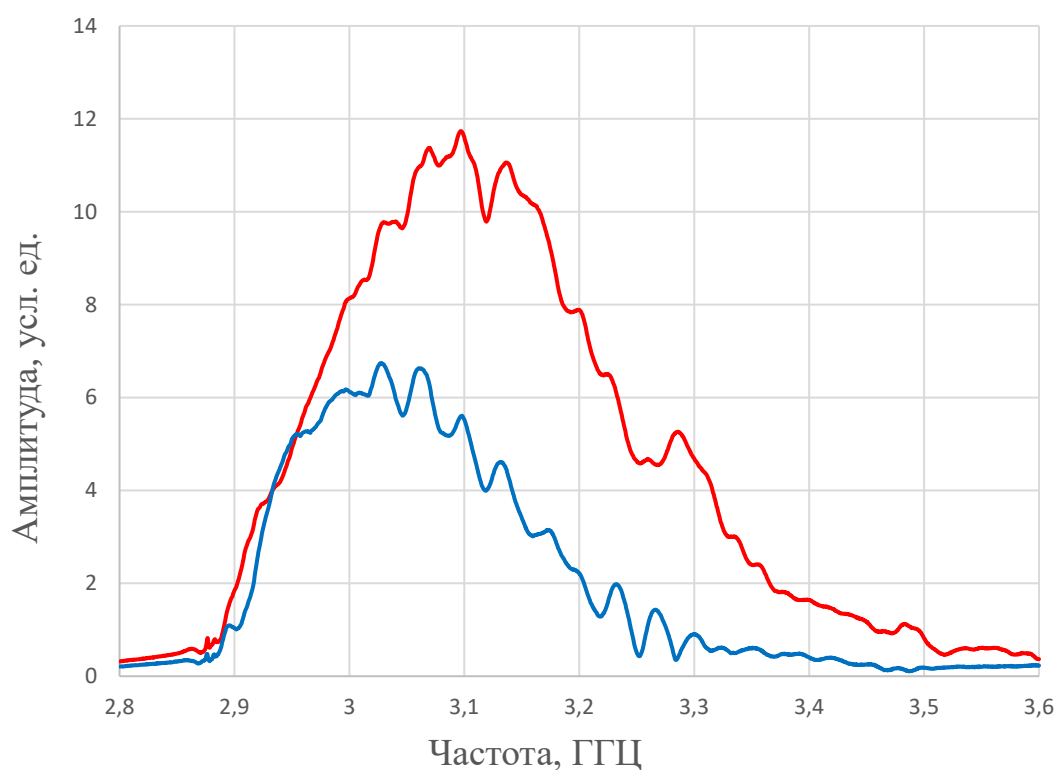


Рисунок 3 – АЧХ, усредненные по трём кривым (аналогичным показанным на рис. 2), измеренным в каждой области (до прохождения зонда через *полосу* (красная линия) и после (синяя линия)) через 0,5 мм вдоль оси *y*

Взяв отношение данных красной кривой к синей из рис. 3, получаем частотную зависимость коэффициента прохождения через *полосу* (см. рис. 4). Теоретический расчёт прохождения спиновой волны через потенциальный барьер – тема

отдельной работы. Попробуем подобрать модель, описывающую этот процесс из следующих простых соображений. Магнитный потенциал и магнитное поле ПСВ проникают за пределы ферритовой плёнки в направлении вертикальной оси x по экспоненциальному закону вида e^{-kx} . Предположим, что поле волны проникает за пределы ферритовой плёнки в направлении оси y на длину l также по экспоненциальному закону так, что коэффициент прохождения можно представить в форме

$$K = e^{-kl\xi},$$

где ξ – подгоночный параметр. Подставив в это выражение зависимость волнового числа от частоты $k(\omega)$ [6] для ПСВ в рассмотренной геометрии

$$k = \frac{1}{2d} \ln \left[\frac{\omega_m^2}{4(\omega_s^2 - \omega^2)} \right],$$

получим зависимость коэффициента прохождения K от частоты ω . Здесь $\omega_s = \omega_H + \omega_m / 2$, $\omega_H = \gamma H$, $\omega_m = \gamma 4\pi M$, $\gamma = 2,8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение, ω – циклическая частота. Указанная модельная зависимость также представлена на рис. 4. Видно, что зависимости на рис. 4 ведут себя похожим образом, но кривые не совпадают, следовательно предложенная модель близка к тому, что происходит на эксперименте, но требует уточнения посредством более подробного теоретического исследования данного процесса.

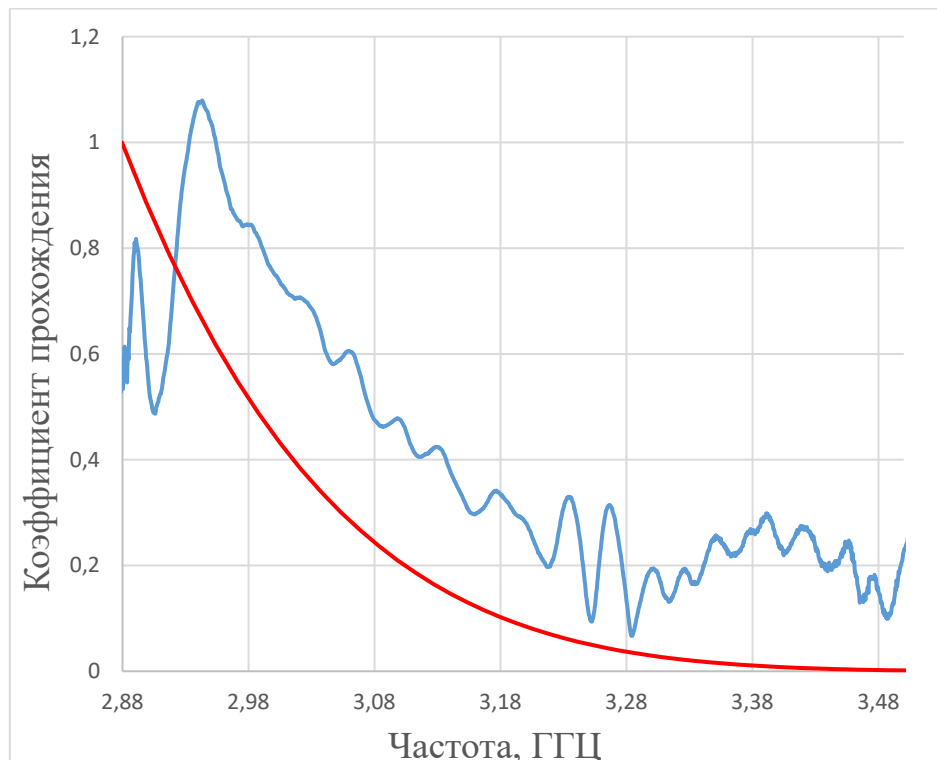


Рисунок 4 – Зависимость коэффициента прохождения ПСВ через полосу от частоты. Синяя линия – эксперимент, красная – расчётная модель. $\xi = 0,3$

Таким образом, данная работа позволила изучить явления, возникающие при прохождении спиновых волн через участок немагнитной среды.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Список литературы

- 1 Вашковский А. В., Шахназарян Д. Г. Отражение поверхностной магнитостатической волны от края пленки // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 4. С. 719-723.
- 2 Вашковский А. В., Стальмахов А. В., Шахназарян Д. Г. Формирование, отражение и преломление волновых пучков магнитостатических волн // Известия вузов. Физика. 1988. Т. 31. №11. С. 67 – 75.
- 3 Анненков А. Ю., Герус С. В. Исследование распределения поверхностных магнитостатических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины // Радиотехника и электроника, 2012. Т. 57. № 5. С. 572–577; Annenkov A. Yu., Gerus S. V. Analysis of the distribution of magnetostatic surface waves by scanning the surface of a ferrite slab // J. Commun. Technol. Electron. 2012. V.57. № 5. P. 519.
- 4 Annenkov A. Yu., Gerus S. V. and Lock E. H. Superdirected beam of the backward volume spin wave // EPJ Web of Conferences 185, 02006 (2018); MISM 2017 <https://doi.org/10.1051/epjconf/201818502006>
- 5 Герус С. В., Локк Э. Г., Анненков А. Ю., Хутиева А.Б., Садовников А.В. Дифракция обратной объёмной спиновой волны на сквозном отверстии в ферритовой пластине. // Известия РАН. Серия физическая. 2022, Vol. 86, No. 11, pp. 1642–1647; S. V. Gerus, E. H. Lock, A. Yu. Annenkov, A. B. Khutueva, A. V. Sadovnikov. Diffraction of a Backward Volume Spin Wave on a Through Hole in a Ferrite Plate // ISSN 1062-8738, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2022, Vol. 86, No. 11, pp. 1361–1365.
- 6 Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. - М: Наука. Физматлит, 1994. - 464 с.

TUNNELING OF A SURFACE SPIN WAVE THROUGH A RECTILINEAR STRIP OF A NON-MAGNETIC ISOTROPIC MEDIUM CREATED IN A FERRITE PLATE

S. V. Gerus, E. H. Lock

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences (Fryazino branch), Fryazino, Russia

E-mail: svg318@ire216.msk.su

The tunneling of surface spin waves (SSW) through a potential barrier in the form of a non-magnetic strip etched in a ferrite film was experimentally studied. The possibility of passing through a classical diffraction divergent SSW beam when it is incident perpendicularly on this barrier was studied. It has been found that the nature of the penetration of the SSW through the strip is generally described by an exponent-type function, the indicator of which includes the product of the wavenumber and the width of the strip. However, there are deviations from this law. The experimental dependence of the amplitude of the passed beam is shifted exponentially towards large wave numbers, which requires the creation of a more adequate mathematical model of the tunneling of the SSW through a non-magnetic barrier.

Key words: surface spin wave, ferrite film, non-magnetic stripe, tunneling

МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ПРОДОЛЬНО НАМАГНИЧЕННОМ БИГИРОТРОПНОМ ПОЛОСКОВОМ ВОЛНОВОДЕ С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ПЕРМАЛЛОЯ

А.В. Жабова, С.В. Гришин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

E-mail: aleksis.bogomolova@yandex.ru

Рассматривается электродинамическая модель продольно намагниченного бигиротропного полоскового волновода со свойствами ферромагнитного металла - пермаллоя. Полосковый волновод представляет собой слой бигиротропной среды, граничащей с обеих сторон с идеально проводящими металлическими плоскостями. Установлено, что в таком волноводе при его продольном намагничивании существуют магнитозвуковые волны подобные тем, которые существуют в полосковом волноводе, полностью заполненном продольно замагниченной электронной плазмой. Показано также существование обратных объемных электромагнитных волн, полоса частот которых намного шире полосы частот обратных объемных магнитостатических волн, существующих в тонких гиромангнитных пленках.

Ключевые слова: бигиротропные среды, магнитозвуковые волны, обратные волны

Введение

В теории гиромангнитных сред одним из наиболее интересных случаев является случай продольного намагничивания, когда направление внешнего постоянного магнитного поля совпадает с направлением волнового вектора плоских волн, существующих в таких средах. При данном виде намагничивания в тонких пленках ферро- и антиферромагнетиков возможно распространение обратных объемных магнитостатических спиновых волн (ОМСВ), групповая и фазовая скорости которых направлены в противоположные стороны [1]. ОМСВ формируются на частотах, где эффективная магнитная проницаемость среды является отрицательной ($\mu_{eff} < 0$), а эффективная диэлектрическая проницаемость среды является положительной величиной ($\varepsilon_{eff} > 0$), т.е. в μ -отрицательной среде (MNG-среде). Нижней (предельной) частотой в ферромагнитных (ФМ) средах является частота ФМ-резонанса (ФМР) при продольном намагничивании, а верхней частотой (отсечкой) является частота ФМР при поперечном намагничивании. В продольно замагниченной электронной плазме возникают, так называемые, быстрые магнитозвуковые волны (БМЗВ) [2]. Они не имеют отсечки, а их верхняя (предельная) частота определяется циклотронной частотой электронов, совпадающей с частотой ФМР при продольном намагничивании ферромагнетика.

В настоящей работе мы покажем, что в продольно замагниченной бигиротропной среде, обладающей свойствами как ферромагнетика, так и магнитоактивной электронной плазмы, будут существовать как обратные объемные электромагнитные волны (ООЭМВ), так и МЗВ. Причем ООЭМВ не являются ОМСВ и существуют на частотах, где $\mu_{eff} < 0$ и $\varepsilon_{eff} < 0$ (т.е. в DNG-среде), а их полоса частот будет значительно шире полосы частот ОМСВ, существующих в продольно намагниченной MNG-среде.

1. Электродинамическая модель магнитоактивной плазмы

Хорошо известно, что в холодной ($T_e = 0$ – температура электронов) квазинейтральной ($N_e = N_i$, где N_e – концентрация электронов, а N_i – концентрация ионов) плазме, находящейся во внешнем постоянном магнитном поле $\vec{H}_0$, приложенном вдоль распространения волн в плазме ($\vec{H}_0 \parallel \vec{k}_0$ и $\vec{E}_0 = 0$ – случай продольно намагниченной плазмы), могут распространяться пять типов волн (см. рисунок 1а) [2]. В области частот больших, чем циклотронная (или ларморовская) частота электронов $\omega \gg \omega_{ce}$, существуют высокочастотные (электромагнитные) быстрые (с фазовой скоростью большей, чем скорость света) обыкновенная и необыкновенная волны и медленная (с фазовой скоростью меньшей, чем скорость света) необыкновенная волна. В области низких частот, меньших ионной циклотронной частоты $\omega \ll \omega_{ci} = eH_0/m_i c$, закон дисперсии описывает магнитогидродинамические волны – альфвеновскую волну ($\omega_\infty^A = \omega_{ci}$ – предельная частота для альфвеновской волны) и БМЗВ ($\omega_\infty^{\text{БМЗ}} = \omega_{ce} = eH_0/m_e c$ – предельная частота для БМЗВ).

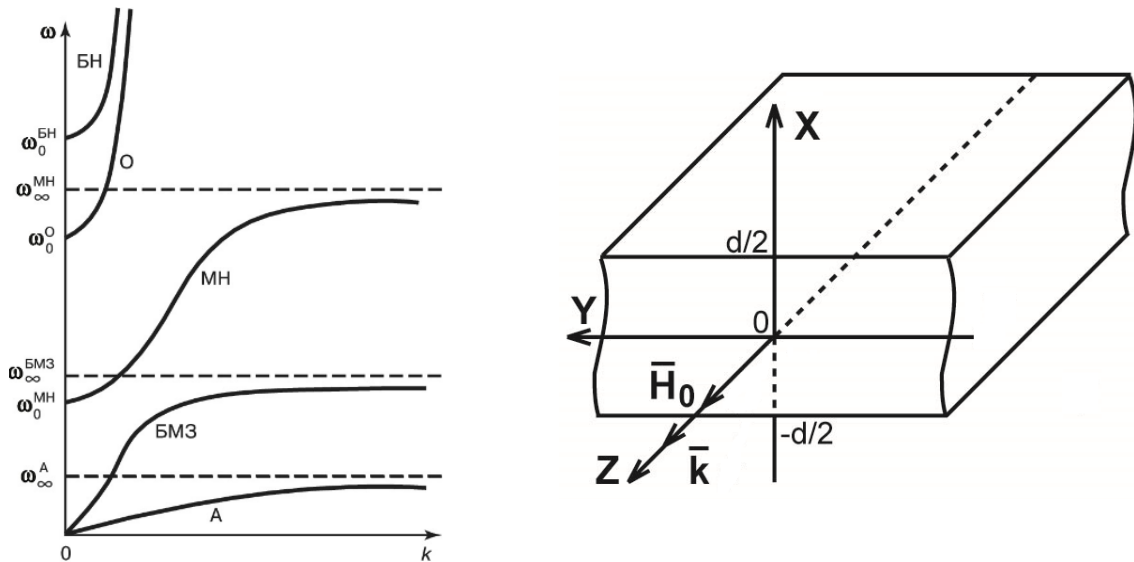


Рисунок 1 – (а) Типы волн в холодной продольно замагниченной плазме:

О – обыкновенная электромагнитная волна (ЭМВ),

БН – быстрая необыкновенная ЭМВ, **МН** – медленная необыкновенная ЭМВ,

БМЗ – быстрая магнитозвуковая волна, **А** – альфвеновская волна [2].

(б) Схематическое изображение продольно замагниченного слоя гиротропной среды

Схематическое изображение исследуемого слоя гиротропной среды приведено на рисунке 1б. Анализируемая среда ограничена вдоль оси OX и имеет толщину d . Вектор напряженности внешнего постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$ направлен вдоль оси OZ , вдоль которой происходит распространение ЭМВ. Это случай продольно замагниченного гиротропного слоя.

Известно [3], что для продольно замагниченной плазмы, когда $\vec{H}_0 \parallel OZ$, тензор высокочастотной диэлектрической проницаемости среды $\vec{\epsilon}$ имеет следующий вид:

$$\vec{\varepsilon} = \varepsilon_r \begin{pmatrix} \varepsilon & -jg & 0 \\ jg & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = 1 + \omega_{pe}^2/(\omega_{ce}^2 - \omega^2)$, $\eta = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2$, $g = -\omega_{pe}^2\omega_{ce}/[(\omega_{ce}^2 - \omega^2)\omega]$ – диагональные и недиагональные компоненты тензора второго ранга, которые записаны для случая бесстолкновительной (холодной) однокомпонентной (электронной) плазмы, ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость среды, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi N_e e^2/m_e}$ – плазменная частота электронов, $\omega_{ce} = |eB_0|/(m_e c)$ – циклотронная частота электронов, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, f – линейная частота, e/m_e – удельный заряд электрона, B_0 – постоянная магнитная индукция.

Вначале рассмотрим гиротропную среду в виде продольно намагниченного слоя электронной плазмы, граничащего с обеих сторон с идеально проводящими металлическими экранами (полосковый волновод, полностью заполненный электронной плазмой). Для расчета дисперсионных характеристик (ДХ) плоских ЭМВ, существующих в продольно намагниченном плазменном слое, воспользуемся дисперсионным уравнением, взятым из [4], с учетом того, что $\mu_{eff} = \mu$:

$$\varepsilon k_x^4 + k_x^2[k_z^2(\varepsilon + \eta) + k_0^2\mu(g^2 - \varepsilon^2 - \varepsilon\eta)] + \eta[(k_z^2 - k_0^2\varepsilon\mu)^2 - k_0^4\mu^2g^2] = 0 \quad (2)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме, k_z – продольное волновое число в среде, k_x – поперечное волновое число, μ – магнитная проницаемость, которая в случае магнитоактивной плазмы является скалярной величиной.

При решении уравнений Максвелла в квазистатическом приближении ($k_z \gg k_0$), которое является справедливым для тонких гиротропных слоев, дисперсионное уравнение (2) переписывается к следующему виду:

$$\eta k_z^2 + \varepsilon k_x^2 = 0, \quad (3)$$

где

$$k_x = n\pi/d, \quad (4)$$

d – толщина гиротропного слоя, n – номер моды объемной ЭМВ. Для тонкого слоя магнитоактивной плазмы распределение (4) справедливо для ТМ ЭМВ.

Дисперсионное уравнение (2), полученное при строгом решении электродинамической задачи, является биквадратным уравнением относительно поперечного волнового числа. Как и в случае продольно намагниченного ферромагнитного слоя, где поперечное волновое число, имея два разных распределения, приводит к существованию двух типов (квази-ТЕ и квази-ТМ) ЭМВ [5], продольно намагниченный слой плазмы тоже будет характеризоваться четырьмя значениями поперечного волнового числа, которые имеют следующий вид:

$$k_{x1,2,3,4} = \pm \sqrt{\frac{k_0^2\mu(\varepsilon\eta + \varepsilon^2 - g^2) - k_z^2(\varepsilon + \eta) \pm \sqrt{D_2}}{2\varepsilon}}, \quad (5)$$

где $D_2 = [k_z^2(\varepsilon + \eta) - k_0^2\mu(\varepsilon\eta + \varepsilon^2 - g^2)]^2 + 4\varepsilon\eta[k_0^4g^2\mu^2 - (k_z^2 - k_0^2\varepsilon\mu)^2]$.

С учетом этого, для нахождения полного спектра ЭМВ в продольно намагниченной плазме необходимо решать следующее трансцендентное уравнение:

$$(a_1^2 b_2^2 + a_2^2 b_1^2) \text{Sink}_{x_1} d \text{Sink}_{x_2} d - 2a_1 a_2 b_1 b_2 (1 - \text{Cos} k_{x_1} d \text{Cos} k_{x_2} d) = 0, \quad (6)$$

где $k_{x3} = -k_{x1}$, $k_{x4} = -k_{x2}$, $a_1 = b_1 = 1$, $a_2 = [\eta k_z^2 + \varepsilon(k_{x1}^2 - \mu k_0^2 \eta)]/k_{x1} k_z g$, $b_2 = [\eta k_z^2 + \varepsilon(k_{x2}^2 - \mu k_0^2 \eta)]/k_{x2} k_z g$.

Данная электродинамическая задача решалась двумя способами. В первом случае дисперсионное уравнение (5) с использованием граничных условий в виде (6) приводилось к полиномиальному виду относительно частоты ω . Полученный полином представлял собой уравнение 22 степени с четными степенями, которое решалось в пакете программ MatLab. Данный полином имел семь действительных корней и четыре комплексных корня.

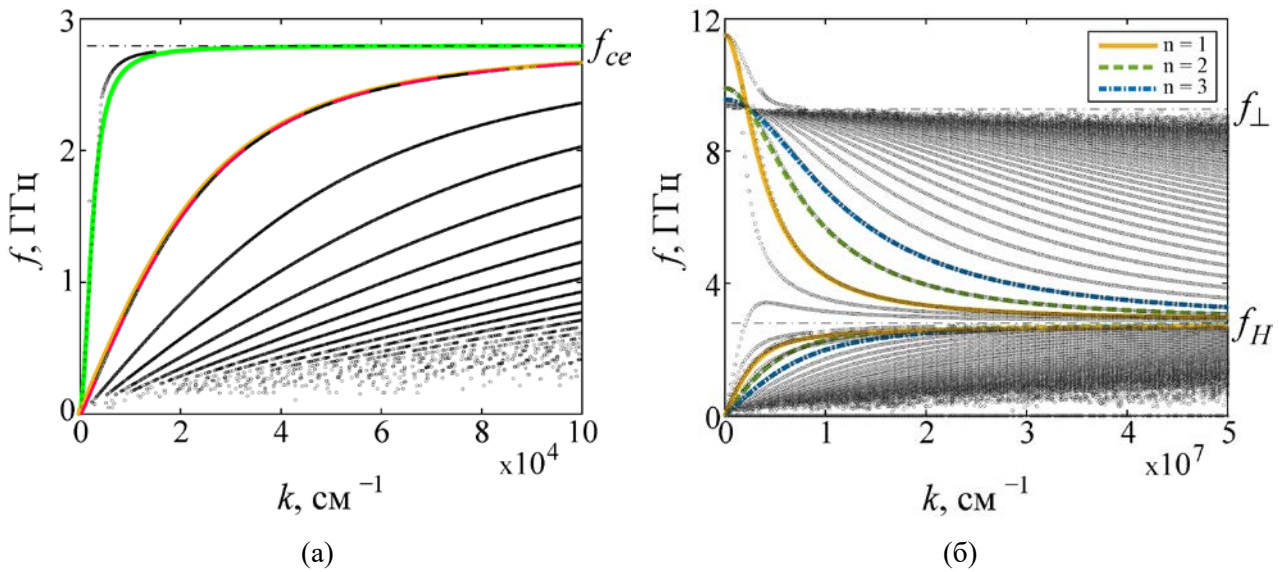


Рисунок 2 – (а) ДХ БМЗВ, существующих в продольно намагниченном металлизированном слое холодной бесстолкновительной электронной плазмы и рассчитанных на основе (5) и (6) (точки); (б) ДХ БМЗВ и ООЭМВ, существующих в продольно намагниченном металлизированном бигиротропном слое с параметрами ферромагнитного металла - пермаллоя и рассчитанных на основе (5), (6) и (8) (точки). На (а) также представлены расчеты в электростатическом приближении (красная пунктирная линия) на основе (3) и (4). На (б) сплошными линиями приведены решения для первых трех мод, рассчитанные при решении (4), (6) и (8).

Расчеты на (а) выполнены для $d=1$ мкм и $N=10^{17}$ см $^{-3}$; на (б) для $d=10$ нм, $N=10^{22}$ см $^{-3}$ и $4\pi M_0=10$ кГс. В обоих случаях $H_0=1$ кЭ и $\varepsilon_r=16$

Четыре действительных корня относятся к быстрым ЭМВ (двум быстрым квази-ТМ-ЭМВ и двум быстрым квази-ТЕ-ЭМВ), а остальные три действительных корня – к медленным ЭМВ (одной необыкновенной медленной квази-ТЕ-ЭМВ и двум низкочастотным медленным квази-ТМ- и квази-ТЕ-ЭМВ). Во втором случае численно решалось трансцендентное уравнение (6) с учетом (5) в пакете программ Wolfram Mathematica. Данный способ давал решения сразу для всех мод медленной ЭМВ.

На рисунке 2а приведены ДХ БМЗВ, существующих в супертонкой пленке магнитоактивной электронной плазмы. ДХ рассчитаны двумя описанными выше способами в пакетах программ MatLab (сплошные линии – первый способ) и Wolfram Mathematica (точечные линии – второй способ). На рисунке 2а также приведено решение, полученное в электростатическом приближении

на основе (3) и (4), описывающее квази-ТМ ЭМВ. Видно, что оба пакета программ дают одинаковое решение для квази-ТМ ЭМВ, которое также подтверждается расчетами в электростатическом приближении.

2. Электродинамическая модель бигиротропной среды для ферромагнитных металлов

Для расчета спектра ЭМВ, существующих в намагниченных ферромагнитных металлах, используется модель бигиротропной среды: ферромагнетик с намагниченной статичной однокомпонентной (электронной) и бесстолкновительной плазмой. Для вывода дисперсионного уравнения для продольно намагниченного бигиротропного слоя в предположении существования в нем неоднородных плоских ЭМВ используются уравнения Максвелла и материальные уравнения, в которых теперь магнитная проницаемость также будет иметь тензорный характер [5]:

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & j\mu_a & 0 \\ -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где $\mu = [\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2]/(\omega_H^2 - \omega^2)$, $\mu_a = \omega_M \omega/(\omega_H^2 - \omega^2)$, $\omega_H = \gamma H_0$ – частота ферромагнитного резонанса, которая в случае бигиротропной среды равна циклотронной частоте электронов ($\omega_H = \omega_{ce}$ – гирочастота), $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение.

Граничные условия для продольно намагниченного бигиротропного слоя также дадут трансцендентное уравнение (6), коэффициенты которого определяются из следующих соотношений:

$$\alpha_1 = k_{x1}d_2/2, \quad \alpha_2 = k_{x2}d_2/2, \quad k_{x3} = -k_{x1}, \quad k_{x4} = -k_{x2}, \quad a_1 = b_1 = 1, \quad a_2 = kk_{x1}(g\mu - \varepsilon\mu_a)/[k_0^2\varepsilon\eta(\mu^2 - \mu_a^2) - \mu(k^2\eta + k_{x1}^2\varepsilon)], \quad b_2 = kk_{x2}(g\mu - \varepsilon\mu_a)/[k_0^2\varepsilon\eta(\mu^2 - \mu_a^2) - \mu(k^2\eta + k_{x2}^2\varepsilon)], \quad k_{x1,2,3,4} = \pm\sqrt{(A \pm \sqrt{B})/2\varepsilon\mu}, \quad A = k_0^2[\mu(\varepsilon^2 - g^2) + \varepsilon\eta(\mu^2 - \mu_a^2)] - k^2(\varepsilon + \mu\eta) \text{ и } B = \{k^2(\varepsilon + \mu\eta) - k_0^2[\mu(\varepsilon^2 - g^2) + \varepsilon\eta(\mu^2 - \mu_a^2)]\}^2 + 4\varepsilon\mu\eta\{k_0^4(g\mu - \varepsilon\mu_a)^2 - [k^2 - k_0^2(\varepsilon\mu - g\mu_a)]^2\}. \quad (8)$$

На рисунке 2б приведены ДХ как БМЗВ, так и ООЭМВ, существующих в пленке бигиротропной среды с параметрами пермаллоя. Видно, что более высокочастотная медленная ООЭМВ существует в диапазоне частот $f_\perp < f < f_{ar}$, а другие более низкочастотные ООЭМВ существуют в диапазоне частот $f_H < f < f_\perp$. Оба диапазона определяются характерными частотами магнитной подсистемы. БМЗВ не имеют частотной отсечки, а их предельная частота определяется частотой ферромагнитного резонанса при продольном намагничивании (равной циклотронной частоте электронов), к которой одни БМЗВ стремятся снизу, а другая БМЗВ – сверху. Таким образом, в бигиротропной среде возможно распространение ООЭМВ, не существующих в плазме, а одна из БМЗВ в бигиротропной среде (в отличие от плазмы) имеет два участка с разными видами дисперсии – прямой и обратной.

Список литературы

1. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во СГУ. 311 с.
2. Электродинамика плазмы / Под ред. А.И. Ахиезера. 2-е изд. М.: Наука, 1974. 720 с.
3. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва: Наука, 1967. 684 с. 10.
4. Богомолова А.В., Гришин С.В., Шараевский Ю.П. Медленные электромагнитные волны в левой среде на основе магнитоактивного плазменного метаматериала// Письма в ЖТФ, том 46, вып. 24, 2020.
5. Микаэлян А.Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. 663 с.

MAGNETOSONIC WAVES IN A LONGITUDINALLY MAGNETIZED BIGYROTROPIC STRIP WAVEGUIDE WITH PERMALLOY CHARACTERISTICS

A.V. Zhabova, S.V. Grishin

Saratov State University, Saratov, Russia

E-mail: aleksis_bogomolova@mail.ru

An electrodynamic model of a longitudinally magnetized bigyrotropic strip waveguide with the properties of a ferromagnetic metal, permalloy, is considered. The strip waveguide is a layer of a bigyrotropic medium bordered on both sides by perfectly conducting metal planes. It is established that such longitudinally magnetized waveguide generates magnetosonic waves similar to those that exist in a strip waveguide completely filled with longitudinally magnetized electron plasma. The existence of backward volume electromagnetic waves is also demonstrated, the frequency band of which is much broader than the frequency band of backward volume magnetostatic waves existing in thin gyromagnetic films.

Keywords: bigyrotropic media, magnetosonic waves, backward waves.

СЕКЦИЯ 3: ФИЗИКА СЛОЖНЫХ СИСТЕМ

Председатель: д.ф.-м.н., проф. П.А. Поляков (МГУ)

ОЦЕНКА СРЕДСТВАМИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ НАКОПЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЛАВИНАХ В СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЗДУШНЫХ РАЗРЯДНЫХ ПРОМЕЖУТКАХ С ДИЭЛЕКТРИКАМИ

А.В. Галимова¹, Н.Ю. Лысов¹, А.А. Белогловский¹, Д.И. Ковалев¹,
С.В. Белоусов¹, М.А. Кошелев¹

¹ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: FedorovaAV@mpei.ru

Вопросы развития электрических разрядов в газовых промежутках, ограниченных диэлектриком с одной или обеих сторон, актуальны во многих областях электротехники. В частности, это касается разрядов в протяжённых дефектах твёрдой литой изоляции. В докладе представлены результаты расчётов числа электронов, накапливающихся в лавинах при пересечении субмиллиметровых промежутков, которые ограничены диэлектриком, покрывающим анод. Показано, что это число монотонно возрастает с увеличением относительной диэлектрической проницаемости изоляции и убывает с ростом её толщины.

Ключевые слова: твёрдая литая изоляция, протяжённые дефекты, электрический разряд, электронные лавины, накопление электронов, математическое моделирование.

Введение

Вопросы развития разрядных явлений в газовых промежутках, ограниченных диэлектриком с одной или обеих сторон, актуальны во многих областях современной электротехники. Например, в электротехнологических установках, использующих барьерный разряд, наличие диэлектрика (барьера) необходимо для равномерного распределения разрядных процессов по объёму реактора и для снижения энергии, выделяемой в единичных разрядах [1]. Внедрение шинопроводов с литой изоляцией всё на большие классы напряжения [2, 3] заставляет обратить внимание на разрядные процессы, которые могут развиваться в дефектах изоляции и приводить к её постепенному разрушению. Причинами возникновения дефектов, помимо несовершенной технологии создания (наличие воздушных включений в толще изоляции), могут стать тепловые и электродинамические процессы, которые ведут к появлению трещин между токоведущими и изоляционными частями конструкции из-за недостаточного уровня адгезии между материалами [2-4].

Для оценки влияния разрядов в дефектах изоляции на её разрушение нужно понимать, какую форму имеет разряд. Энергия электронов в стримерных головках выше, чем в лавинах, поскольку напряжённость электрического поля (ЭП) в первых выше [5]. Поэтому можно ожидать, что после лавинно-стримерного перехода (ЛСП) изоляция разрушается быстрее.

В представленной работе была поставлена задача оценить влияние толщины и диэлектрической проницаемости изолирующего материала на накопление электронов в лавинах [5] при одинаковой напряжённости электрического поля в воздушном зазоре между проводником и диэлектриком.

1. Краткая характеристика математической модели

Электронная лавина (ЭЛ) – это группа свободных электронов, которые дрейфуют в газе в ЭП, совершая на своем пути ударную ионизацию молекул [5]. После прохождения лавины в разрядном промежутке (РП) остается след из ионов. По мере увеличения количества заряженных частиц напряжённость поля между ЭЛ и её следом снижается по сравнению с напряжённостью внешнего поля $E_{\text{вн}}$. В этой области возникает плазма и формируется стример – нетермоионизованный плазменный канал с избыточным зарядом в головке [5].

Для математического описания электронных лавин в коротких воздушных промежутках между проводящими или изолирующими поверхностями авторы использовали распространённую дрейфовую модель [5]. Ранее она успешно применялась для описания лавин в более длинных разрядных промежутках [6].

В математической модели разряда, которая была предложена в статье [7], учитываются дрейф свободных электронов, ударная ионизация газа этими частицами, их прилипание и отлипание (т.е. развал отрицательных ионов) [5]. Математическая модель ЭЛ включает в себя уравнения неразрывности потока электронов и ионов с самосогласованным ЭП. Модель дополняется начальными и граничными условиями для потенциала и концентраций заряженных частиц, отражающие принятые допущения об исходном состоянии и условиях развития разряда. Уравнения решаются методом конечных разностей [8].

Расчёт и анализ параметров ЭЛ выполнен в области, показанной на рис. 1. Воздушный зазор шириной D расположен между катодом и слоем диэлектрика толщиной d на аноде. В начальный момент времени t к аноду прикладывается напряжение $U > 0$, в дальнейшем остающееся неизменным. Катод заземлён. Относительная диэлектрическая проницаемость изоляции на аноде $\epsilon > 1$, а воздуха в зазоре – $\epsilon = 1$.

Модель имеет аксиальную симметрию, её уравнения записаны в цилиндрической системе координат с осью симметрии Oz и радиальной осью Or . Начало координат O помещено на поверхности диэлектрика.

Концентрации электронов N_e , положительных N_+ и отрицательных N_- ионов, а также напряжённости поля E являются функциями пространственных координат r, z и времени t . Предполагается, что начальные распределения заряженных частиц описывают определенные соотношения

В соответствии с ними развитие ЭЛ начинается с неоднородности в исходном распределении электронов. Она расположена на оси симметрии Oz в точке с координатами $r=0, z=z_0$, где достигается максимальная концентрация этих частиц N_{max} .

В остальной части воздушного зазора присутствуют электроны и положительные ионы с фоновой концентрацией N_0 . Скорость спада концентрации электронов по мере удаления от центра неоднородности определяет параметр r_0 .

Вектор $E_{\text{вн}}$ напряжённости ЭП в воздушном промежутке, внешнего по отношению к лавине, направлен от анода к катоду, то есть в ту же самую сторону, что и ось Oz . Электроны лавины, следовательно, движутся в противоположную сторону (вектор скорости их дрейфа v_e показан на рис. 1).

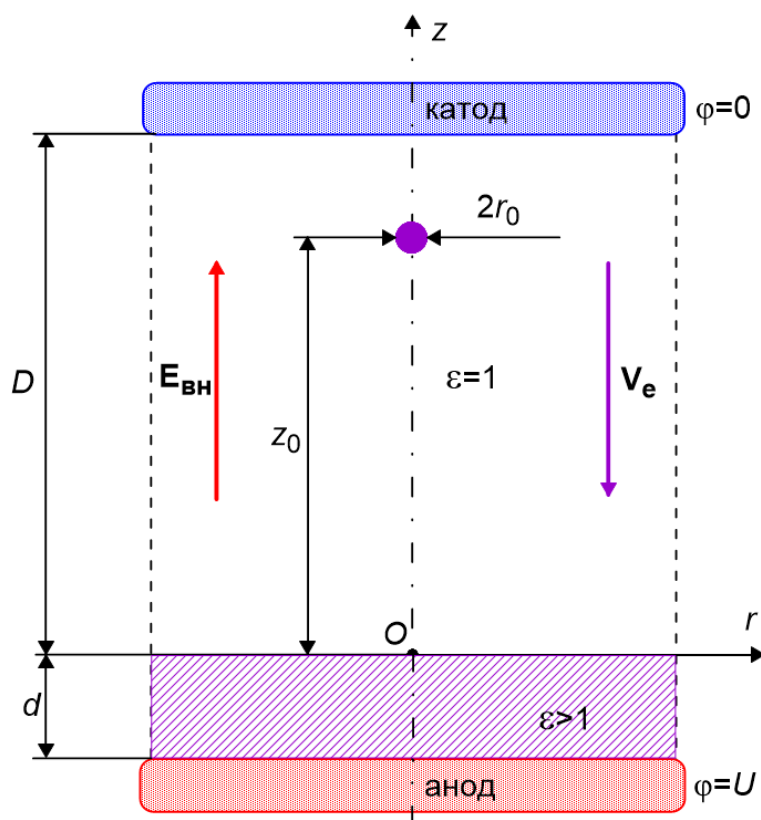


Рисунок 1 – Расчётная область
для моделирования электронных лавин в воздушном зазоре

Расчёт распределений $N_e(r,z,t)$, $N_+(r,z,t)$, $N_-(r,z,t)$ и $E(r,z,t)$ выполнялся до момента $t=t_{\max}$, в который лавина пересекала разрядный промежуток. Принято, что это происходит, когда из-за приближения ЭЛ к поверхности диэлектрика ($z=0$ на рис. 1) концентрация электронов на ней достигала значения $N_e|_{t=t_{\max}, z=0} = N_{\text{кр}}$, где $N_{\text{кр}} \gg N_0$. Число электронов в лавине на момент пересечения ею промежутка определяется интегрированием функции $N_e(r,z,t)|_{t=t_{\max}}$ по объёму разрядного промежутка.

2. Результаты математического моделирования

Ниже в качестве характерного примера представлены некоторые результаты моделирования лавин в воздушном РП длиной $D=0,05$ см при толщине слоя диэлектрика на аноде $d=0..0,05$ см и напряжённости поля в РП $E_{\text{вн}}=64$ кВ/см (см. рис. 1). Значение $d=0$ соответствует тому, что на аноде нет диэлектрика. Относительная диэлектрическая проницаемость покрывающего анод материала варьировалась в пределах $\epsilon = 2..30$. Значения остальных параметров модели следующие: $z_0=0,047$ см, $r_0=0,0025$ см, $N_{\text{max}}=10^8$ см⁻³, $N_0=10^3$ см⁻³, $N_{\text{кр}}=10^{11}$ см⁻³. Начальное число электронов при этом наборе параметров, составляет $n_{e0}=10$. Атмосферные условия нормальные. Напряжение U , приложенное к аноду, менялось вместе со значением d так, чтобы напряжённость ЭП в воздушном промежутке оставалась равной $E_{\text{вн}}$. Получены зависимости числа электронов в лавинах n_e от значений d и ϵ .

Расчётные зависимости значений n_e (при $d=0$ и $0,03$ см для $\varepsilon = 2..30$ приведены на рис. 2. Рассматривая их, нетрудно выделить ряд особенностей кривых $n_{кр}(\varepsilon)$, характерных для рассмотренных здесь значений d и ε .

Из графиков на рис. 2 видны особенности кривых $n_e(\varepsilon)$, характерные для рассмотренных здесь значений d и ε . На нём приведена зависимость $n_e(\varepsilon)$, полученная при $d=0,03$ см и $\varepsilon = 2 \div 30$.

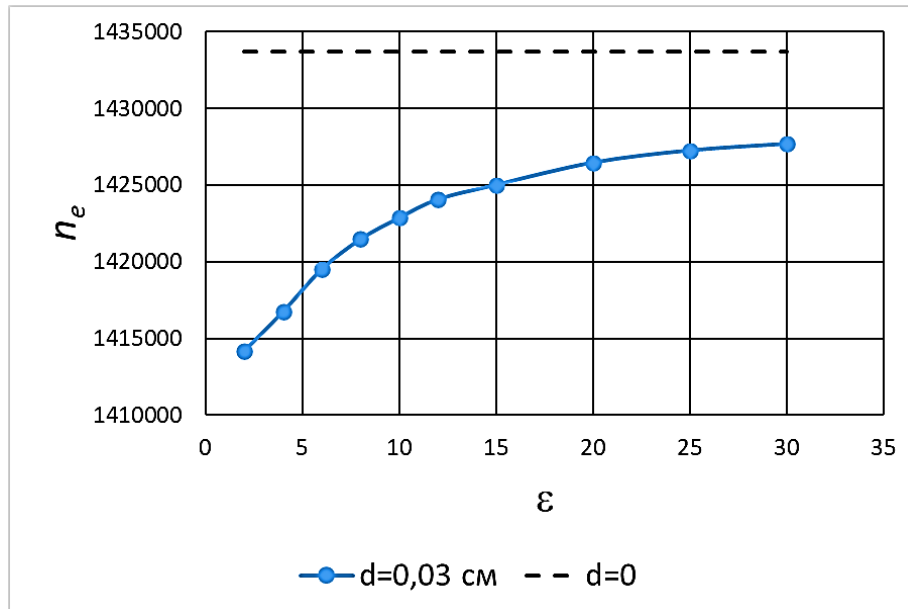


Рисунок 2 – Расчётные зависимости $n_e(\varepsilon)$ без диэлектрического слоя на аноде ($d=0$) и в присутствии слоя диэлектрика толщиной $d=0,03$ см

1) Значения n_e монотонно возрастают с увеличением относительной диэлектрической проницаемости слоя изоляции на аноде (рис. 2).

2) При $\varepsilon \rightarrow \infty$ графики $n_e(\varepsilon)$ асимптотически устремляются к значению, близкому к тому, что соответствует $d=0$, т.е. отсутствию диэлектрика на аноде.

Чтобы объяснить характер зависимостей $n_e(\varepsilon)$, рассчитанных при фиксированном d , воспользуемся понятием отражений электрических зарядов в границе раздела двух диэлектрических сред [9].

1) Из решения задачи Сирла [9] известно, что коэффициент отражения k_ε заряда, расположенного у плоской границы раздела двух сред (здесь это граница «воздух-диэлектрик»), по мере увеличения диэлектрического слоя стремится к -1 ($k_\varepsilon \rightarrow -1$). Чем значение k_ε ближе к -1 , тем сильнее поле между зарядом и его отражением. В нашем случае это означает, что выше напряжённость поля, созданного зарядами лавины у поверхности диэлектрика. В более сильном поле быстрее развиваются лавины. Это объясняет рост зависимости $n_e(\varepsilon)$ с увеличением ε .

2) Поэтому по мере увеличения d при фиксированном ε ослабляется поле, созданное отражением зарядов ЭЛ в аноде у поверхности диэлектрика. Поэтому при $d=0$ зависимость $n_e(\varepsilon)$ лежит выше, чем при $d>0$ (см. рис. 2).

3) При $\varepsilon \rightarrow \infty$ коэффициент отражения $k_\varepsilon \rightarrow -1$, и отражение зарядов в диэлектрике приближается тому, как оно происходило бы, если бы на месте диэлектрика находился проводник. Поэтому при $d \rightarrow 0$ зависимость $n_e(\varepsilon)$ устремляется к значению, близкому к тому, которое соответствует $d=0$.

Рис. 3 иллюстрирует зависимость $n_e(d)$ для случая $d=0 \div 0,07$ см и $\varepsilon=2$. При неизменном значении $\square$ функция $n_e(d)$ монотонно убывает.

Вид полученной зависимости $n_e(d)$ объясняется фактором, уже отмеченным ранее. По мере роста толщины d диэлектрического слоя на аноде (при заданном ε) лавина удаляется от последнего, и ослабляется поле отражения зарядов ЭЛ вблизи поверхности этого слоя. Поэтому медленнее накапливаются электроны в лавине.

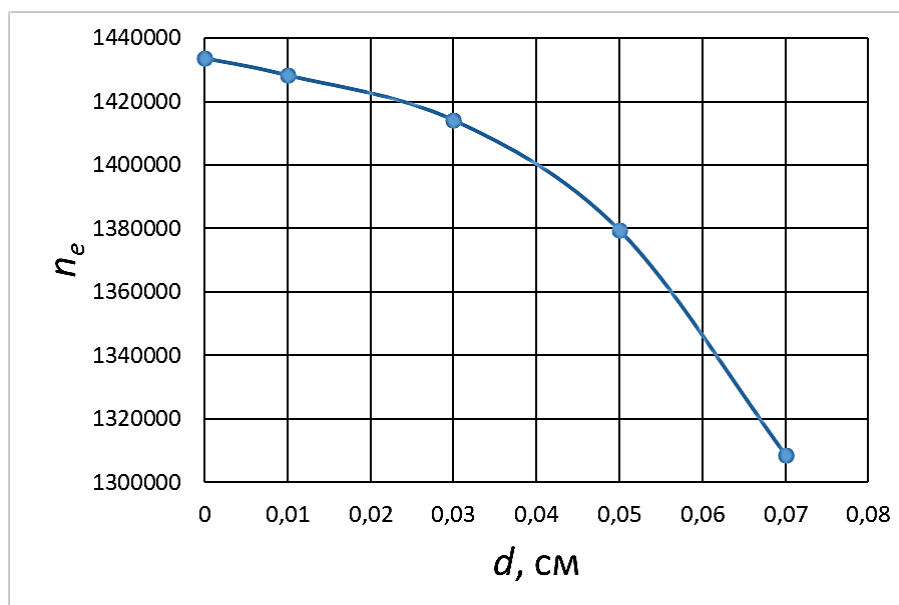


Рисунок 3 – Расчётная зависимость $n_e(d)$; изолирующий слой на аноде имеет относительную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon=2$

Заключение

Подводя итог сказанному выше, можно сделать следующие выводы.

1) Количество n_e электронов в лавинах, накопленное за время пересечения ими разрядного промежутка, монотонно возрастает с увеличением относительной диэлектрической проницаемости ε изоляции на аноде.

2) Значение n_e монотонно убывает с ростом толщины этого слоя.

3) Такие результаты объясняются тем, что при увеличении ε и уменьшении d возрастает вклад электрических полей отражений зарядов электронной лавины в слое диэлектрика, в суммарное электрическое поле.

*Исследование проведено в «Национальном исследовательском университете «МЭИ»
при финансовой поддержке Министерства науки
и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания
(проект № FSWF-2024-0004).*

Список литературы

1. Лысов, Н.Ю. Синтез озона в барьерном разряде: учеб. пособие / Н.Ю. Лысов, А.Г. Темников, М.В. Соколова и др. – М.: Издательство МЭИ, 2023.
2. Кучинский, Г.С. Частичные разряды в высоковольтных конструкциях / Г.С. Кучинский. – Ленинград: Энергия, 1979.
3. Даниелян, Н. Г. Опыт применения литых токопроводов в России / Н. Г. Даниелян // Энергетика и промышленность России. 2014. № 7. С. 34-35.
4. Вдовико, В.П. Частичные разряды в диагностировании высоковольтного оборудования / В.П. Вдовико. – Новосибирск: Наука, 2007.
5. Бортник, И.М. Электрофизические основы техники высоких напряжений: учеб. / И.М. Бортник и др.; под ред. И.П. Верещагина. – 3-е изд., перераб. и доп. – М: Издательство МЭИ, 2018.
6. Галимова, А.В. Математическое моделирование электронных лавин в воздухе для уточнения условий лавинно-стримерных переходов / А.В. Галимова, А.А. Белогловский, С.В. Белоусов, Н.А. Лебедева // Промышленная энергетика. 2024. №4. С. 43-50.
7. Галимова, А.В. Лавинно-стримерный переход в коротких воздушных промежутках в твёрдой изоляции / А.В. Галимова, А.А. Белогловский, Д.И. Ковалев, Н.А. Лебедева, Н.Ю. Лысов, А.Г. Темников // Электротехника. 2025. №8. С. 56-60.
8. Самарский, А.А. Введение в численные методы / А.А. Самарский, изд. 5-е, стереот. – СПб.: Издательство «Лань», 2009.
9. Бутырин, П.А. Теоретические основы электротехники: В 3 ч. Ч. III: учебник / П.А. Бутырин. – М.: Издательство МЭИ, 2019.

ASSESSMENT OF ELECTRON ACCUMULATION IN AVALANCHES IN SUB-MILLIMETER AIR DISCHARGE GAPS WITH DIELECTRICS BY MEANS OF MATHEMATICAL MODELING

**A.V. Galimova¹, N.Yu. Lysov¹, A.A. Beloglovsky¹, D.I. Kovalev¹,
S.V. Belousov¹, M.A. Koshelev¹**

¹National Research University “MPEI”, Moscow, Russia

E-mail: FedorovaAV@mpei.ru

The issues of development of electrical discharges in gas gaps limited by a dielectric on one or both sides are relevant in many areas of electrical engineering. In particular, this concerns discharges in extended defects of solid cast insulation. The report presents the results of calculations of the number of electrons accumulating in avalanches when crossing submillimeter gaps that are limited by a dielectric covering the anode. It is shown that this number increases monotonically with increasing relative permittivity of the insulation and decreases with increasing its thickness.

Key words: solid cast insulation, extended defects, electrical discharge, electron avalanches, electron accumulation, mathematical modeling.

МАГНИТНАЯ СИЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ С ПОВЕРХНОСТНЫМ ПРОФИЛЕМ

М.А. Пятаков¹, М.Л. Акимов², П.А. Поляков³

^{1,2,3}ФГБОУ ВО «Московский государственный университет
имени М.В.Ломоносова», Москва, Россия

E-mail¹: f33261033444444@yandex.ru

В работе производится расчет пондеромоторной силы взаимодействия пары магнитных полосок, на одной из поверхностей которых имеется гармонический пространственный поверхностный рельеф синусоидального типа, а именно: объектами рассмотрения являются рельефные магнитные пленочные материалы, характеризующиеся бесконечно большой длиной и конечной или – в предельном случае – бесконечной шириной. Представлены соотношения для компонент напряженности их магнитного поля и вертикальной силы взаимодействия. Выполнено численное интегрирование и произведен анализ полученных результатов, а также сравнение с дипольным приближением.

Ключевые слова: магнитостатика, пондеромоторная сила, энергия, магнитные пленочные материалы, магнитное поле, постоянные магниты.

Введение

Постоянные магниты, в том числе постоянные тонкопленочные структуры микронных размеров, как известно, активно используются во многих областях: от применения в различных микроэлектромеханических системах, или МЭМС, до реализации в ондуляторах и вигглерах с постоянными магнитами [1–3]. Обязательным компонентом каждого лазера на свободных электронах является устройство, которое генерирует периодическое магнитное поле [2–6]. Такое устройство и называется вигглером. Ондуляторы и вигглеры являются магнитными системами, создающими знакопеременные периодические магнитные поля. В ондуляторах также применяются постоянные магниты. Основное отличие последних от вигглеров состоит в спектре излучения.

1. Постановка задачи

В данной статье имеются два вертикально намагниченных (вдоль оси OY) пленочных магнита, расположение которых изображено на рис. 1. Каждый из магнитов имеет неоднородную структуру на одной из поверхностей: имеется рельеф в виде гармонической функции косинуса.

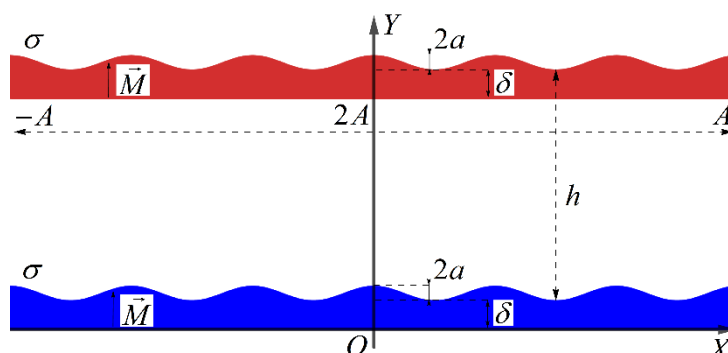


Рисунок 1 – Пара взаимодействующих намагниченных микромагнитных полосок с рельефом

На рис. 1 отражено направление вектора намагниченности $\vec{M}$ (считаем намагниченности обоих магнитов одинаковыми и постоянными по объему вещества), показана рельефная структура одной из поверхностей каждой магнитной полоски, имеющей определенную толщину и простирающейся вдоль оси OZ , направленной перпендикулярно рисунку на нас, в пределах от $-L$ до L , где $L > 0$. Сечение каждого магнита в плоскости XOY описывается функцией косинуса, которая зависит только от абсциссы.

На рис. 1 символами σ , $2a$, $2A$ и δ обозначены соответственно плотность (положительная величина на поверхности рельефа) поверхностных фиктивных магнитных зарядов (зависит от координаты x), высота и ширина профиля и толщина нижней части каждого из магнитов (без учета рельефа).

2. Расчет силы взаимодействия профилированных постоянных магнитов

В работах [7–9] был изложен подход к расчету подобных систем, когда вся структура разбивается на линейные заряженные нити с линейной плотностью заряда $d\gamma$. Их ширина равна бесконечно малой величине dx' вдоль оси OX , а длина – бесконечно большому размеру $2L$ вдоль оси OZ . В данном исследовании придерживаемся аналогичных рассуждений, когда декомпозируем сложную структуру на отдельные элементы – магнитные диполи. Данное разбиение обусловлено и сопровождается нижеследующими особенностями.

Энергия диполя во внешнем магнитном поле определяется как [10]

$$W = -(\vec{p}_m \cdot \vec{H}), \quad (1)$$

где $\vec{p}_m$ – магнитный момент диполя, $\vec{H}$ – напряженность внешнего магнитного поля. В данном случае рассматривается, с какой силой верхний магнит притягивается к нижнему, когда первый находится в магнитном поле второго. В этом случае $\vec{H}$ – характеристика нижней полоски, а $\vec{p}_m$ – верхней.

Но поле, создающееся намагниченным материалом, или рельефной полоской, является неоднородным, поэтому для осуществления расчета энергии взаимодействия требуется представить магнит в виде совокупности диполей с магнитным моментом

$$d\vec{p}_m = \vec{M}dV = \vec{M}dxdydz, \quad (2)$$

где $\vec{M}dx$ – намагниченность слоя dx верхней магнитной пленки.

В [7] приведены следующие соотношения для компонент напряженности магнитного поля для одной из пленок, которая аналогична по структуре и магнитным характеристикам рассматриваемой в данной работе (ориентация осей декартовой системы координат также соответствует текущей постановке):

$$\begin{aligned} H_x &= -2M \int_{-A}^A dx' \left[\frac{x - x'}{(x - x')^2 + y^2} - \frac{x - x'}{(x - x')^2 + (y - a(1 + \cos kx') - \delta)^2} \right], \\ H_y &= -2M \int_{-A}^A dx' \left[\frac{y}{(x - x')^2 + y^2} - \frac{y - a(1 + \cos kx') - \delta}{(x - x')^2 + (y - a(1 + \cos kx') - \delta)^2} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

В данной работе вычисляется поверхностная плотность (на единицу площади поверхности верхней пленки) вертикальной компоненты силы взаимодействия, поэтому используется только Y -компонента напряженности магнитного поля – второе соотношение в (3).

Учитывая, что намагниченность $\vec{M}$ направлена вдоль оси OY , энергию малого слоя Δx с учетом формул (1) и (2) можно представить в виде

$$\Delta W \equiv \Delta W(x) = -M \Delta x \int_h^{h+\delta+l'(x)} \int_{-L}^L dy dz H_y(x, y), \quad (4)$$

где H_y определяется вторым соотношением в (3), $l'(x) = a(1 + \cos(kx))$ – функция, задающая форму профиля магнита, – в данном случае верхнего тела. Если учесть, что напряженность поля не зависит от координаты Z , можно переписать выражение (4) следующим образом:

$$\Delta W = -M \Delta x \int_h^{h+\delta+l'(x)} dy H_y(x, y) \int_{-L}^L dz = -2ML \Delta x \int_h^{h+\delta+l'(x)} dy H_y(x, y). \quad (5)$$

Поверхностную плотность Y -компоненты силы взаимодействия нижнего магнита со слоем Δx верхнего, можно вычислить с учетом (5) как

$$F_y^0 \equiv F_y^0(x) = -\frac{\partial}{\partial y} \Delta W = -\frac{\partial}{\partial h} \Delta W = 2ML \frac{\partial}{\partial h} \int_h^{h+\delta+l'(x)} dy H_y(x, y). \quad (6)$$

Выражение (6) перепишем по формуле Лейбница следующим образом:

$$F_y^0 = 2ML [H_y(x, h + \delta + l'(x)) - H_y(x, h)]. \quad (7)$$

С учетом второго соотношения в (3) и формулы (7) записывается окончательное выражение для Y -компоненты плотности полной силы взаимодействия, то есть приходящейся на единицу площади плоской поверхности верхней пленки, путем интегрирования по координате x в пределах от $-A$ до A (см. рис. 1), деления на линейные размеры системы вдоль осей OX и OZ . Обозначая эту величину за f_y , получаем

$$f_y = \int_{-A}^A \frac{F_y^0}{2A \cdot 2L} dx, \quad (8)$$

а подставляя непосредственно величину F_y^0 , имеем

$$f_y = \int_{-A}^A \frac{F_y^0}{2A \cdot 2L} dx = -\frac{M^2}{A} \int_{-A}^A \int_{-A}^A dx dx' \left[\frac{h + a(1 + \cos(kx)) + \delta}{(x - x')^2 + (h + a(1 + \cos(kx)) + \delta)^2} - \right. \\ \left. - \frac{h + a(\cos(kx) - \cos(kx'))}{(x - x')^2 + (h + a(\cos(kx) - \cos(kx')))^2} - \frac{h}{(x - x')^2 + h^2} + \right. \\ \left. + \frac{h - a(1 + \cos(kx')) - \delta}{(x - x')^2 + (h - a(1 + \cos(kx')) - \delta)^2} \right], \quad (9)$$

где с формальной точки зрения $2L \rightarrow \infty$ в том смысле, что берется достаточно большой размер по сравнению с другими характеристиками системы.

3. Анализ результата и графическое представление

Полученная формула (9), как и соотношения (3), не вычисляется аналитически в общем случае, однако можно проанализировать полученный результат, во-первых, путем численного интегрирования и построения соответствующей зависимости, например, от расстояния h между магнитами, а во-вторых, можно выполнить переход к дипольному приближению, которое содержится в работах [7–9], как к одному из предельных случаев, что и выполнено далее.

На рис. 2 представлен график f_y^{gen} , соответствующий общей формуле (9), а также сравнительный график f_y^{dip} , относящийся к дипольному приближению и полученный при $\delta = 0$, а именно (вывод см. далее):

$$f_y^{\text{dip}} = -\pi M^2 (ak)^2 e^{-kh}. \quad (10)$$

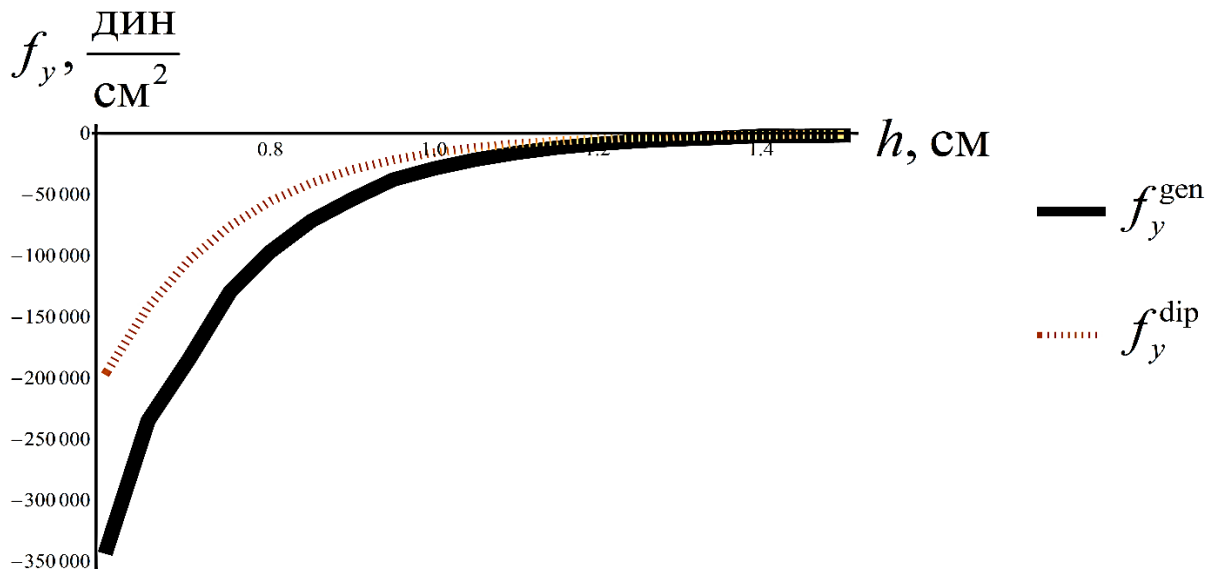


Рисунок 2 – Зависимость вертикальной компоненты плотности силы от расстояния между магнитами

Зависимости, показанные на рис. 2, построены при следующих параметрах системы (они заданы в системе СГС, намагниченность взята как характерная намагниченность насыщения неодим-железо-бора):

$$a = 0.25 \text{ см}, k = 2\pi \text{ см}^{-1}, \delta = 0 \text{ см}, A = 200 \text{ см}, M \equiv M_s = \frac{13.1 \cdot 10^3}{4\pi} \text{ Э}, \quad (11)$$

$$0.6 \text{ см} \leq h \leq 1.5 \text{ см}, \Delta h = 0.05 \text{ см},$$

где Δh – шаг построения по h . Небольшие изломы на зависимости f_y^{gen} можно объяснить малым количеством точек (большим Δh). Увеличение количества точек (уменьшение шага построения) затруднено временем численного расчета на персональном компьютере.

Математически переход от общих формул (3) к соотношениям для напряженности магнитного поля, соответствующим дипольному приближению [7–9], можно осуществить, если учесть следующие условия:

$$A \rightarrow \infty, \delta \rightarrow 0, l' \ll h. \quad (12)$$

В приближении (12), используя формулу конечных приращений при учете, что

$$H_y(x, h + \delta + l') \approx H_y(x, h) + \left[H_y(x, h) \right]'_y \cdot (\delta + l') \approx H_y(x, h) + \left[H_y(x, h) \right]'_y \cdot l', \quad (13)$$

а также раскладывая подынтегральное выражение соотношения для H_y в (3) по малому параметру a , удерживая линейные по a слагаемые (с учетом $\delta = 0$), можно получить результат вида

$$f_y^{\text{dip}} = \frac{M}{2A} \left[\frac{\partial}{\partial y} \int_{-A}^A dx a (1 + \cos(kx)) \cdot H_y^{\text{dip}}(x, y) \right]_{y=h}, \quad (14)$$

где (принимается во внимание, что $A \rightarrow \infty$)

$$H_y^{\text{dip}}(x, y) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \left[\frac{2y^2}{\left((x-x')^2 + y^2 \right)^2} - \frac{1}{(x-x')^2 + y^2} \right] Ma (1 + \cos(kx')). \quad (15)$$

Интеграл (15) вычисляется аналитически и приводит к следующему результату [7–9]:

$$H_y^{\text{dip}}(x, y) = 2\pi M a k e^{-ky} \cos(kx). \quad (16)$$

Если подставить теперь формулу (16) в (14), используя известное тригонометрическое соотношение $\cos^2(kx) = 1/2 + \cos(2kx)/2$, а также пренебрегая вкладом от $\cos(kx)$ и $\cos(2kx)$ при условии, что это четные функции, при интегрировании которых при $A \rightarrow \infty$ вносятся незначительные поправки в итоговый результат, получаем соотношение (10) для плотности вертикальной компоненты силы [9].

Заключение и выводы

Формула (10), как отмечено выше, была получена, когда $\delta = 0$ см. Расчет показывает, что при достаточно большом параметре $h = 1.5$ см (в 3 раза превышает высоту косинусоиды $2a = 0.5$ см) и $\delta = 0$ см отношение $f_y^{\text{gen}} / f_y^{\text{dip}} = 2.43607$, тогда как при том же $h = 1.5$ см, но $\delta = 0.1$ см отношение $f_y^{\text{gen}} / f_y^{\text{dip}} = 3.09195$, что в 1.3 раза больше. Это говорит о следующем. В дипольном приближении формула для плотности силы, полученная на основе известных соотношений [7–9], не учитывает нижнюю часть магнита (под профилированной частью), так как соотношения для компонент напряженности магнитного поля выведены фактически при $\delta = 0$ см. Поэтому при наличии нижней части магнита в виде пленки необходимо учитывать магнитное поле, создаваемое ей, даже на достаточно больших расстояниях h и ширине магнита A (в данных расчетах брали $A = 200$ см $\gg h = 1.5$ см $\gg 2a = 0.5$ см). В этом случае целесообразно осуществлять расчет, например, по более точной формуле (9), полученной в текущей работе.

Таким образом, в данном исследовании представлено более общее соотношение для вертикальной компоненты плотности силы взаимодействия пары рельефных магнитных пленочных материалов, имеющих бесконечно большую длину и произвольную ширину. Также были представлены соотношения для компонент напряженности магнитного поля. Выполнено численное интегрирование, проанализирован результат, а также произведено сравнение с результатами дипольного приближения.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Список литературы

1. Turutin A.V., Skryleva E.A., Kubasov I.V. et al. Magnetoelectric MEMS Magnetic Field Sensor Based on a Laminated Heterostructure of Bidomain Lithium Niobate and Metglas // *Materials*. 2023. Vol. 16. No. 2. Art. No. 16020484.
2. Balal N., Magori E., Yahalom A. Design of a Permanent Magnet Wiggler for a THz Free Electron Laser // *Acta Phys. Pol. A*. 2015. Vol. 128. No. 3. P. 259–264.
3. Ковальчук М.В., Благов А.Е. Европейский рентгеновский лазер на свободных электронах // *Кристаллография*. 2022. Т. 67. № 5. С. 677–725.
4. Allahgholi A., Becker J., Delfs A. et al. The Adaptive Gain Integrating Pixel Detector at the European XFEL // *J. Synchrotron Rad.* 2019. V. 26. P. 74–82.
5. Palmer G., Kellert M., Wang J. et al. Pump–probe laser system at the FXE and SPB/SFX instruments of the European X-ray Free-Electron Laser Facility // *J. Synchrotron Rad.* 2019. V. 26. № 2. P. 328–332.
6. Никитин М. М., Эпп В. Я. Ондуляторное излучение. М.: Энергоатомиздат, 1988. 152 с.
7. Пятаков М.А., Акимов М.Л., Поляков П.А. Магнитное поле однородно намагниченной микрополоски с синусоидальным рельефом // *Материалы XXXI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)»*. М.: Издательство МЭИ, 2024. 196 с.
8. Пятаков М.А., Акимов М.Л., Поляков П.А. Магнитное поле постоянного магнита с поверхностным рельефом // *Электричество*. 2024. № 1. С. 4–9.
9. Piatakov M.A., Akimov M.L., Polyakov P.A. Magnetic Interaction of Films with a Harmonic Surface Profile // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2024. V. 88. No. 11. P. 1684–1689.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2016. 656 с.

MAGNETIC FORCE OF INTERACTION OF PERMANENT MAGNETS WITH A SURFACE PROFILE

Piatakov M.A.¹, Akimov M.L.², Polyakov P.A.³

^{1,2,3}Federal State Budget Educational Institution of Higher Education M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

*E-mail*¹: f33261033444444@yandex.ru

The paper calculates the ponderomotive force of interaction between a pair of magnetic strips, one of whose surfaces has a harmonic spatial surface relief of a sinusoidal type. Specifically, the objects of consideration are relief magnetic film materials characterized by an infinitely large length and a finite or, in the limiting case, an infinitely large width. The paper presents the equations for the components of their magnetic field strength and the vertical force of interaction. Numerical integration is performed, and the results are analyzed and compared with the dipole approximation.

Key words: magnetostatics, ponderomotive force, energy, magnetic film materials, magnetic field, permanent magnets.

РАСЧЁТНАЯ ОЦЕНКА НАЧАЛЬНОГО ЧИСЛА ЭЛЕКТРОНОВ В МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАВИН

А.В. Галимова¹, А.А. Белогловский¹, С.В. Белоусов¹, Д.А. Буданова¹,
Н.Ю. Лысов¹, Т.П. Тарасова¹, Е.М. Тимофеев¹

¹ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва,
Россия

E-mail: FedorovaAV@mpei.ru

Вопросы развития электрических разрядов в коротких газовых промежутках актуальны во многих областях электротехники. Для математического описания лавин часто применяется их дрейфово-диффузионная модель. В её рамках развитие разряда начинается с малой неоднородности в начальном распределении электронов. В работе показана возможность возникновения такой неоднородности в результате развития малых начальных лавин с неровностей на поверхности катода.

Ключевые слова: электрический разряд, короткий воздушный промежуток, математическое моделирование, электронная лавина, начальные условия развития.

Введение

Исследования электрических разрядов в коротких (миллиметровых и субмиллиметровых) газовых промежутках с однородным электрическим полем (ЭП) представляют интерес для современной электротехники. Такие разрядные промежутки (РП) характерны для барьерных озонаторов [1], газовых включений и протяжённых трещин в твёрдой изоляции установок высокого напряжения [2] и т.п. Разряды начинаются с появления и развития в РП электронных лавин (ЭЛ). ЭЛ – это группа свободных электронов, дрейфующих в газе в ЭП и совершающих на своем пути ударную ионизацию молекул [5].

Для математического описания лавин часто применяется их дрейфово-диффузионная модель [5, 4]. Она включает в себя уравнения неразрывности потока электронов и ионов с самосогласованным ЭП, которые дополняются начальными и граничными условиями для потенциала и концентраций заряженных частиц, отражающие принятые допущения об исходном состоянии и условиях развития разряда.

Моделирование разряда в рамках его дрейфово-диффузионной модели начинается с заданного начального распределения концентрации электронов N_e в промежутке. Чаще всего оно имеет вид [5]

$$N_e \Big|_{t=0} = N_{\max} \exp\{ -[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2] / r_0^2 \}, \quad (1)$$

где x, y, z – координаты текущей расчётной точки в декартовой системе, x_0, y_0, z_0 – координаты центра начальной неоднородности в распределении электронов, $N_{\max}$ – максимальная концентрация электронов в ней, r_0 – параметр, определяющий скорость спада значений N_e в ней при удалении от её центра. Значения $N_{\max}$ и r_0 задаются так, чтобы количество электронов в описанной неоднородности $n_e \Big|_{t=0}$ составляло бы несколько десятков. Оно определяется на момент времени $t=0$ интегрированием функции $N_e(x, y, z) \Big|_{t=0}$ по объёму РП.

Такой подход, например, использован в статье [5]. Иногда используется начальная неоднородность, вытянутая в направлении распространения формирующейся из неё лавины (см., например, монографию [6]). Проблема заключается в том, как определить значения $N_{\max}$, r_0 и соответствующее им $n_e|_{t=0}$, чтобы получить корректные результаты расчёта ЭЛ.

Особенность задачи моделирования разряда в коротких РП заключается в зависимости его результатов от значения $n_e|_{t=0}$. В протяжённых промежутках длиной 0,5 см и более к моменту достижения лавиной анода успевает произойти лавинно-стримерный переход (ЛСП), и в РП движется не лавина, а стример. Его расчётные параметры сравнительно слабо зависят от начального распределения электронов (1), если оно соответствует известным характеристикам лавин [5]. В коротких субмиллиметровых промежутках ЛСП не успевает произойти или происходит у анода, и эта зависимость сильнее.

В литературе появление начальных неоднородностей в распределении электронов в промежутке связывают с локальными стохастическими колебаниями давления газа [5, 7]. Области пониженного давления могут появляться в объёме разрядного промежутка случайным образом. Амплитуда отклонения давления в них от средней величины зависит от внешних условий и, как ожидается, в открытом воздухе будет больше [5], чем в коротких РП. Поэтому сложно считать локальные колебания давления основной причиной появления начальных неоднородностей.

Также возникновение подобных неоднородностей объясняют развитием малых лавин в локальных усилениях поля вблизи мелких неровностей (заусенцев) на поверхности катода [5]. Первичные электроны, которые появляются благодаря автоэлектронной эмиссии на острие такой неровности, порождают начальную лавину, развивающуюся благодаря ударной ионизации газа в локальном усилении поля вокруг острия. Даже если напряжённость ЭП в РП на удалении от неровности недостаточна для поддержания эффективной ударной ионизации, то такая первоначально малая лавина исполнит роль начальной неоднородности в распределении электронов, о которой шла речь выше. По мере дальнейшего подъёма напряжения и роста напряжённости в промежутке она сможет инициировать разряд, пересекающий РП.

В этом докладе сделана попытка оценить в расчётах количество n_e электронов, которые могут накопиться в таких малых начальных лавинах.

1. Краткая характеристика математической модели

Чтобы оценить количество электронов, которые могут накопиться в лавинах, формирующихся у локальных неровностей, используем упрощённую модель, показанную на рис. 1. Пусть начальные электроны, инициирующие рождение лавин, появляются у поверхности малой сферы радиусом r_0 , находящейся на расстоянии h_0 от плоской поверхности катода ($h_0 \gg r_0$, $h_0 \gg r_0$). Сфера и катод соединены друг с другом (см. рис. 1) и потому эквипотенциальны. В воздушном РП длиной $D \gg h_0$, $D \gg h_0$ создано поле с напряжённостью $E_{\text{вн}}$, однородное в отсутствие искажающих его зарядов. Его вектор $\mathbf{E}_{\text{вн}}$ перпендикулярен поверхностям анода и катода. Сфера локально усиливает поле, обеспечивая возможность развития в нём лавин.

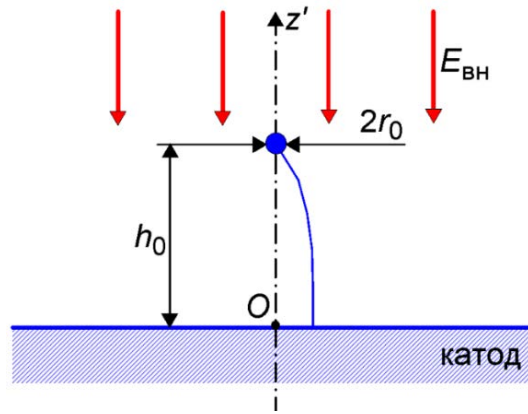


Рисунок 1 – Упрощённая модель для оценки количества электронов в лавинах в воздушном зазоре у неровности вблизи катода

Для модуля напряжённости поля вблизи сферы на оси Oz' (рис. 1) была получена следующая формула:

$$E(z') = E_{\text{вн}} \left\{ 1 + \frac{4h_0^2 r_0 z'}{[(z')^2 - h_0^2]^2} \right\}, \quad (2)$$

Сам вектор $\mathbf{E}$ на оси Oz' направлен сверху вниз от анода к катоду (см. рис. 1).

Число электронов n_e в лавине, распространяющейся вдоль оси Oz' от верхней точки сферы ($z' = h_0 + r_0$) вертикально вверх до точки z' , в соответствии с [5] определяется соотношением

$$n_e(z') = n_0 \exp \left\{ \int_{h_0 + r_0}^{z'} \alpha_{\text{эф}}[E(z')] dz' \right\}. \quad (3)$$

Зависимость $\alpha_{\text{эф}}[E]$ коэффициента эффективной ударной ионизации $\alpha_{\text{эф}}$ от напряжённости поля E определяется известным соотношением $\alpha_{\text{эф}} = a \cdot (E - b\delta)^2 / \delta$, где $a = 0,2$ см/кВ², $b = 24,5$ кВ/см для воздуха, δ – относительная плотность воздуха [5]. Зависимость $E(z')$ вычисляется по формуле (2). Принято, что здесь начальное число электронов в лавине $n_0 = 1$.

2. Результаты расчёта

Ниже на рис. 2 и 3 представлены зависимости $E(z')$ (рис. 2.а и 3.а) и $n_e(z')$ (рис. 2.б и 3.б), рассчитанные по формулам (2) и (3) соответственно. Расчёты выполнены при $E_{\text{вн}} = 25$ кВ/см, $r_0 = 0,001$ см, $h_0 = 0,008$ (рис. 2) и $0,009$ см (рис. 3).

Обращает на себя внимание достаточно сильная зависимость наибольшей напряжённости поля на поверхности искажающей поле сферы от h_0 . Например, в результате увеличения h_0 с $0,008$ до $0,009$ см максимальная напряжённость возрастает с ≈ 220 кВ/см (рис. 2.а) до ≈ 250 кВ/см (рис. 3.а). Благодаря этому наибольшее число электронов в лавине возросло с 14 (рис. 2.б) до 29 (рис. 3.б).

Нужно также прокомментировать ход зависимостей $n_e(z')$. Например, при $h_0 = 0,009$ см (рис. 3.б) после прохождения лавиной первых $\approx 0,002$ см, число электронов в ней превышает 20, а при $h_0 = 0,008$ см (рис. 2.б) – 10. При этом в рассмотренных примерах из-за сравнительно низкой напряжённости внешнего

поля $E_{\text{вн}}$ после прохождения лавиной пути $\approx 0,01$ см число электронов в ней достигает максимального значения и далее перестаёт увеличиваться (рис. 2.б и 3.б). Это обусловлено тем, что на указанном расстоянии от поверхности сферы напряжённость поля уменьшается до $E_{\text{вн}}$, после чего меняется слабо (рис. 2.а и 3.а). При принятом здесь значении $E_{\text{вн}}=25$ кВ/см коэффициент эффективной ударной ионизации мал, и число n_e электронов в лавине не увеличивается.

Таким образом, наличие на гладкой поверхности катода неровностей высотой $0,009 \div 0,010$ см и радиусом $0,001$ см обеспечивает возможность формирования начальных лавин с числом электронов $10 \div 20$ уже после того, как они преодолеют $\approx 0,002$ см пути от острия неоднородности вглубь РП.

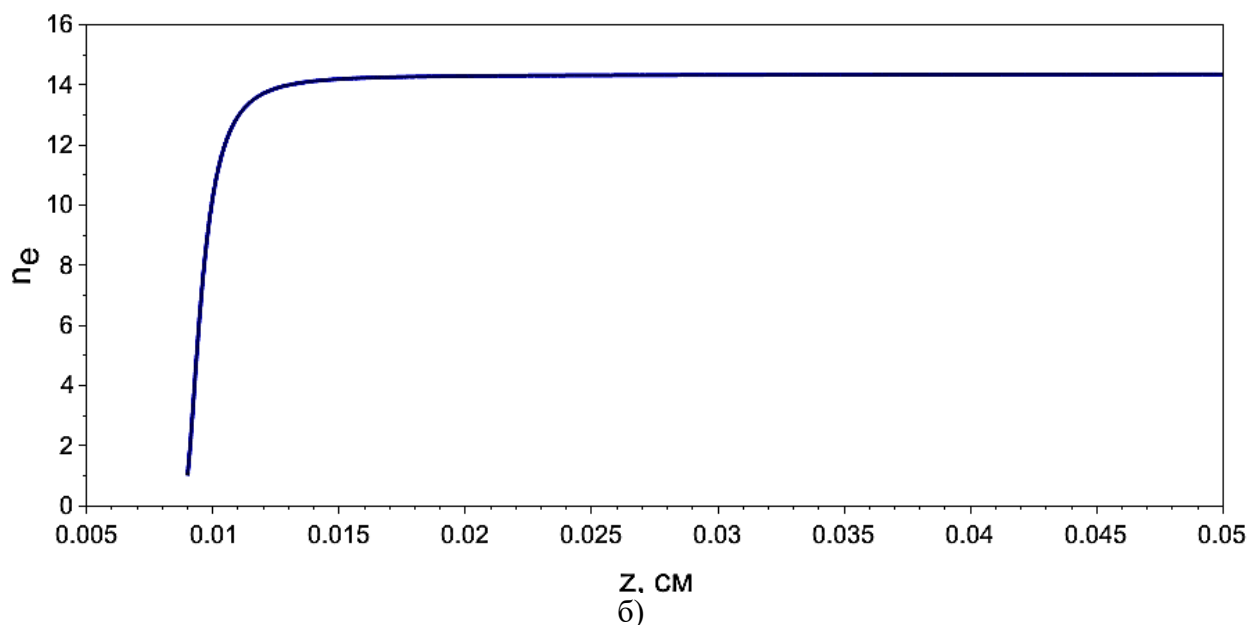
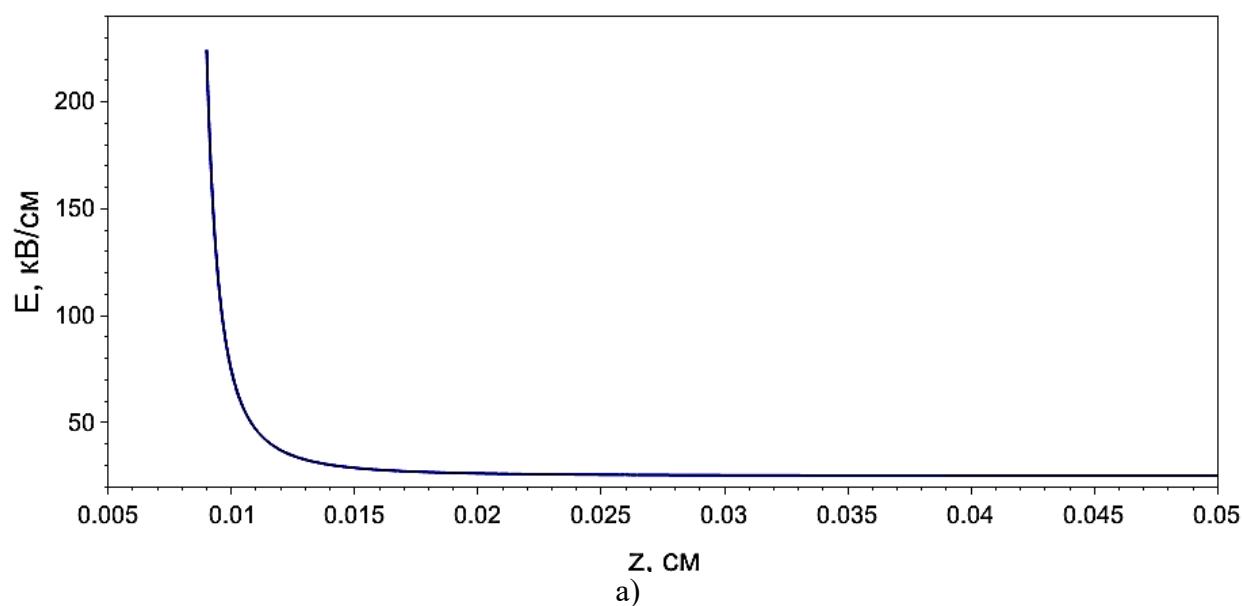


Рисунок 2 – Расчётное распределение напряжённости поля $E(z')$ вдоль оси Oz' (а) и зависимость числа электронов $n_e(z')$ в лавине, стартовавшей из точки $z'=h_0+r_0$ (б), при $E_{\text{вн}}=25$ кВ/см, $r_0=0,001$ см, $h_0=0,008$ см

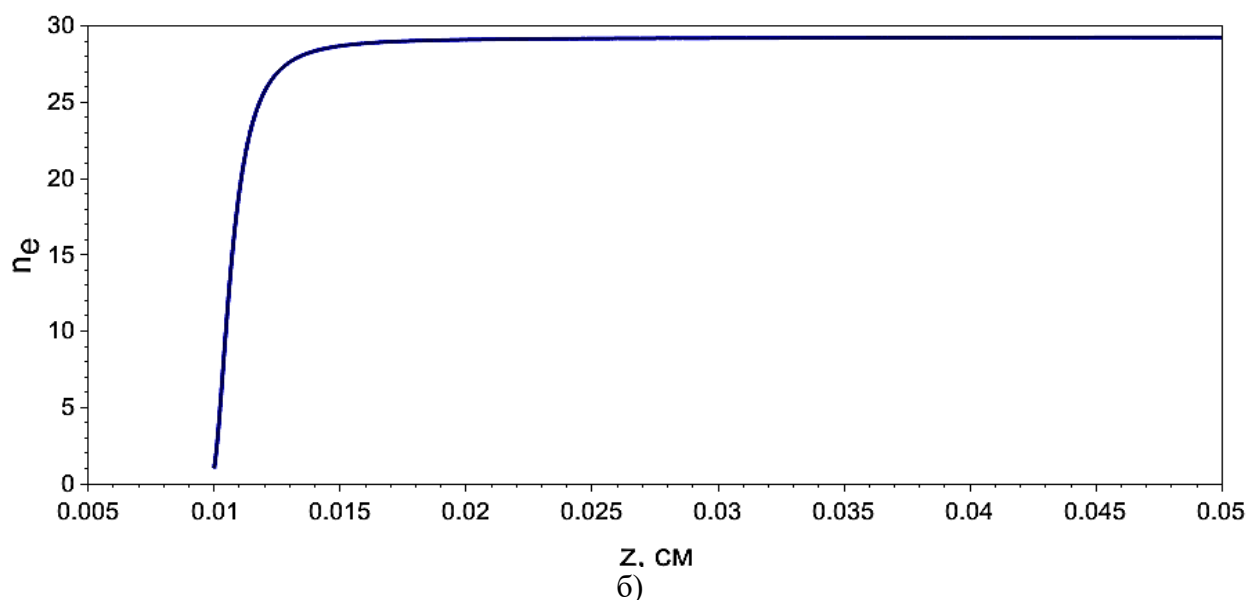
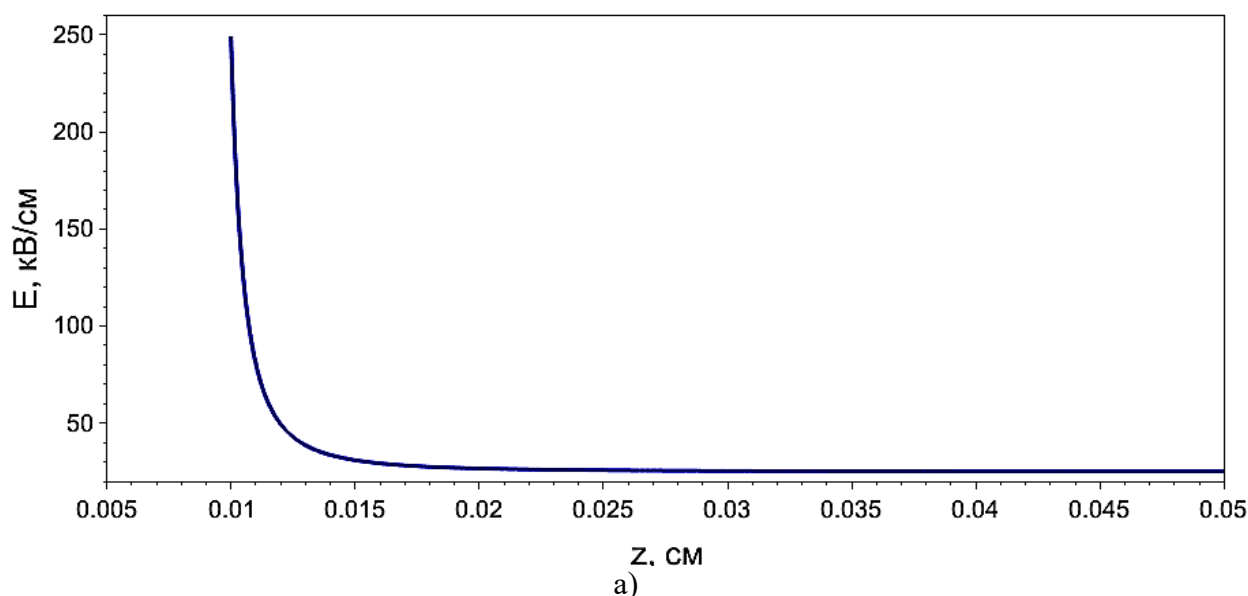


Рисунок 3 – Расчётное распределение напряжённости поля $E(z')$ вдоль оси Oz' (а) и зависимость числа электронов $n_e(z')$ в лавине, стартовавшей из точки $z'=h_0+r_0$ (б), при $E_{\text{вн}}=25$ кВ/см, $r_0=0,001$ см, $h_0=0,009$ см

Из полученных данных также следует, что лавины, где накапливается хотя бы несколько десятков электронов, могут развиваться в поле неровности радиусом 0,001 см, если напряжённость на её вершине превышает ≈ 200 кВ/см. Возникает вопрос, не будет ли это поле экранировано полем объёмного заряда униполярного коронного разряда, который должен формироваться на фронте импульса высокого напряжения в сильном неоднородном поле неровности [5].

Формирование униполярной короны требует времени. Например, в ходе расчётов, выполненных авторами в рамках этой работы, выяснилось, что формирование описанных здесь лавин при $E_{\text{вн}}=25$ кВ/см, $r_0=0,001$ см и $h_0=0,008$ см требует ≈ 3 нс. Если фронт импульса имеет ту же самую или меньшую длительность, то лавины будут развиваться при максимальной напряжённости $E_{\text{вн}}$ поля в РП так, как это описано выше. Если же длительность фронта заметно больше, то разряд действительно начнётся ещё на фронте импульса, и будет развиваться в поле формирующейся на неровностях короны.

Заключение

В докладе показано, что наличие на гладкой поверхности катода неровностей высотой $0,009 \div 0,010$ см и радиусом $0,001$ см создаёт возможность формирования начальных лавин с числом электронов $10 \div 20$ уже после того, как они преодолеют $\approx 0,002$ см пути от острия неоднородности вглубь разрядного промежутка. В дальнейшем такие лавины способны инициировать развитие электрических разрядов в разрядных промежутках.

Список литературы

1. Лысов, Н.Ю. Синтез озона в барьерном разряде: учеб. пособие / Н.Ю. Лысов, А.Г. Темников, М.В. Соколова и др. – М.: Издательство МЭИ, 2023.
2. Кучинский, Г.С. Частичные разряды в высоковольтных конструкциях / Г.С. Кучинский. – Ленинград: Энергия, 1979.
3. Бортник, И.М. Электрофизические основы техники высоких напряжений: учеб. / И.М. Бортник и др.; под ред. И.П. Верещагина. – 3-е изд., перераб. и доп. – М: Издательство МЭИ, 2018.
4. Белогловский, А.А. Анализ накопления объемного заряда при лавинно-стримерных переходах в воздухе в сильных однородных электрических полях / А.А. Белогловский, С.В. Белоусов // Электричество. 2020. №4. С. 10-15.
5. Papageorgiou, L. Three-dimensional numerical modeling of gas discharges at atmospheric pressure incorporating photoionization phenomena / L. Papageorgiou, G.E. Georghiou, A.C. Metaxas // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44. 045203.
6. Дьяков, А.Ф. Физические основы электрического пробоя газов / А.Ф. Дьяков, Ю.К. Бобров, А.В. Сорокин, Ю.В. Юргеленас; Под. ред. А.Ф. Дьякова. – М.: Издательство МЭИ, 1999.
7. Babaeva, N.Yu. Effect of inhomogeneities on streamer propagation: I. Intersection with isolated bubbles and particles / N.Yu. Babaeva, M.J. Kushner // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. Vol. 18. P. 035009 (15 pp).

CALCULATED ASSESSMENT OF THE INITIAL NUMBER OF ELECTRONS IN ELECTRONIC AVALANCHES NUMERICAL MODELS

**A.V. Galimova¹, A.A. Beloglovsky¹, S.V. Belousov¹, D.A. Budanova¹,
N.Yu. Lysov¹, T.P. Tarasova¹, E.M. Timofeev¹**

¹National Research University “MPEI”, Moscow, Russia

E-mail: FedorovaAV@mpei.ru

The issues of electric discharge development in short gas gaps are relevant in many areas of electrical engineering. For the mathematical description of avalanches, their drift-diffusion model is often used. Within it, the development of the discharge begins with a small inhomogeneity in the initial distribution of electrons. The report expressed and confirmed the assumption that it may occur as a result of the development of small initial avalanches from irregularities on the surface of the cathode.

Key words: electric discharge, short air gaps, mathematical modelling, electron avalanche, initial development conditions.

**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ЭЛЕМЕНТА МАГНИТНОЙ СТРЕЙНТРОНИКИ
ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ МЕХАНИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН**
О.П. Поляков¹, Д.А. Жуков², П.А. Поляков¹, Е.П. Орлов², Д.В. Костюк²,
В.В. Амеличев², С.И. Касаткин³

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²НПК «Технологический центр», Москва, Россия

³Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Москва, Россия

E-mail: D.Zhukov@tcen.ru

Разработана теоретическая модель элемента магнитной стрейнтроники на основе магниторезистивной наноструктуры с магнитострикционным эффектом, преобразующая механические напряжения в электрический сигнал. Описаны основные положения модели и зависимость выходного напряжения исследуемого элемента от механического напряжения в отсутствие внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: магниторезистивный эффект, магнитострикционный эффект, тонкопленочные наноструктуры, магнитная стрейнтроника.

Введение

В рамках данного исследования рассмотрена теоретическая модель элемента стрейнтроники, преобразующая механическое напряжение в магнитной наноструктуре в электрическое напряжение. Механическое воздействие приводит к возникновению механических напряжений в наноструктуре. Вследствие эффекта обратной магнитострикции данные механические напряжения приводят к изменению электрических и магнитных свойств материалов наноструктуры. Чувствительный элемент магнитной стрейнтроники представляет собой многослойную наноструктуру, обладающую магниторезистивным эффектом и содержащую магнитострикционный слой, чувствительный к деформации и изменяющего свои магнитные свойства под воздействием механических напряжений. Показано, что предложенная модель может быть основой для разработки эффективных магниторезистивных датчиков давления.

1. Принципиальная схема элемента магнитной стрейнтроники для разработки преобразователей механических величин

Элемент магнитной стрейнтроники для преобразователей механических величин представляет собой мостовую схему (рис. 1), состоящую из четырех магниторезисторов R_1 , R_2 , R_3 , R_4 , каждый из которых состоит из магниторезистивных полосок, последовательно соединенных и параллельно ориентированных.

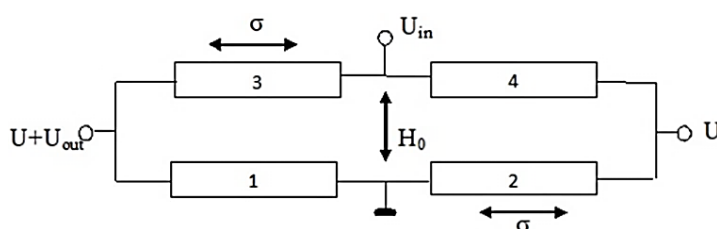


Рисунок 1 – Мостовая схема на основе магниторезисторов

Магниторезистор имеет структуру: Ta (5 нм) / FeNiCo (20 нм) / CoFe (10 нм) / Ta (5 нм). Подключение мостовой схемы к источнику питания с напряжением U_{in} приводит к протеканию электрического тока I :

$$I = U_{in} \frac{(R_1 + R_3 + R_2 + R_4)}{(R_1 + R_3)(R_2 + R_4)} \quad (1)$$

Если величина сопротивления противоположных участков параллельных сопротивлений моста равны, то есть:

$$R_1 + R_3 = R_2 + R_4, \quad (2)$$

то в параллельных участках мостовой схемы величина электрического тока равна:

$$I_{13} = I_{24} = I/2. \quad (3)$$

Падение напряжения на сопротивлениях R_3 и R_4 , моста составляет:

$$U + U_{out} = IR_3/2 \quad \text{и} \quad U = IR_4/2. \quad (4)$$

Разность напряжений (4) равно выходному напряжению U_{out} моста:

$$U_{out} = I(R_3 - R_4)/2. \quad (5)$$

В случае равных по величине сопротивлений $R_1 = R_2 = R_3 = R_4$, выходное сопротивление моста равно нулю $U_{out} = 0$ (плечи моста сбалансированы).

Если магниторезисторы R_2 и R_3 подвергнуть относительной деформации ε (см. рис. 1), то в них возникает механическое напряжение:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon, \quad (6)$$

где E – модуль Юнга. Тогда величина сопротивления может измениться вследствие обратного магнитострикционного эффекта. Это приведет к разбалансировке плечей моста (рис. 1) и появлению ненулевого выходного напряжения U_{out} , которое будет определяться величиной механического напряжения σ или деформацией ε , согласно закону Гука (6).

2. Основные положения теории

Каждый магниторезистор состоит из двух ферромагнитных прямоугольных слоев CoFe толщиной $h_1 = 10$ нм и FeNiCo толщиной $h_2 = 20$ нм, схематически изображенных на рис. 2а.

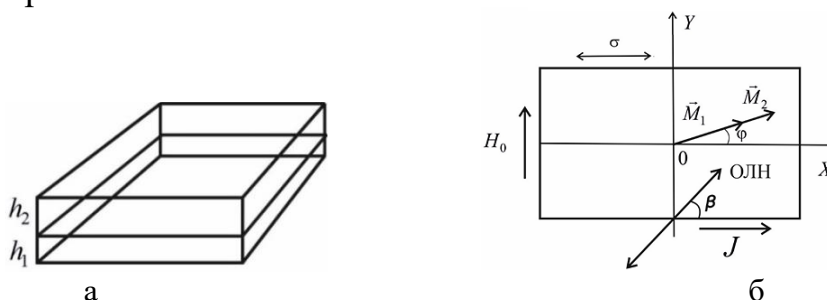


Рисунок 2 – Схематическое изображение магнитных слоев и их физических параметров

На рис. 2б приведены направления декартовых осей координат X и Y относительно сторон прямоугольных слоев. Ось легкого намагничивания (ОЛН) наведенной одноосной магнитной анизотропии направлена под углом $\beta = \pi/4$ относительно оси X . Угол φ – это угол между осью X и направлением векторов намагниченности $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ слоев CoFe и FeNiCo, соответственно. Внешнее магнитное поле H_0 действует вдоль оси Y .

Слой CoFe обладает повышенной обратной магнитострикцией, поэтому при деформации может возникать магнитоупругая энергия сравнимая с энергией наведенной одноосной анизотропии. Величина плотности магнитоупругой энергии для изотропного вещества определяется выражением [1]:

$$w_{\sigma} = \pm \frac{3}{2} \sigma \lambda \sin^2 \phi, \quad (7)$$

где σ – приложенное напряжение, λ – магнитострикционная константа, знак плюс – соответствует деформации растяжения, а минус – деформации сжатия. Вектор намагниченности этого магнитострикционного слоя $\vec{M}_1$ связан сильным обменным взаимодействием с намагниченностью $\vec{M}_2$ слоя FeNiCo, обладающего анизотропным магниторезистивным (АМР) эффектом [2]:

$$R = R_{\perp} \left(1 + \frac{\Delta \rho}{\rho} \cos^2 \phi\right), \quad (8)$$

где ϕ – угол между векторами плотности тока $\vec{J}$ и вектором намагниченности $\vec{M}_2$ в полоске, $R_{\perp}$ – сопротивление полоски в направлении перпендикулярном вектору $\vec{J}$, $\Delta \rho / \rho$ – коэффициент АМР эффекта.

Под воздействием механической нагрузки в образце возникает деформация сжатия, которая приводит к возникновению в магнитострикционном слое (слой h_1) магнитоупругой энергии (7). Тогда суммарная объемная плотность магнитной энергии первого слоя имеет вид:

$$w_1 = K_1 \sin^2(\varphi - \beta) - \frac{3}{2} \sigma \lambda_1 \sin^2 \varphi - H_y M_1 \sin \varphi, \quad (9)$$

где K_1 – константа одноосной анизотропии в этом слое, H_y – проекция вектора напряженности на ось Y . В рассматриваемом случае $H_y = +H_0$, если вектор напряженности внешнего магнитного поля $\vec{H}$ направлен вдоль оси Y , и $H_y = -H_0$, если вектор напряженности $\vec{H}$ направлен против оси Y .

Плотность магнитной энергии магниторезистивного слоя (слой 2) равна:

$$w_2 = K_2 \sin^2(\varphi - \beta) - H_y M_2 \sin \varphi, \quad (10)$$

где K_2 – константа одноосной анизотропии второго магнитного слоя, λ_1 – константа магнитострикции первого слоя CoFe.

Усредненная по толщине двух магнитных слоев объемная плотность:

$$w = t_1 w_1 + t_2 w_2, \quad (11)$$

где

$$t_1 = \frac{h_1}{h_1 + h_2}, \quad t_2 = \frac{h_2}{h_1 + h_2}. \quad (12)$$

Подставляя выражения (9) и (10) в (11) получим:

$$w = K \sin^2(\varphi - \beta) - \frac{3}{2} \sigma \lambda \sin^2 \varphi - H_y M \sin \varphi, \quad (13)$$

где K – средняя по толщине константа анизотропии:

$$K = t_1 K_1 + t_2 K_2, \quad (14)$$

M – средняя по толщине величина вектора намагниченности:

$$M = t_1 M_1 + t_2 M_2, \quad (15)$$

λ – средняя по толщине константа магнитострикции:

$$\lambda = \lambda_1 t_1. \quad (16)$$

Введем константы напряженностей эквивалентных полей анизотропии H_{an} и магнитострикции H_σ по формулам:

$$H_{an} = 2 \frac{t_1 K_1 + t_2 K_2}{M}, \quad (17)$$

$$H_\sigma = 2t_1 \frac{3}{2M} \sigma \lambda_1. \quad (18)$$

Тогда формула объемной плотности магнитной энергии примет вид:

$$w = M \left[\frac{H_{an}}{2} \sin^2(\varphi - \beta) - \frac{H_\sigma}{2} \sin^2 \varphi - H_y \sin \varphi \right]. \quad (19)$$

Используя элементарные тригонометрические соотношения и значение $\beta = \pi/4$ получим:

$$\sin^2(\varphi - \beta) = \frac{1 - \cos 2(\varphi - \beta)}{2} = \frac{1 - \sin 2\varphi}{2}. \quad (20)$$

Подставляя (20) в (19) и вынося константу H_{an} за скобки, получим выражении для плотности магнитной энергии:

$$w = M \cdot H_{an} \left[\frac{1 - \sin 2\varphi}{4} - \frac{h_\sigma}{2} \sin^2 \varphi - h_y \sin \varphi \right], \quad (21)$$

где введены безразмерные величины:

$$h_\sigma = \frac{H_\sigma}{H_{an}}, \quad (22)$$

$$h_y = \frac{H_y}{H_{an}}. \quad (23)$$

Равновесное значения угла ориентации φ вектора намагниченности (15) будет определяться минимумом плотности магнитной энергии (21), то есть решением уравнения:

$$\frac{\partial w}{\partial \varphi} = M \cdot H_{an} \left[-\frac{\cos 2\varphi}{2} - h_y \cos \varphi - h_\sigma \sin \varphi \cos \varphi \right] = 0. \quad (24)$$

Учитывая соотношение:

$$\cos 2\varphi = 2\cos^2 \varphi - 1, \quad (25)$$

уравнение (24) можно представить в виде:

$$\frac{1}{2} - \cos^2 \varphi - h_y \cos \varphi - h_\sigma \sin \varphi \cos \varphi = 0. \quad (26)$$

В отсутствие внешнего магнитного поля уравнение (26) имеет аналитическое решение. Действительно, при $h_y = 0$ уравнение (26) можно записать в виде равенства:

$$\frac{1}{2} - \cos^2 \varphi = h_\sigma \sin \varphi \cos \varphi. \quad (27)$$

Возводя обе части равенства (27) в квадрат, получим:

$$\frac{1}{4} - \cos^2 \varphi + \cos^4 \varphi = h_\sigma^2 (1 - \cos^2 \varphi) \cos^2 \varphi. \quad (28)$$

Из (28) находим:

$$\cos^4 \varphi - \cos^2 \varphi + \frac{1}{4(1+h_\sigma^2)} = 0 \quad (29)$$

Решение этого биквадратного уравнение имеет вид:

$$\cos^2 \varphi = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{1}{1+h_\sigma^2}} \right). \quad (30)$$

Знак плюс в формуле (30) соответствует отрицательному значению параметра $h_\sigma < 0$ (деформация растяжения), а знак минус соответствует $h_\sigma > 0$ (деформация сжатия).

Формулу (30) можно преобразовать к форме:

$$\cos^2 \varphi = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h_\sigma}{\sqrt{1+h_\sigma^2}} \right), \quad (31)$$

где $h_\sigma < 0$ (деформация растяжения) и $h_\sigma > 0$ (деформация сжатия).

Если:

$$|h_\sigma| \ll 1, \quad (32)$$

тогда формула (31) приближенно будет иметь вид:

$$\cos^2 \varphi = \frac{1}{2} (1 - h_\sigma). \quad (33)$$

3. Зависимость выходного напряжения мостовой системы от механического напряжения в отсутствии внешнего магнитного поля

Выходное напряжение мостовой схемы U_{out} в соответствии с соотношениями (5), (2) и (1) равно:

$$U_{out} = U_{in} \frac{R_3 - R_4}{R_1 + R_3}. \quad (34)$$

Сопротивление недеформированных магниторезисторов мостовой схемы, согласно (18), имеет величину:

$$R_1 = R_4 = R_\perp \left(1 + \frac{\Delta \rho}{\rho} \cos^2 \varphi_1 \right), \quad (35)$$

где $\varphi_1 = 45^\circ$.

Сопротивление магниторезисторов мостовой схемы с приложенной механической деформацией, согласно (18), определяется выражением:

$$R_3 = R_2 = R_\perp \left(1 + \frac{\Delta \rho}{\rho} \cos^2 \varphi \right) \quad (36)$$

В соответствии с (35) и (36):

$$R_3 - R_4 = R_\perp \frac{\Delta \rho}{\rho} (\cos^2 \varphi - \cos^2 \varphi_1). \quad (37)$$

Подставляя в формулу (37) выражение (31) и учитывая, что с точностью до малых слагаемых порядка $\Delta \rho / \rho$ сопротивления $R_1 = R_3 = R_\perp$, для (34) получим:

$$U_{out} = -\frac{1}{4} \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{h_\sigma}{\sqrt{1+h_\sigma^2}} U_{in}. \quad (38)$$

Для практических приложений эту формулу удобно выразить через критическое напряжение σ_{cr} , при котором:

$$h_\sigma = 1. \quad (39)$$

В этом случае эффективное поле одноосной анизотропии (17) равно эффективному полю магнитоупругой энергии (18), то есть $H_{an} = H_\sigma$. Тогда:

$$h_\sigma = \frac{\sigma}{\sigma_{cr}}, \quad (40)$$

и, соответственно, формула (38) примет вид:

$$U_{out} = -\frac{1}{4} \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\frac{\sigma}{\sigma_{cr}}}{\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\sigma_{cr}}\right)^2}} U_{in}. \quad (41)$$

Критическое напряжение для используемого материала, согласно статье [3], составляет:

$$\sigma_{cr} \approx 0,82 \cdot 10^8 \text{ Па.} \quad (42)$$

На рис. 3 представлен график зависимости $\frac{4\rho U_{out}}{\Delta\rho U_{in}}$ от $\frac{\sigma}{\sigma_{cr}}$.

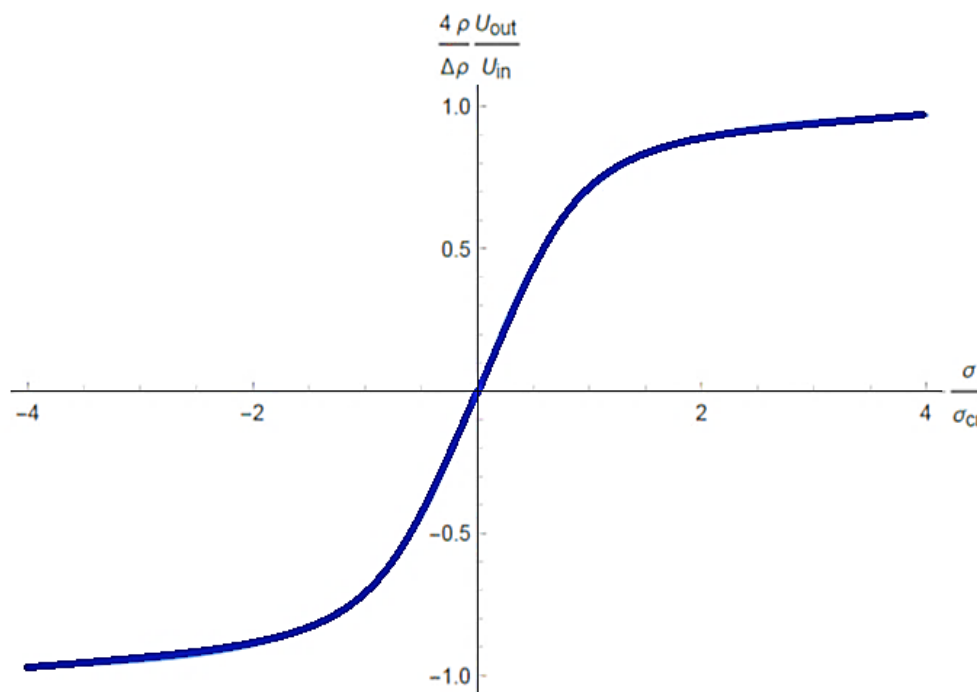


Рисунок 3 – График зависимости относительного выходного напряжения от безразмерного механического напряжения

Заключение

Из выполненных расчетов следует, что при механических напряжениях σ , в чувствительном слое элемента стрейнтроники, много меньшем критического напряжения σ_{cr} , зависимость от напряжения – линейная. При $\sigma \gg \sigma_{cr}$ выходное напряжение выходит на насыщение (см. рис. 3).

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках выполнения FNRМ-2025-0005.

Список литературы

1. Lohndorf M., Duenas T., Tewes M., Quandt E., Ruhrig M., Wecker J. Highly sensitive strain sensors based on magnetic tunneling junctions // Applied Physics Letters. 2002. V. 81. N. 2. P. 313–315.
2. Mcguire T.R., Potter R.I. Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d Alloys // IEEE Transactions on magnetics. 1975. V. 11. N. 4. P. 1018–1038.
3. Жуков Д.А., Поляков П.А., Амеличев В.В., Касаткин С.И., Поляков О.П., Костюк Д.В. Теоретическая модель процесса перемагничивания магниторезистивной наноструктуры магнитной стрейнтроники // Наноиндустрия. 2023. Т. 16, № 2. С. 96–102.

THEORETICAL MODEL OF A MAGNETIC STRAINTRONICS ELEMENT FOR THE DEVELOPMENT OF MECHANICAL QUANTITY CONVERTERS

**O.P. Polyakov¹, D.A. Zhukov², P.A. Polyakov¹, E.P. Orlov², D.V. Kostyuk²,
V.V. Amelichev², S.I. Kasatkin³**

¹Lomonosov Moscow State University

²Scientific-Manufacturing Complex «Technological Centre»

³V.A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of RAS

E-mail: D.Zhukov@tcen.ru

A theoretical model of a magnetic straintronics element based on a magnetoresistive nanostructure with a magnetostrictive effect, converting mechanical stress into an electrical signal, has been developed. The model's fundamental principles and the dependence of the element's output voltage on mechanical stress in the absence of an external magnetic field are described.

Key words: magnetostriction effect, magnetoresistive effect, thin-film nanostructures, magnetic straintronics.

СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК В ОКСИБОРАТАХ Co_2MeBO_5 ($\text{Me} = \text{Co}, \text{Fe}$)

А.Г. Смольников¹, М.Е. Кашникова¹, Н.А. Уткин¹,
А.Ф. Садыков¹, Н.В. Казак²

¹Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

²Институт физики им. Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр
КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

E-mail: Smolnikov@imp.uran.ru

В работе представлены результаты исследования методами Мёссбауэровской и ЯМР спектроскопии оксиборатных систем Co_2MeBO_5 ($\text{Me} = \text{Co}, \text{Fe}$) в парамагнитной и магнитоупорядоченной фазах. Одноосная магнитная анизотропия исследуемых систем при использовании сильных магнитных полей дает возможность получения ориентированных вдоль легкой оси намагничивания образцы (аналог монокристалла). Исследование ориентированных образцов позволило экспериментально определить величину и направление сверхтонкого магнитного поля, компоненты и направление главной оси тензора градиента электрического поля на позициях ядер ^{57}Fe и ^{59}Co .

Ключевые слова: Ферримагнетизм, сверхтонкие взаимодействия, магнитная анизотропия.

Введение

В последнее время особое внимание исследователей привлекают оксибораты переходных металлов, обладающих чрезвычайным разнообразием кристаллических структур и физических свойств. Такое разнообразие вызвано особенностями строения электронной оболочки бора со склонностью к формированию бор-кислородных групп в виде треугольников BO_3 и тетраэдров BO_4 . Такие группы, объединяясь через общие углы или/и ребра, могут формировать пиро группы $(\text{B}_2\text{O}_5)^{4-}$, кольца $(\text{B}_3\text{O}_6)^{3-}$, цепочки $(\text{B}_2\text{O}_4)^{2-}$ и т.д. В магнитных боратах число степеней свободы увеличивается за счет вкладов спиновой и орбитальной подсистем, создавая широкий спектр взаимодействий и открывая новые механизмы взаимосвязи.

Исследуемый в данной работе гомометаллический Co_3BO_5 занимает особое место среди оксиборатов. Этот материал является сильно анизотропным ферримагнетиком с анизотропией типа легкая ось (EMD) и температурой Нееля $T_N = 42 \text{ K}$ [1 – 3]. Подобные материалы обладают рядом полезных отличительных свойств для использования в быстродействующих устройствах [4, 5]. Ионы кобальта в структуре Co_3BO_5 имеют 4-е неэквивалентные позиции, формируя искаженные кислородные октаэдры CoO_6 . Ионы Co^{3+} находятся в низкоспиновом состоянии ($S = 0$) в позиции ($\text{Me}4$), а ионы Co^{2+} со спином $S = 3/2$ в позициях $\text{Me}1$, $\text{Me}2$ и $\text{Me}3$, определяя ферримагнитные свойства (рис. 1). Некоторые работы указывают на наличие в Co_3BO_5 спиновой трансформации ионов кобальта Co^{3+} (спин-кроссовер) при высоких (500-700 K) температурах [6].

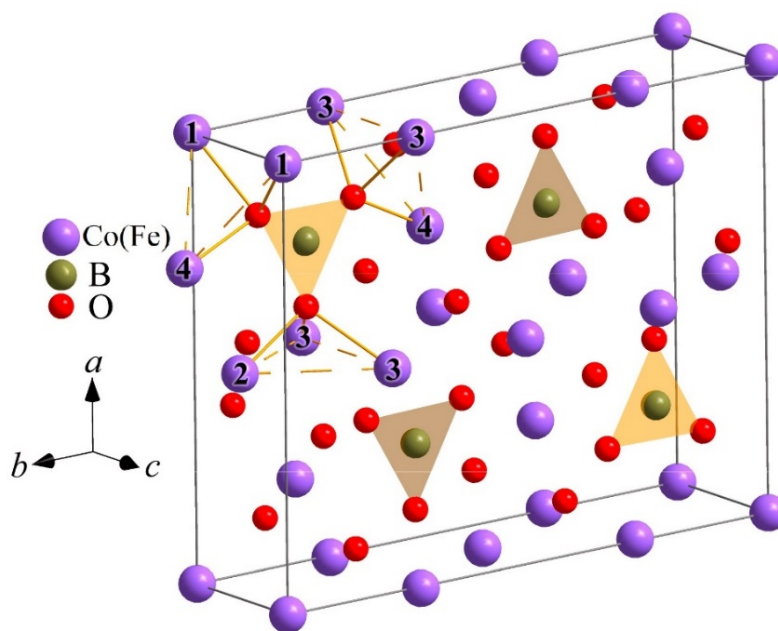


Рисунок 1 – Фрагмент кристаллической структуры Co_2MeBO_5 ($\text{Me} = \text{Co}, \text{Fe}$), цифрами 1-4 обозначены неэквивалентные позиции ионов $\text{Co}(\text{Fe})$

Замена диамагнитных ионов Co^{3+} магнитными ионами Fe^{3+} в Co_2FeBO_5 приводит к изменению магнитных свойств: повышению температуры ферромагнитного перехода ($T_{N2} = 70 \text{ K}$) и появлению дополнительного антиферромагнитного перехода ($T_{N1} = 114 \text{ K}$), уменьшению остаточной намагниченности при сохранении аксиальной анизотропии, увеличению коэрцитивного поля [2, 8]. Подобные изменения можно объяснить наличием антиферромагнитной связи между подрешётками Co и Fe , что находит свое подтверждение в измерениях методом XMCD [6].

Таким образом, трехвалентные ионы в структуре $\text{Me}^{2+}_2\text{Me}^{3+}\text{BO}_5$ играют значительную роль в зарядовом и магнитном балансах, определяя магнитные и электрические свойства системы, что отражается на формирующемся при низких температурах магнитном порядке.

Наиболее прямым методом определения пространственной ориентации спиновых моментов магнетиков является метод порошковой нейтронной дифракции (NPD). Однако в части исследований боратов с природным содержанием изотопа ^{10}B NPD исследование затруднено вследствие высокого сечения поглощения нейтронного излучения данного изотопа. В данной работе мы использовали методы ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и Мёссбауэровской спектроскопии для исследования локального зарядового и магнитного окружения ядер зондов в исследуемых образцах Co_2MeBO_5 ($\text{Me} = \text{Co}, \text{Fe}$). В качестве таких ядер выступали $^{10,11}\text{B}$, ^{57}Fe , ^{59}Co . На сегодняшний день в литературе уже имеются достаточно подробные данные Мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe образца Co_2FeBO_5 [7]. Однако, в отличие от работы [7], нами были получены данные на ориентированных вдоль EMD порошках. Такой подход позволил получить более детальную информацию о локальном зарядовом окружении ядер железа.

1. Образцы и методы исследования

Образцы, исследованные в данной работе, представляли из себя порошок, полученный путем размалывания высококачественных монокристаллов, синтезированных в Институте физики им. Л.В. Киренского. Подробно с методом синтеза и аттестации образцов можно ознакомиться в работах [7, 8].

Измерения ЯМР проводили с использованием двух импульсных спектрометров, оснащенных сверхпроводящими соленоидами с полями в центре $H_0 = 92.8$ кЭ и 117.4 кЭ. Все представленные ЯМР-спектры были получены с помощью стандартной последовательности импульсов спин-эхо $\tau_p - t_{del} - \tau_p - t_{del} - echo$, длительность импульса τ_p не превышала 2 мкс, а наиболее короткое время между импульсами t_{del} составляло 15 мкс. Образцы для ЯМР спектроскопии ориентировались с использованием парафиновой матрицы.

Мёссбауэровские спектры были получены на спектрометре MS-2201 с использованием резонансного детектора $^{57}\text{Fe}(\text{Cr})$ в просвечивающей геометрии при температуре $T = 295$ К. Источником γ -излучения служил изотоп $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$ с активностью 30 мКи. Экспериментальные спектры были обработаны при помощи программного обеспечения Univem MS. В качестве эталона использовалось карбонильное α -железо.

Образцы для Мёссбауэровской спектроскопии ориентировались следующим образом. Порошок помещался в специальный пластиковый контейнер и заливался спиртовым клеевым раствором. Вклада в Мёссбауэровский спектр от материалов контейнера и клея в спектры не обнаружено. Далее контейнер с образцом помещался в центр сверхпроводящего соленоида ЯМР (92.8 кЭ) и находился там до полного испарения спирта и полимеризации клея. Образец помещался таким образом, что магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости дна контейнера. Таким образом, кристаллиты образца структурированы так, что их EMD направлена перпендикулярно плоскости контейнера, вдоль направления γ -излучения от источника к детектору. По данным работы [8] EMD для систем Co_2MeBO_5 ($\text{Me} = \text{Co}, \text{Fe}$) совпадает с осью b кристалла ($\text{EMD} \parallel b$).

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На Рис. 2а представлен спектр ЯМР, полученный на ориентированном образце Co_3VO_5 при температуре парамагнитного (PM) состояния образца. В спектре четко наблюдаются семь локальных максимума. Спектр удовлетворительно обрабатывается в предположении соответствия ^{59}Co ($^{59}\text{I} = 7/2$) для монокристалла с центральным и шестью сателлитным переходами (2^{59}I). Подобная структура спектра возникает в результате взаимодействия квадрупольного момента ядра $e^{59}\text{Q}$ с градиентом электрических полей создаваемым его зарядовым окружением.

На Рис. 2б представлен полученный при комнатной температуре Мёссбауэровский спектр на ориентированном образце Co_2FeBO_5 и результат его обработки. Спектр удовлетворительно обрабатывается в предположении наличия в спектре четырех линий разной интенсивности и формы. Параметры аппроксимации, изомерный сдвиг и квадрупольное расщепление, хорошо согласуется с результатами более ранних работ [6-8]. Однако в полученных нами спектрах наблюдается явная асимметрия, что очевидно связано со структурированием исследуемого нами образца. Полученный спектр удовлетворительно обрабатывается в предположении, что угол между осью b кристалла ($\text{EMD} \parallel b$) и главной осью тензора градиента электрического поля (ГЭП) Oz для наиболее интенсивной линии составляет 45° .

Спектры ЯМР ^{59}Co (Рис. 2а) аппроксимируются теоретической кривой с тем же направлением главной оси ГЭП к внешнему магнитному полю, при этом значение квадрупольной частоты $\nu_Q = 2.91(1)$ МГц, с параметром асимметрии $\eta = 0.33(2)$.

На Рис. 2в, г представлены спектры ЯМР, полученные на ориентированных образцах при температуре $T = 4.2$ К в магнитоупорядоченном (FM) состоянии образцов в отсутствие внешнего магнитного поля $H_0 = 0$. В этом случае ЯМР происходит в магнитном поле, наводимым на ядро зонд его локальным магнитным окружением.

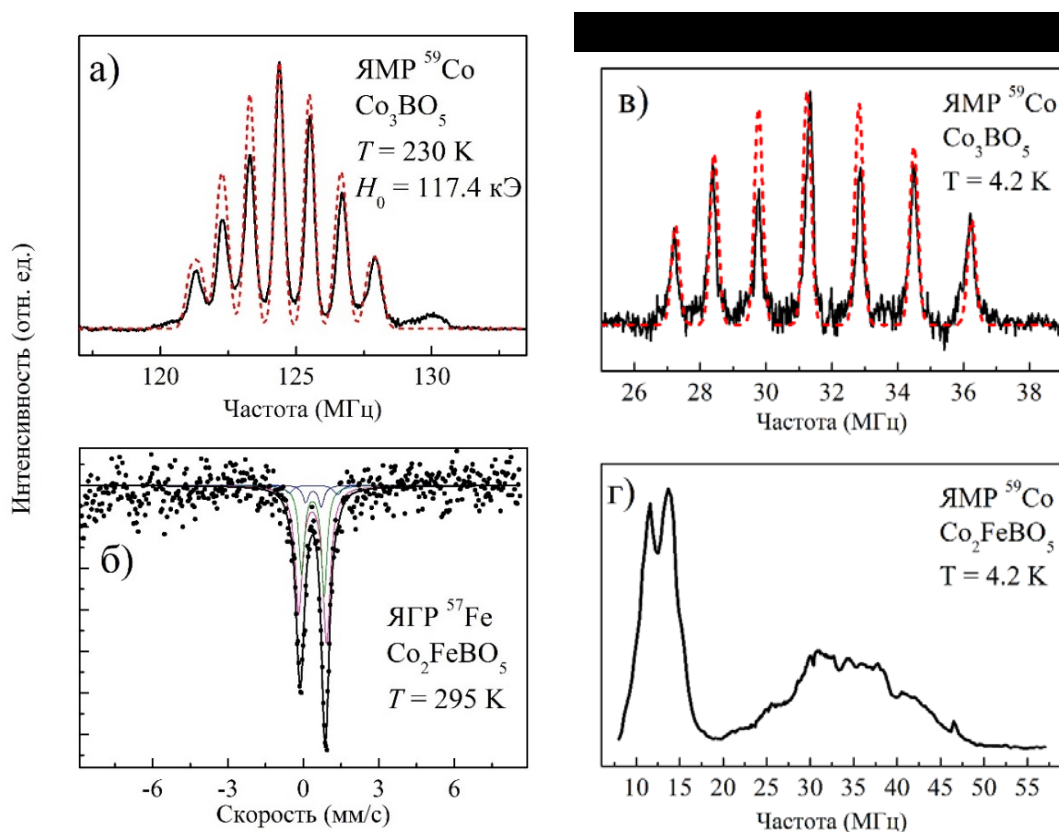


Рисунок 2 – а) Спектр ЯМР ^{59}Co в РМ фазе Co_3BO_5 ;
 б) Мёссбауэровский спектр Co_2FeBO_5 и результат его обработки;
 в) Спектр ЯМР ^{59}Co в FM фазе Co_3BO_5 в локальном поле;
 г) Спектр ЯМР в FM фазе Co_2FeBO_5 . Пунктирные линии – результат обработки спектров

Форма спектра, полученная в Co_3VO_5 в FM фазе подобна спектру, полученному в РМ состоянии. Вместе с тем, в Co_2FeVO_5 в ЯМР спектр на тех же частотах значительно уширяется, а в области частот 8 – 18 МГц наблюдается дополнительные интенсивные сигналы. Уширение линии свидетельствует о большей локальной зарядовой и магнитной неоднородности ионов Co в Co_2FeVO_5 в сравнении с Co_3VO_5 . Следовательно, ионы Fe , наиболее вероятно, занимают нерегулярные позиции в структуре Co_2FeVO_5 . Природа низкочастотных сигналов ЯМР (8 – 18 МГц) до конца не выяснена. Однако данные сигналы могут принадлежать ядрам ионов ^{57}Fe , поскольку подобных сигналов в Co_3VO_5 не наблюдается.

Спектр ЯМР ^{59}Co в FM фазе Co_3VO_5 обрабатывается теоретической кривой с параметрами для тензора ГЭП в РМ фазе. При этом локальное поле имеет значение 31.2(2) кЭ, а угол с главной осью ГЭП Oz 16° . Это свидетельствует о том, что наблюдаемые нами сигналы ЯМР ^{59}Co в РМ и FM фазах от ядер ионов, находящихся в структурно эквивалентных позициях. Наиболее вероятно, что сигналы ЯМР относятся к ядрам слабомагнитных ионов Co^{3+} в низкоспиновом состоянии. При этом, направление спиновых моментов на ионе кобальта не совпадает с осью b кристалла.

Заключение

С использованием сильных магнитных полей получены ориентированные вдоль легкой оси намагничивания образцы оксиборатов Co_2MeVO_5 ($\text{Me} = \text{Co}, \text{Fe}$) и исследованы с использованием ЯМР и Мёссбауэровской спектроскопии. Полученные данные позволили определить параметры тензора ГЭП и направление его главной оси Oz по отношению к ЕМД. Определена величина и направление локального сверхтонкого поля на ядрах ионов Co . Наиболее вероятно, полученные данные относятся к ионам Co^{3+} находящимся в низкоспиновом состоянии.

Сравнительный анализ спектров ЯМР ^{59}Co в системах Co_3VO_5 и Co_2FeVO_5 указывает на сохранение состояний ионов Co^{3+} при замещении $\text{Co} - \text{Fe}$. Вместе с тем, значительное неоднородное уширение линии ЯМР ^{59}Co в Co_2FeVO_5 указывает на нерегулярный характер локализации ионов железа.

Исследование выполнено при поддержке РНФ проект № 25-22-00507.

Список литературы

1. N.B. Ivanova, A.D. Vasil'ev, D.A. Velikanov, N.V. Kazak, S.G. Ovchinnikov, G.A. Petrakovskii, and V.V. Rudenko. "Magnetic and electrical properties of cobalt oxyborate Co_3BO_5 ." *Physics of the Solid State* 2007, **49**, 651-653.
2. D.C. Freitas, M.A. Continentino, R.B. Guimaraes, J.C. Fernandes, J. Ellena, and L. Ghivelder. "Structure and magnetism of homometallic ludwigites: $\text{Co}_3\text{O}_2\text{BO}_3$ versus $\text{Fe}_3\text{O}_2\text{BO}_3$." *Physical Review B* 2008, **77**, 184422.
3. Yu.V. Knyazev, N.V. Kazak, I.I. Nazarenko, S.N. Sofronova, N.D. Rostovtsev, J. Bartolomé, A. Arauzo, and S.G. Ovchinnikov. "Effect of magnetic frustrations on magnetism of the Fe_3BO_5 and Co_3BO_5 ludwigites." *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 2019, **474**, 493-500.
4. Kim, S.K. Fast and efficient switching with ferrimagnets. *Nat Electron* 2020, **3**, 18–19.
5. Siddiqui, S. A., Han, J., Finley, J. T., Ross, C. A., & Liu, L. Current-induced domain wall motion in a compensated ferrimagnet. *Physical Review Letters*, 2018, **121(5)**, 057701.
6. Molokeev, M.V. Gorev, S.G. Ovchinnikov, Z.V. Pchelkina, V.V. Gapontsev, S.V. Streltsov, J. Bartolomé, A.Arauzo, V.V. Yumashev, S.Yu. Gavrilkin, F. Wilhelm, A. Rogalev. Spin state crossover in Co_3BO_5 , *Physical Review B* 2021, **103**, 094445.
7. Knyazev, Y. V., Kazak, N. V., Zhandun, V. S., Bartolomé, J., Arauzo, A., Belskaya, N. A., et al. Electronic and magnetic states of Fe ions in Co_2FeBO_5 . *Dalton Transactions*, 2021, **50(28)**, 9735-9745.
8. N. B. Ivanova, N. V. Kazak, Yu. V. Knyazev, D. A. Velikanov, L. N. Bezmaternykh, S. G. Ovchinnikov, A. D. Vasiliev, M. S. Platunov, J. Bartolomé, and G. S. Patrin, Crystal structure and magnetic anisotropy of ludwigite $\text{Co}_2\text{FeO}_2\text{BO}_3$, *J. Exp. Theor. Phys*, 2011, **113**, 1015.

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ СПИН-ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА С СИНТЕТИЧЕСКИМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОМ В КИЛОЭРСТЕДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Д.В. Васильев¹, О.П. Поляков², П.А. Поляков², Е.П. Орлов¹,
В.В. Амеличев¹, Д.В. Костюк¹, С.И. Касаткин³

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Научно-производственный комплекс «Технологический центр»,
Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук,
Москва, Россия

E-mail: 29diman05@mail.ru

Предложена теоретическая модель спин-туннельного перехода с синтетическим антиферромагнетиком, в рамках которой перемагничивание описывается как когерентное вращение векторов намагниченности. Получена экспериментальная зависимость магнитосопротивления спин-туннельного перехода с синтетическим антиферромагнетиком в килоэрстедных магнитных полях. Показана качественная и количественная сходимость экспериментальных и теоретических результатов исследований.

Ключевые слова: магнитосопротивление, магнитное поле, когерентное вращение намагниченностей, спин-туннельный переход, синтетический антиферромагнетик, одноосная анизотропия.

Введение

Значительное изменение сопротивления в спин-туннельных магниторезистивных (СТМР) наноструктурах способствует их широкому применению в преобразователях магнитного поля (ПМП) [1], микросхемах энергонезависимой магниторезистивной памяти [2], элементах спиновой логики [3], спиновых транзисторах [4].

Основными достоинствами памяти на основе СТМР наноструктур являются энергонезависимость, практически неограниченное число циклов перезаписи, стойкость к воздействию внешних механических и климатических факторов, стойкость к специальным внешним воздействующим факторам, включая тяжёлые заряженные частицы [5].

Преобразователи магнитного поля на основе СТМР наноструктур благодаря высокой чувствительности к магнитному полю, энергопотреблению на уровне сотен и десятков мкА являются перспективными изделиями. Также высокая конкурентоспособность преобразователей обеспечивается за счет того, что технология их изготовления успешно интегрирована с КМОП-технологией. Данный факт подтверждается прогнозом Yole Development [6], согласно которому к 2027 году доля преобразователей магнитного поля на основе СТМР наноструктур может увеличиться до 13% от глобального рынка преобразователей магнитного поля.

Спин-туннельный переход (СТП) состоит из двух ферромагнитных слоев, разделенных барьерным слоем, один из ферромагнетиков имеет свободную ориентацию намагниченности слоя, другой – фиксированную. Для фиксации намагниченности используют антиферромагнетик, на границе раздела формируется обменное взаимодействие, которое влияет на перемангничивание свободного слоя и может сместить петлю гистерезиса из симметричного положения относительно нулевого значения магнитного поля.

Для подавления паразитного поля и минимизации смещения петли гистерезиса свободного слоя применяется синтетический антиферромагнетик (САФ), представляющий собой совокупность двух ферромагнитных слоев, между которыми расположен тонкий немагнитный слой. В скомпенсированном САФ ориентация векторов намагниченности ферромагнитных слоев антипараллельна за счет косвенной обменной связи. Чтобы разрушить антипараллельную ориентацию векторов намагниченности ферромагнитных слоев нужна высокая температура и сильное внешнее магнитное поле. Таким образом, САФ обеспечивает температурную стабильность и стойкость к внешним воздействиям.

При разработке и проектировании новых изделий и устройств спинтроники необходимо иметь данные о зависимости магнитосопротивления СТМР наноструктур с САФ и выходными электрофизическими характеристиками изделий, поэтому разработка и изучение теоретической модели перемангничивания СТП и её сравнение с экспериментальными результатами является актуальной задачей.

Теоретическая модель СТП с САФ

В качестве теоретической модели предлагается модель однородного когерентного перемангничивания, которая в достаточной точности качественно и количественно описывает зависимости магнитосопротивления СТП. Рассматриваемая модель исходит из анализа суммарной плотности магнитной энергии СТП, состоящего из совокупности тонких слоев (рисунок 1).

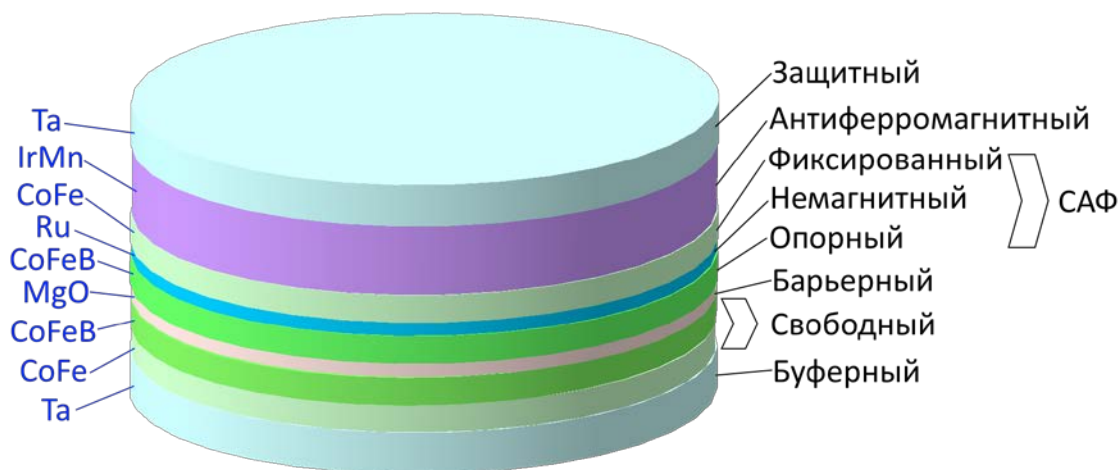


Рисунок 1 – Эскиз СТП

Пренебрежем взаимодействием свободного слоя с опорным слоем, т.е. перемангничивание свободного слоя и САФ независимо, тогда суммарная плотность магнитной энергии примет вид [7]:

$$E_{tot}(\theta_f, \theta_r, \theta_p) = E_f(\theta_f) + E_{SAF}(\theta_r, \theta_p), \quad (1)$$

где $E_f(\theta_f)$ и $E_{SAF}(\theta_r, \theta_p)$ – энергии свободного слоя и САФ соответственно, которые могут быть записаны как [7]

$$\begin{aligned} E_f(\theta_f) &= -\mu_0 H M_f t_f \cos(\theta_f - \theta_H) + K_f t_f \sin^2(\theta_f - \theta_{f0}), \\ E_{SAF}(\theta_r, \theta_p) &= -K_{eb} \cos(\theta_p - \theta_{eb}) + J_{SAF} \cos(\theta_p - \theta_r) \\ &\quad - \mu_0 H M_r t_r \cos(\theta_r - \theta_H) - \mu_0 H M_p t_p \cos(\theta_p - \theta_H) + \\ &\quad K_r t_r \sin^2(\theta_r - \theta_{r0}) + K_p t_p \sin^2(\theta_p - \theta_{p0}). \end{aligned} \quad (2)$$

где $\theta_f, \theta_r, \theta_p$ – углы ориентации относительно оси X векторов намагниченности $\vec{M}_f, \vec{M}_r, \vec{M}_p$; H – величина напряженности внешнего магнитного поля, θ_H – угол ориентации вектора напряженности внешнего магнитного поля $\vec{H}$, θ_{eb} – угол ориентации оси однонаправленной анизотропии, $\theta_{f0}, \theta_{r0}, \theta_{p0}$ – ориентации осей одноосной анизотропии соответственно свободного, опорного и фиксированного слоев СТП, t_f, t_r, t_p – толщины свободного, опорного и фиксированного слоев.

Согласно [7] безразмерная поверхностная плотность магнитной энергии САФ выражается как

$$\begin{aligned} e_{SAF}(\theta_r, \theta_p) &= -h_{eb} \cos(\theta_p - \theta_{eb}) + h_{SAF} \cos(\theta_p - \theta_r) \\ &\quad - 2h\nu \cos(\theta_r - \theta_H) - 2h \cos(\theta_p - \theta_H) + \\ &\quad h_r \nu \sin^2(\theta_r - \theta_{r0}) + h_p \sin^2(\theta_p - \theta_{p0}), \end{aligned} \quad (3)$$

где $h = \frac{H}{M_p}$, $h_{eb} = \frac{H_{eb}}{M_p}$, $h_{SAF} = \frac{H_{SAF}}{M_p}$, $h_r = \frac{H_r}{M_p}$, $h_p = \frac{H_p}{M_p}$, ν – параметр компенсации намагниченности ферромагнитных слоев САФ, $\nu = \frac{M_r t_r}{M_p t_p}$. Эффективные

константы полей одноосной анизотропии определены как [7]

$$H_{eb} = \frac{2K_{eb}}{\mu_0 M_p t_p}, \quad H_{SAF} = \frac{2J_{SAF}}{\mu_0 M_p t_p}, \quad H_r = \frac{2K_r}{\mu_0 M_r}, \quad H_p = \frac{2K_p}{\mu_0 M_p}. \quad (4)$$

Для случая, когда $\theta_H = \pi$, выражение (3) для безразмерной поверхностной плотности энергии слоев САФ может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} e_{SAF}(\theta_r, \theta_p) &= h_{eb} \cos(\theta_p) + h_{SAF} \cos(\theta_p - \theta_r) \\ &\quad 2h\nu \cos(\theta_r) + 2h \cos(\theta_p) + \\ &\quad h_r \nu \sin^2(\theta_r) + h_p \sin^2(\theta_p). \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнение (5) может быть решено численно из условия достижения минимума.

Магнитосопротивление СТП определяется по формуле:

$$R(\alpha) = R_p + (R_{ap} - R_p) \frac{(1 - \cos(\theta_f - \theta_r))}{2}, \quad (6)$$

где R_p – сопротивление СТП при параллельной ориентации свободного и опорного слоев, R_{ap} – сопротивление СТП при антипараллельной ориентации магнитных слоев.

Рисунок 2 иллюстрирует экспериментальную зависимость магнитосопротивления СТП на основе многослойной наноструктуры Ta / Co₉₅Fe₅ / Co₄₀Fe₄₀B₂₀ / MgO / Co₄₀Fe₄₀B₂₀ / Ru (8 Å) / Co₉₅Fe₅ / Ir₂₀Mn₈₀ / Ta.

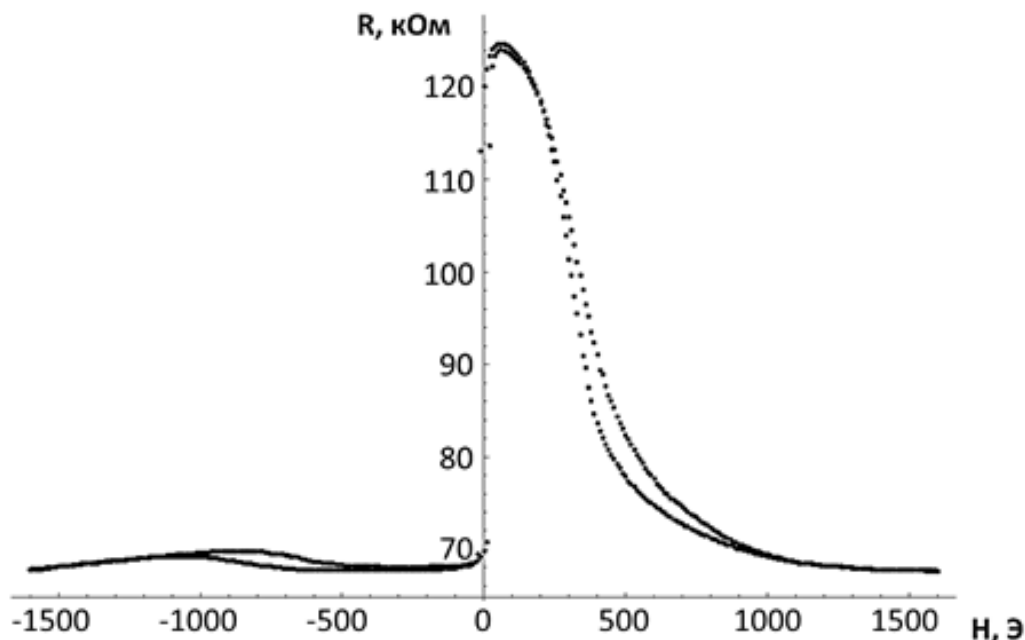


Рисунок 2 – Экспериментальная зависимость магнитосопротивления СТП

Определение физических параметров (4) многослойной наноструктуры является необходимым условием для построения теоретической кривой в соответствии с выражением для плотности энергии (5). Значения этих параметров в зависимости от способа изготовления могут иметь значительный разброс, что усложняет сравнение теоретических и экспериментальных результатов исследований.

Как правило, подбор параметров осуществляется по критерию максимального соответствия теоретической зависимости экспериментальным данным, при этом степень совпадения кривых определяется комбинацией данных параметров.

Если принять безразмерные параметры h_{eb} и h_{saf} , равными 0,026 и 0,052, то кривая примет вид, представленный на рисунке 3.

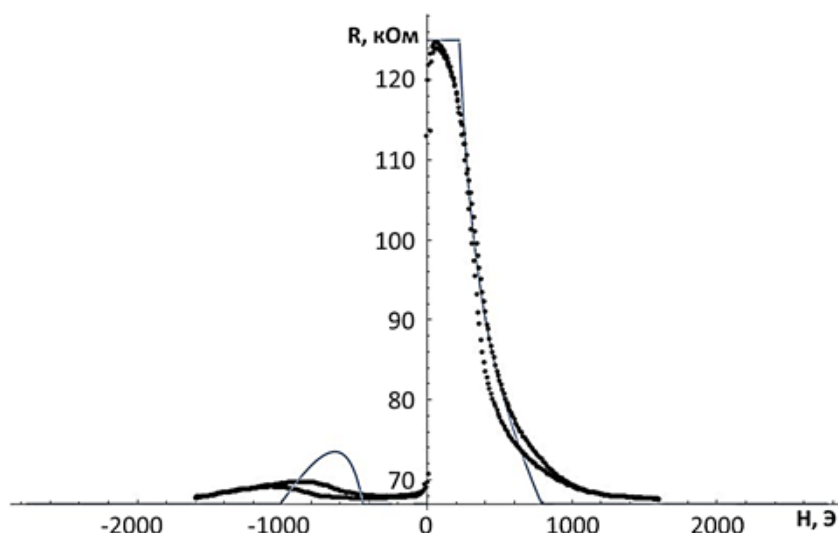


Рисунок 3 – Совмещение экспериментальной и теоретической зависимости магнитосопротивления СТП с учетом $h_{eb} = 0,026$ и $h_{saf} = 0,052$

Хотя правые части графиков согласуются, наблюдается расхождение в положении экстремума на левом участке.

Другой подход заключается в определении характерных параметров перемангничивания $H_1=260$ Э, $H_2=1068$ Э из экспериментальной зависимости, с помощью которых могут быть определены требуемые величины.

$$h_1 = \frac{H_1}{4\pi M_S} = \frac{260 \text{ Э}}{4\pi \cdot 1335 \text{ Гс}} = 0,0155; \quad h_2 = \frac{H_2}{4\pi M_S} = \frac{1068 \text{ Э}}{4\pi \cdot 1335 \text{ Гс}} = 0,0626. \quad (7)$$

В рамках рассматриваемой теории находим

$$h_{eb} = 0,0257; \quad h_{saf} = 0,0684. \quad (8)$$

Для полученных значений результат совмещения теоретической и экспериментальной кривых приведен на рисунке 4.

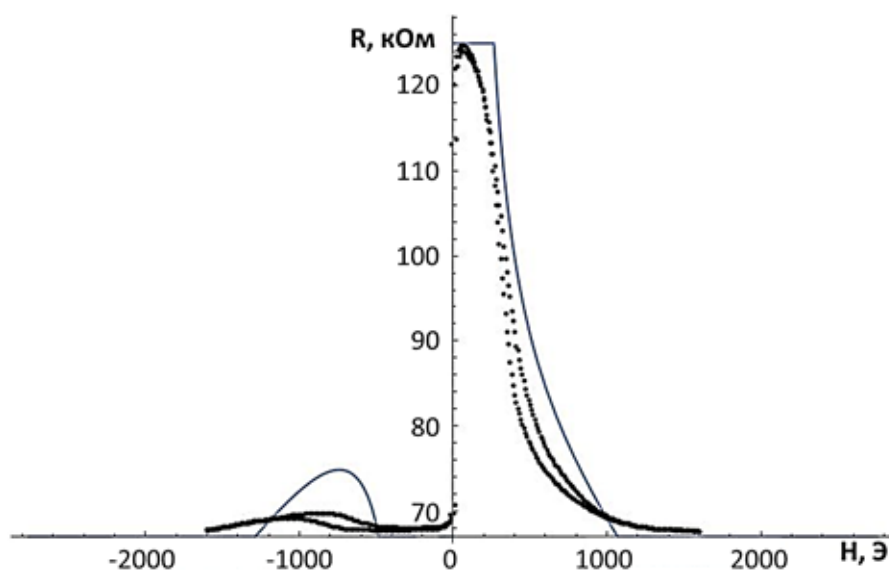


Рисунок 4 – Совмещение экспериментальной и теоретической зависимости магнитосопротивления СТП с учетом $h_{eb} = 0,0257$ и $h_{saf} = 0,0684$

В правой части графиков следует отметить расхождение теоретической кривой от экспериментальной, в левой части области экстремумов совпадают, но при этом их амплитуды значительно различаются.

Рисунок 5 показывает результат аппроксимации методом наименьших квадратов, безразмерные параметры составляют

$$h_{eb} = 0,017350; \quad h_{saf} = 0,059284. \quad (9)$$

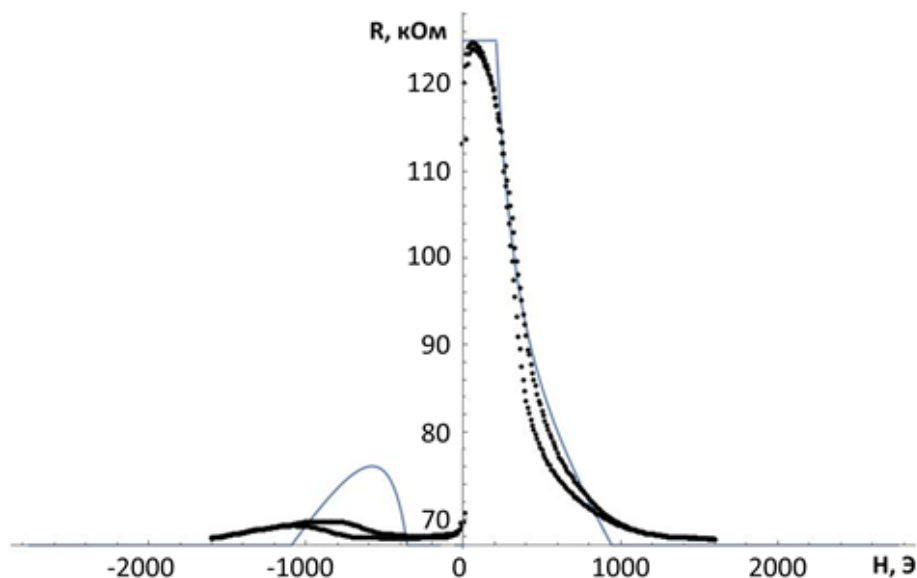


Рисунок 5 – Совмещение экспериментальной и теоретической зависимости магнитосопротивления СТП с учетом $h_{eb} = 0,017350$ и $h_{saf} = 0,059284$

Аппроксимация методом наименьших квадратов продемонстрировала наилучшее совпадение теоретической зависимости с экспериментальной кривой.

Заключение

Изготовлен и исследован СТП на основе СТМР наноструктуры с САФ Ta / Co₉₅Fe₅ / Co₄₀Fe₄₀B₂₀ / MgO / Co₄₀Fe₄₀B₂₀ / Ru (8 Å) / Co₉₅Fe₅ / Ir₂₀Mn₈₀ / Ta.

Разработана теоретическая модель перемагничивания СТП, в основе которой лежит представление о когерентном вращении векторов намагниченности. С помощью различных подходов подобраны безразмерные параметры, необходимые для построения теоретической кривой. Наилучшее совпадение наблюдалось при аппроксимации методом наименьших квадратов.

Прогнозирование магнитных параметров на основании разработанной теоретической модели значительно упрощает процесс разработки конструкции спинтронных устройств на основе СТМР наноструктур с САФ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения НИР «Теоретические и экспериментальные исследования конструктивно-технологических решений для создания энергоэффективных преобразователей магнитного поля на основе спин-туннельных магниторезистивных наноструктур с синтетическим антиферромагнетиком», шифр FNRМ-2025-0008.

Исследование параметров напыляемых наноструктур осуществлялось с помощью измерительных приборов ЦКП «Функциональный контроль и диагностика микро- и наносистемной техники» на базе НПК «Технологический центр».

Литература

1. B. Dieny, I. L. Prejbeanu, K. Garello, “Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry,” *Nature Electronics*, vol. 3, pp. 446-459, 2020.
2. P. Girard, Yu. Cheng, A. Virazel, W. Zhao, R. Bishnoi, M. B. A. Tahoori, “Survey of Test and Reliability Solutions for Magnetic Random Access Memories,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 109, № 2, P. 149-169, 2021.
3. H. Mahmoudi, T. Windbacher, V. Sverdlov, S. Selberherr, “Implication logic gates using spin-transfer torque-operated magnetic tunnel junctions for intrinsic logic in-memory,” *Solid State Electron*, vol. 84, pp. 191-197, 2013.
4. С. И. Касаткин, Н. П. Васильева, А. М. Муравьев. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе. – М.: Электронинформ, 2005. – 168 с.
5. И. Романова, “Магниторезистивная память MRAM компании Everspin Technologies,” *Электроника. Наука. Технология. Бизнес*, т. 8, № 140, с.72-79, 2014.
6. Сайт компании Yole Developement. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.yole.fr/> (дата обращения: 02.06.2025) [Yole Magnetic Sensor Market and Technology Report 2022].
7. D. V. Vasilyev, P. A. Polyakov, V. V. Amelichev, D. V. Kostyuk, O. P. Polyakov, S. I. Kasatkin, “Features of Magnetization Reversal in Magnetic Layers of a Synthetic Antiferromagnet in a Spin-Tunnel Element,” *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 89, № 9, pp. 1463-1469, 2025.

MAGNETORESISTANCE OF A SPIN-TUNNEL JUNCTION WITH A SYNTHETIC ANTIFERROMAGNET IN KILOOERSTED MAGNETIC FIELDS

**D.V. Vasilyev¹, O.P. Polyakov², P.A. Polyakov², E.P. Orlov¹,
V.V.Amelichev¹, D.V. Kostyuk¹, S.I. Kasatkin³**

¹Scientific-Manufacturing Complex «Technological Centre», Moscow, Russia

²Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

³V. A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russia

E-mail: 29diman05@mail.ru

A theoretical model of a spin-tunnel junction with a synthetic antiferromagnet has been developed, in which the magnetization reversal is described as a coherent rotation of magnetization vectors. The experimental dependence of the magnetoresistance of the spin-tunnel junction with a synthetic antiferromagnet in kiloOersted magnetic fields has been obtained. A qualitative and quantitative agreement between the experimental and theoretical research results has been demonstrated.

Keywords: magnetoresistance, magnetic field, coherent magnetization rotation, spin-tunnel junction, synthetic antiferromagnet, uniaxial anisotropy.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ
ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ
ПРИ ОДНОРОДНОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ
ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК
ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

А.В. Матюнин¹, Г.М. Николадзе¹, П.А. Поляков¹

¹ФГБОУ ВО «Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Россия, Москва

E-mail: physphak@mail.ru

В данной работе исследованы области когерентного квазистационарного перемагничивания плёнок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией под воздействием внешнего магнитного поля, вращающегося в плоскости плёнки. В исследуемой плёнке также присутствуют двухосная и одноосная анизотропии, совпадающие с осями лёгкого намагничивания. Установлено наличие в плёнке областей когерентного и некогерентного перемагничивания (выявлено четыре таких области).

Ключевые слова: магнитооптическая установка, магнитооптические исследования, анизотропия, плёнки ферритов-гранатов, доменная структура.

Введение

Условие когерентного изменения ориентации вектора намагниченности в магнитных плёнках является критически важным для корректной работы многих элементов магнитной спинтроники. Например, в магниторезистивных сенсорах магнитного поля, состоящих из последовательно соединённых десятков магнитных проводящих полосок микронных размеров (толщиной порядка десяти нанометров), чувствительность сенсора будет существенно зависеть от синхронного поворота вектора намагниченности во всех полосках при воздействии магнитного поля [1-4]. В спин-вентильных и спин-туннельных гетероструктурах, применяемых в элементах магнитной памяти и датчиках магнитного поля, также требуется режим когерентного вращения вектора намагниченности при воздействии внешнего магнитного поля [5,6]. Одним из способов добиться когерентного вращения является использование интенсивного магнитного поля с вектором напряжённости, превышающим критическое поле Стокера-Вольфарта [7,8], при котором может существовать только одна устойчивая ориентация вектора намагниченности в магнитной плёнке. Однако такой режим неприемлем для сенсоров магнитного поля, а при использовании в элементах магнитной памяти приводит к значительным энергетическим затратам.

В данной работе, продолжающей цикл ранее проведённых исследований [9], выполнены экспериментальные исследования условий когерентного вращения вектора намагниченности в магнитных плёнках ферритов-гранатов состава $(\text{YLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с плоскостной анизотропией и при наличии в плоскости плёнки двухосной и одноосной анизотропий. При помощи модернизированного варианта ранее разработанной магнитооптической установки (позволившего существенно упростить и улучшить процесс визуализации доменной структуры)

установлено наличие в исследуемой плёнке областей когерентного перемагничивания и некогерентного перемагничивания посредством зарождения и прорастания клиновидной доменной структуры. Определены значения углов ориентации вектора напряжённости H_p , отсчитываемые от горизонтальной оси (полярной оси), при которых разрушается состояние однородного намагничивания и, затем, происходит его восстановление. Таких областей при повороте вектора H_p на полный угол наблюдалось четыре.

1. Экспериментальная установка

Магнитооптические исследования проводились в плёнке ферритов-гранатов состава $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ [11] с эффективным полем плоскостной анизотропии $H_{Kp} = 1100$ Э и намагниченностью насыщения $M_s = 14$ Гс. В плоскости плёнки имелась двухосная анизотропия с эффективным полем $H_{K2} = 36$ Э и одноосная анизотропия с эффективным полем $H_{K1} = 4$ Э. Толщина плёнки $h = 4$ мкм. Техническое насыщение плёнки происходило в полях порядка $H_{sat} = 2.5$ Э. Плёнка имела форму неправильного четырёхугольника со средними поперечными размерами ≈ 1 см.

В отличие от ранее используемой магнитооптической установки (основанной на эффекте Фарадея) [10], в текущей работе был применён существенно модернизированный вариант данной установки (рис. 1). Главной частью установки являются три взаимно перпендикулярных пары колец Гельмгольца 3, совмещённых со светодиодной подсветкой образца (вставка на рис. 1), позволяющих задавать направление вектора напряжённости магнитного поля в любом направлении.

Величина вектора напряжённости определяется имеющимися в установке источниками питания 5 (*Mastech HY3003*), к которым подключён управляемый стабилизатор тока 6. Такая конфигурация позволяет получать максимальное значение модуля напряжённости магнитного поля, равное 25 Э. Компенсация земного магнитного поля производится этими же катушками (для этого требуется задавать значение каждой из компонент с некоторым начальным смещением).

Для наблюдения используется цифровая камера *Eakins* совместно с объективом *Зенитар-ME1* (4), подключённая к ноутбуку 1. Наблюдение доменной структуры осуществляется при помощи программы «*OBS Studio*». С помощью этого же ноутбука происходит и управление стабилизатором тока (управляющее стабилизатором программное обеспечение было разработано с учётом описанных в предыдущем абзаце требований). Для настройки магнитной системы дополнительно имеется магнитометр, основанный на микросхеме *LIS3MDL* (2).

Исследуемый образец закреплён в специально разработанном держателе (вставка на рис. 1), который может наклоняться на угол вплоть до 10° , так как наблюдение доменной структуры при помощи эффекта Фарадея требует наличия компоненты вектора намагниченности, направленной вдоль направления распространения света (вектор намагниченности исследуемой плёнки выходит из плоскости не более чем на 5°).

На рис. 2 показан пример доменной структуры, наблюдаемой при помощи модернизированного варианта магнитооптической установки. Видно, что доменная структура наблюдается весьма отчётливо.

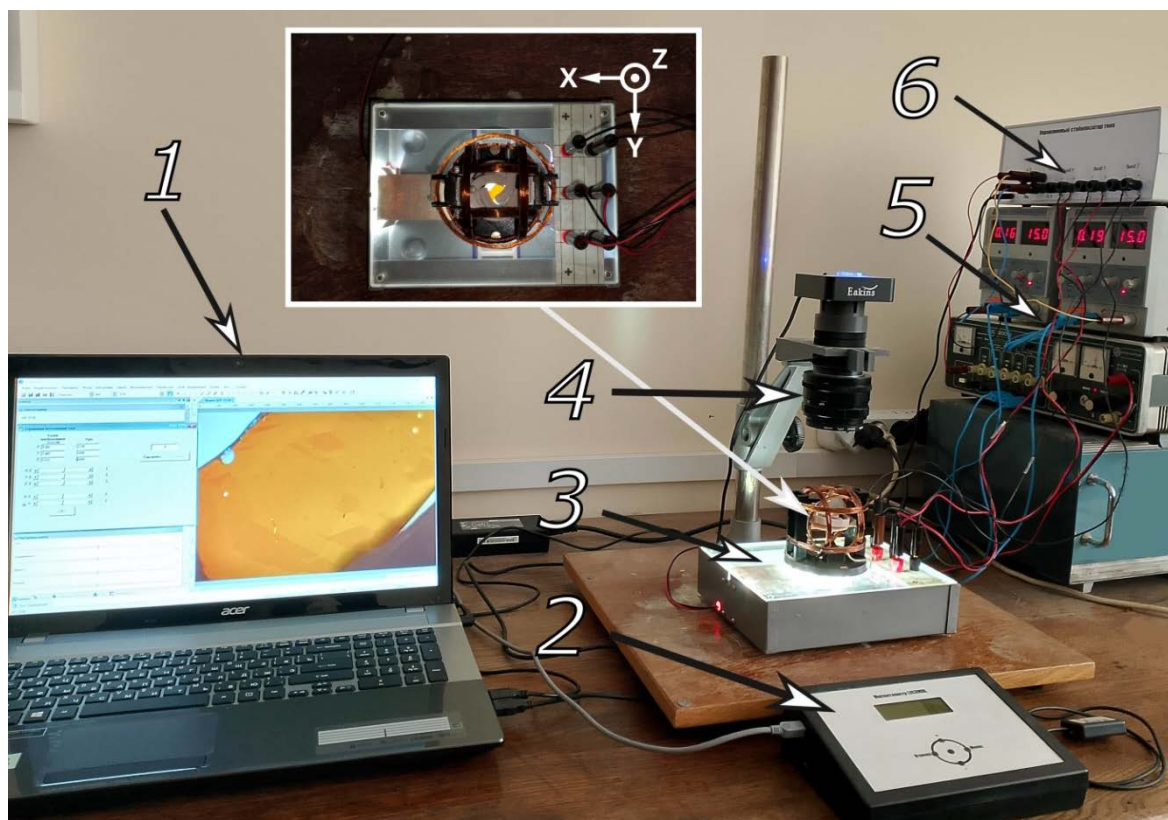


Рисунок 1 – Общий вид магнитооптической установки.

- 1 – ноутбук, 2 – магнитометр на основе микросхемы LIS3MDL,
 3 – кольца Гельмгольца (три взаимно перпендикулярных пары),
 совмещённые со светодиодной подсветкой образца,
 4 - камера Eakins с объективом Zeissar-ME1, 5 - источники питания подсветки (TEC 1300K)
 и магнитной системы (Mastech HY3003), 6 – управляемый стабилизатор тока

Вставка на рисунке 1: Три взаимно перпендикулярных пары колец



Рисунок 2– Изображение доменной структуры феррит-гранатовой плёнки, имеющей как двухосную, так и одноосную анизотропию в её плоскости. Перемагничивающее поле $H_p = 8$ Э

Гельмгольца (максимальное значение модуля напряжённости создаваемого поля — 25 Э). Компенсация земного магнитного поля производится этими же катушками.

2. Методика эксперимента и экспериментальные результаты

В плоскости плёнки прикладывалось магнитное поле, величина напряжённости которого фиксировалась, а направление квазистационарно поворачивалось на полный угол (вплоть до 360°). Изначально исследуемая плёнка была намагничена вдоль одной из осей лёгкого намагничивания (ОЛН) полем, превышающим поле технического насыщения H_{sat} . Эксперимент проводился при трёх величинах напряжённости перемагничивающего поля H_p : 8 Э, 16 Э, 24 Э. При помощи магнитооптической установки измерялись диапазоны углов, в пределах которых наблюдалось когерентное вращение вектора намагниченности, а также углов, в пределах которых происходило разрушение состояния однородного намагничивания и возникала доменная структура.

В таблице 1 представлены экспериментально найденные значения углов ориентации вектора напряжённости H_p , отсчитываемые от горизонтальной оси (полярной оси), при которых разрушается состояние однородного намагничивания и, затем, происходит его восстановление. Таких областей при повороте вектора H_p на полный угол наблюдалось четыре. Эти области обозначены в таблице 1 в верхней строке цифрами 1,2,3,4.

В таблице 2 для каждой из этих областей представлены средние значения углов, а также диапазон углов, при которых отсутствует состояние однородного намагничивания.

Таблица 1 – Значения углов ориентации вектора напряжённости H_p , отсчитываемого относительно полярной оси, при которых разрушается состояние однородного намагничивания и, затем, происходит его восстановление.

	1		2		3		4	
$H_p, \text{Э}$	$\alpha_1, ^\circ$	$\alpha_2, ^\circ$	$\alpha_3, ^\circ$	$\alpha_4, ^\circ$	$\alpha_5, ^\circ$	$\alpha_6, ^\circ$	$\alpha_7, ^\circ$	$\alpha_8, ^\circ$
8	10.9	21.8	88.3	113.3	194.5	206.8	269	295
16	13.5	19.6	98.6	112.3	197.1	202.8	278.2	292.6
24	17.1	19.5	101.7	110	194.1	199.4	281.4	290

Таблица 2 – Средние значения углов, а также диапазон углов, при которых отсутствует состояние однородного намагничивания.

	1		2		3		4	
$H_p, \text{Э}$	$\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}, ^\circ$	$\alpha_2 - \alpha_1, ^\circ$	$\frac{\alpha_3 + \alpha_4}{2}, ^\circ$	$\alpha_4 - \alpha_3, ^\circ$	$\frac{\alpha_5 + \alpha_6}{2}, ^\circ$	$\alpha_6 - \alpha_5, ^\circ$	$\frac{\alpha_7 + \alpha_8}{2}, ^\circ$	$\alpha_8 - \alpha_7, ^\circ$
8	16.35	10.9	100.8	25	200.6	12.3	282	26
16	16.5	6.1	105.4	13.7	199.8	6.5	285	14.4
24	16.8	5.4	105.8	8.3	197	5.3	285.7	8.6

Заключение

При помощи модернизированного варианта ранее разработанной магнито-оптической установки установлено наличие в исследуемой плёнке областей когерентного перемагничивания и некогерентного перемагничивания посредством зарождения и прорастания клиновидной доменной структуры (выявлено четыре таких области). Необходимо отметить, что актуальность и целостность данной работы подтверждается практичностью полученных в ней результатов: установленные в работе закономерности помогут разработчикам устройств спинтроники значительно увеличить быстродействие устройств на плёночных элементах.

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

Список литературы

1. E. Demirci. Magnetic and Magnetotransport Properties of Memory Sensors Based on Anisotropic Magnetoresistance. // J. Supercond. Nov. Magn. 2020. V. 33. PP. 3835-3840.
2. Chenying Wang, Wei Su, Zhongqiang Hu, Jiangtao Pu, Mengmeng Guan, Bin Peng, Lei Li, Wei Ren, Ziyao Zhou, Zhuangde Jiang and Ming Liu. Highly Sensitive Magnetic Sensor Based on Anisotropic Magnetoresistance Effect. // IEEE Trans. Magn. 2018. V. 54. № 11, PP. 1-3 (Art no. 2301103).
3. P.V. Sreevidya, Jakeer Khan, Harish C. Barshilia, C.M. Ananda, P. Chowdhury. Development of two axes magnetometer for navigation applications. // JMMM. 2018. V. 448. PP. 298-302.
4. Chong-Jun Zhao, Min Li, Jian-Wei Li, Lei Ding, Jiao Teng, Guang-Hua Yu. Noise reduction by magnetostatic coupling in geomagnetic-field sensors. // JMMM. 2014. V. 368. PP. 328-332.
5. Luong Van Su, Tuan Nguyen Anh, Khanh Hoang Quoc, Nguyen Nga Tuyet, Nguyen Tue Anh, Nguyen Anh Tuan, Giap Cuong Van. Magnetoresistive performances in exchange-biased spin valves and their roles in low-field magnetic sensing applications. // J. Sci-Adv. Mater. Dev. 2018. V. 3. No. 4. PP. 399-405.
6. Limeira V.P.C., Nagamine L.C.C.M., Geshev J., Cornejo D.R., Garanhan F.J. Misaligned anisotropies in spin-valve films studied through magnetoresistance and magnetization measurements. // J. Phys.: Condens. Matter. 2019. V. 31. No. 26. Art. No. 265802.
7. Stoner E.C., Wohlfarth E.P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. No. 4. PP. 3475-3518.
8. Bruckner Florian, Bergmair Bernhard, Brueckl Hubert, Palmesi Pietro, Buder Anton, Satz Armin, Suess Dieter. A device model framework for magnetoresistive sensors based on the Stoner-Wohlfarth model. // JMMM. 2015. V. 381. PP. 344-349.
9. Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А. О ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ СО СЛОЖНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ПРИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ. // Изв. РАН: Сер. физ. 2024. Т. 88. № 11. С. 1710-1714.
10. Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А. АНИЗОТРОПИЯ В ПЛОСКОСТИ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК: ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ. // XXXI Межд. конф. “Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)”: материалы. М.: Изд-во МЭИ, 2024. С. 92-95.
11. Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А. ОСОБЕННОСТИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ. // XXIX Межд. конф. “Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)”: материалы. М.: Изд-во МЭИ, 2021. С. 105-109.

EXPERIMENTAL DETECTION OF ORIENTATION PHASE TRANSITIONS DURING HOMOGENEOUS REMAGNETIZATION OF FERRITE-GARNET FILMS IN A ROTATING MAGNETIC FIELD

A.V. Matyunin¹, G.M. Nikoladze¹, P.A. Polyakov¹

¹Lomonosov MSU, Faculty of Physics, Moscow, Russia

E-mail: physphak@mail.ru

In this paper, the regions of coherent quasi-stationary remagnetization of ferrite-garnet films with planar anisotropy under the influence of an external magnetic field rotating in the film plane are investigated. The film under study also contains biaxial and uniaxial anisotropies that coincide with the axes of light magnetization. The presence of coherent and incoherent remagnetization regions in the film has been established (four such regions have been identified).

Key words: magneto-optical setup, magneto-optical investigations, anisotropy, ferrite-garnet films, domain structure.

СТОХАСТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ НАНОГРАНУЛ В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОНДЕРОМОТОРНЫХ СИЛ

В.С. Шевцов¹, Е.А. Торопова¹, П.А. Поляков¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Московский государственный университет
имени М.В.Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

В работе исследуется стохастическая динамика сферических магнитных наногранул в жидкости в неоднородном магнитном поле цилиндрического магнита. Моделирование проведено на основе численного решения уравнения Ланжевена. Выполнено сравнение траекторий наногранул, движущихся под действием магнитной пондеромоторной силы и гравитации, с аналогичными траекториями, учитывающими случайные флуктуации в жидкости.

Ключевые слова: броуновское движение, уравнение Ланжевена, магнитные наночастицы.

Введение

Магнитные микро- и наночастицы в последние десятилетия находят широкое применение в биомедицине, химии и материаловедении. Благодаря развитию технологий Lab-on-a-Chip [1] и микроаналитических систем они используются для манипулирования, транспортировки и удержания биологических объектов, а также для биохимических анализов и терапии [2]. Управление движением таких частиц осуществляется с помощью внешних магнитных полей, создаваемых постоянными магнитами или проводниками с током. Важным преимуществом магнитных наночастиц является возможность управляемого воздействия на них без непосредственного контакта, что делает возможным их использование в микросистемных устройствах [3].

Особый интерес представляют сферические магнитные микро- и наночастицы, обладающие суперпарамагнитными свойствами [4]. Во внешнем неоднородном магнитном поле на них действует пондеромоторная магнитная сила [5], которая обеспечивает перемещение частицы по направлению возрастания поля. Наряду с этим на движение оказывает влияние гравитация, выталкивающая сила и сила вязкого трения в жидкости, а также тепловые флуктуации молекул среды, приводящие к броуновскому движению магнитных частиц. Описание динамики частицы в таких условиях требует стохастического подхода, который может быть реализован благодаря численному решению дифференциального уравнения Ланжевена.

Изучение влияния случайных факторов на динамику наночастиц имеет большое практическое значение. Оно позволяет оценить вклад броуновского движения в процесс движения микро- и наночастиц, определить характерные масштабы их смещения и времени осаждения, а также уточнить условия для эффективного управления частицами в различных жидкостях. В данной работе выполнено численное моделирование траекторий магнитных наногранул в неоднородном магнитном поле цилиндрического магнита с учётом броуновского движения и проведено сравнение с аналогичными расчетами без учета случайных флуктуаций.

1. Постановка задачи и модель

Рассматривается магнитная частица в виде сферической наногранулы радиусом a , погружённая в жидкость плотностью ρ_0 и динамической вязкостью η . Плотность материала частицы $\rho > \rho_0$, что приводит к ее оседанию под действием гравитационных сил. При описании движения частицы учитываются вклад трех основных взаимодействий: сила тяжести, сила Архимеда, пондеромоторная магнитная сила со стороны неоднородного внешнего магнитного поля, а также случайная сила, возникающая за счёт непрерывных соударений частицы с молекулами жидкости и приводящая к броуновскому движению.

Внешнее неоднородное магнитное поле создается магнитом, который представляет собой цилиндр радиусом R и высотой d . Его ось совпадает с осью z , а верхняя грань находится на нижней границе жидкости на уровне $z = 0$. Проекция индукции магнитного поля B_z на ось z при $x = 0$ и $y = 0$ цилиндрического магнита, намагниченного однородно и имеющего намагниченность M , вычисляется в системе СИ по известной аналитической формуле:

$$B_z(z) = \frac{\mu_0 M}{2} \left[\frac{z + d}{\sqrt{(z + d)^2 + R^2}} - \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}} \right], \quad (1)$$

где μ_0 – магнитная постоянная.

Магнитная наногранула обладает магнитным моментом $\vec{p}_m$. В таком случае пондеромоторная сила, действующая на нее со стороны неоднородного магнитного поля, будет определяться как

$$\vec{F}_p = \nabla(\vec{p}_m \cdot \vec{B}), \quad (2)$$

где $\vec{B}$ – индукция магнитного поля, создаваемого цилиндрическим магнитом.

Для силы $\vec{F}_p$, действующей на наногранулу, будем использовать следующее приближение. Начальное положение частицы определяется координатами $(0; 0; H)$. Будем считать смещение частицы за счет случайных флуктуаций относительно оси z малым по сравнению с линейными размерами магнита, т.е. $\Delta x, \Delta y \ll R, d$. Тогда можно считать, что в области движения наногранулы магнитное поле направлено только вдоль оси z и определяется выражением (1). В таком случае уравнение (2) примет вид:

$$F_{pz} = \frac{\partial}{\partial z} (p_m B_z), \quad (3)$$

Динамика частицы описывается стохастическим дифференциальным уравнением Ланжевена:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -6\pi a \eta \vec{v} + m \vec{g} + \vec{F}_A + \vec{F}_p + \vec{\mu}, \quad (4)$$

где m и $\vec{v}$ – масса и скорость частицы соответственно, $\vec{g}$ – ускорение свободного падения, $\vec{F}_A$ – сила Архимеда, $\vec{\mu}$ – случайная сила (функция шума). В данном уравнении слагаемое $-6\pi a \eta \vec{v}$ определяется силу Стокса для лобового сопротивления при движении частицы радиусом a .

Введем коэффициент $\gamma = 6\pi a \eta$. В таком случае величина $\tau = m / \gamma$ определяет характерное время установления скорости частицы при движении в жидкости.

Скорость наногранулы в жидкости устанавливается достаточно быстро, например при $a = 50$ нм и $\eta = 1$ мПа·с характерное время установления $\tau \sim 1$ нс. В таком случае при $t \gg \tau$ можно приближенно считать $d\vec{v}/dt = 0$, и уравнения Ланжевена (4) принимает вид:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{m\vec{g} + \vec{F}_A + \vec{F}_p}{\gamma} + \sqrt{2D} \cdot \vec{\xi}, \quad (5)$$

где $D = k_B T / \gamma$ – коэффициент диффузии Эйнштейна, k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура среды, $\vec{\xi}$ – нормированная функция шума.

2. Моделирование движения магнитной наногранулы

Далее было проведено численное моделирование движения наногранулы при радиусе частицы $a = 50$ нм, разнице плотностей частицы и жидкости $\rho > \rho_0 = 7\,000$ кг/м³, вязкость жидкости $\eta = 1$ мПа·с, температура жидкости $T = 300$ К. Однородно намагниченный цилиндрический магнит имеет радиус $R = 1$ см, толщину $d = 1$ см и намагниченность $M = 10^6$ А/м. Начальное положение частицы определялось координатами $(0; 0; H)$, где $H = 1$ мм.

Результат моделирования одной из возможных траекторий движения частицы изображен на рис. 1.

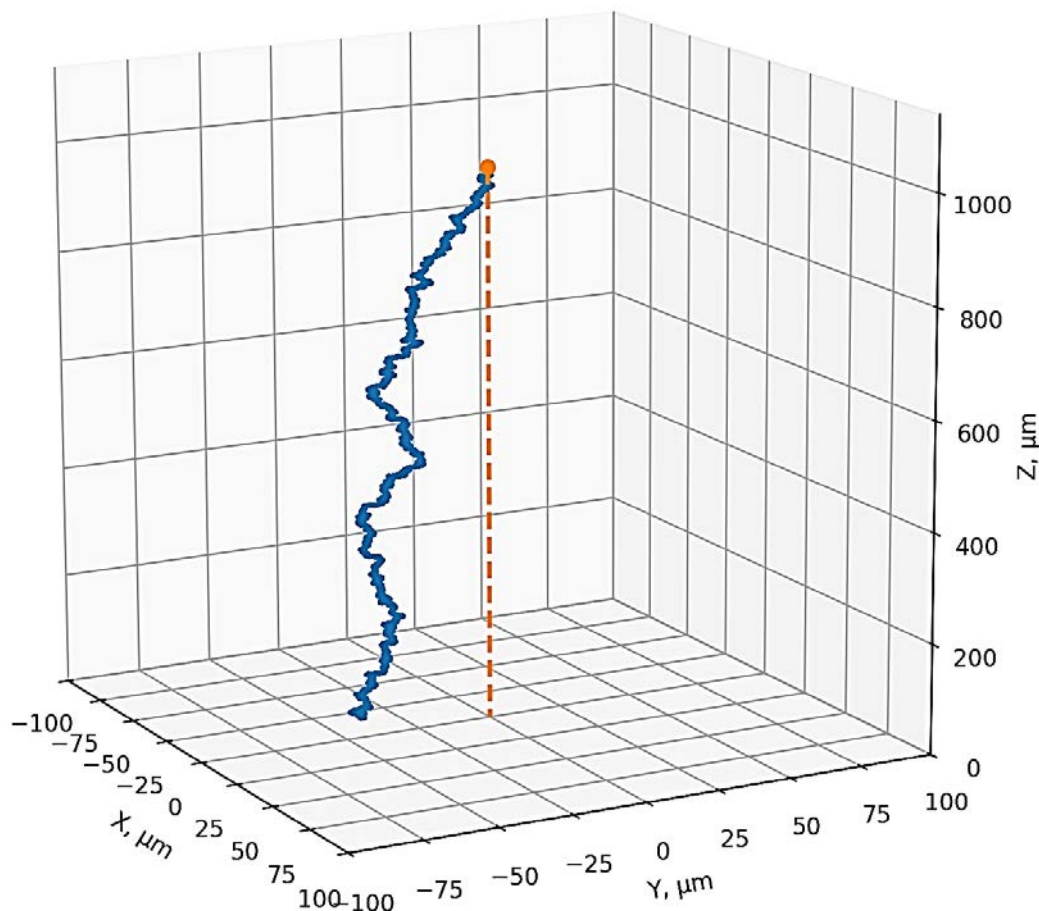


Рисунок 1 – Визуализация траектории движения магнитной наногранулы в жидкости под действием пондеромоторной силы (сплошная линия). Пунктирной линией показано движение частицы без учета флуктуаций

Анализ показал, что время, за которое частица достигает плоскости $z = 0$, порядка 47 с (неточность связана со случайным характером движения частицы). Для наглядности полученные траектории визуализированы в трёхмерных координатах. Результаты показывают, что даже при наличии сильного градиента магнитного поля случайные флуктуации оказывают заметное влияние на траекторию наночастицы.

Заключение

В неоднородном магнитном поле траектория движения формируется как результат сложения случайных флуктуаций и движения под действием сил гравитационного притяжения и пондеромоторной силы. Анализ показал, что броуновские флуктуации существенно увеличивают разброс положения частицы относительно траектории движения без учета флуктуаций. Полученные результаты могут быть полезны при проектировании микросистемных устройств для управления магнитными наночастицами.

Список литературы

1. Gijs M.A.M. Magnetic bead handling on-chip: new opportunities for analytical applications // *Microfluid Nanofluid*. 2004. Vol. 1. P. 22-40.
2. Васильева С.И., Муравьев А.М., Касаткин С.И. Устройства для обнаружения болезнетворных агентов на основе тонкопленочных магниторезистивных биосенсоров // *Датчики и системы*. 2007. Т. 3. С. 54-58.
3. Kumagai Y., Imai Y., Abe M. et. al. Sensitivity dependence of Hall biosensor arrays with the position of superparamagnetic beads on their active regions // *Journal of Applied Physics*. 2008. Vol. 103. P. 07A309.
4. Leslie-Pelecky D.L., Rieke R.D. Magnetic properties of nanostructured materials // *Chem. Mater*. 1996. Vol. 8. No. 8. P. 1770-1783.
5. Вагин Д.В., Ким Н.Е., Поляков П.А., Русаков А.Е. Особенности распространения электромагнитных волн в горячей магнитоактивной плазме с учетом спина электронов // *Известия РАН. Серия Физическая*. 2006. Т. 70. No 3. С. 443-447.

STOCHASTIC DYNAMICS OF MAGNETIC NANOGRANULES IN LIQUID UNDER THE ACTION OF PONDERMOTIVE FORCES

V.S. Shevtsov¹, E.A. Toropova¹, P.A. Polyakov¹

¹Federal State Budget Educational Institution of Higher Education M.V.Lomonosov

Moscow State University, Moscow, Russia.

E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

This paper examines the stochastic dynamics of spherical magnetic nanogranules in a liquid within the nonuniform magnetic field of a cylindrical magnet. The simulation is based on a numerical solution of the Langevin equation. The trajectories of nanogranules moving under the influence of a magnetic ponderomotive force and gravity are compared with similar trajectories accounting for random fluctuations in the liquid.

Key words: Brownian motion, Langevin equation, magnetic nanoparticles

**СЕКЦИЯ 4: ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ
РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ И ПОКРЫТИЙ**

*Сопредседатели: д.т.н., проф. С.В. Серебрянников (НИУ «МЭИ»),
к.т.н., доц. Т.Г. Безъязыкова (СПбГУТ), к.т.н., доц. В.В. Крутских (НИУ «МЭИ»)*

**ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ
СИЛЬНО ПОГЛОЩАЮЩИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ
В ВИДЕ ПЛАСТИН В КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ
МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА
ДЛИН ВОЛН КВАЗИОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ**

**А.В. Мясников¹, В.С. Кузьмин¹, И.А. Налогин¹, П.Г. Петров¹,
А.Г. Налогин¹, С.Ф. Кузнецов^{1,3}, М.П. Пархоменко², Д.С. Каленов²**

¹АО «НПП «Исток» им. Шокина», г. Фрязино, Россия

²Филиал ИРЭ РАН во Фрязино, г. Фрязино, Россия.

³Передовая инженерная школа СВЧ электроники, г. Москва, Россия

E-mail: myasnikovav@istokmw.ru

В работе рассмотрена методика измерения электрических параметров сильно поглощающих диэлектриков в виде пластин в свободном пространстве. Методика основана на измерении коэффициентов прохождения и отражения при падении на образец квазиплоской электромагнитной волны. Измеряемый образец помещается контактно непосредственно между возбуждающей и принимающей квазиплоскую волну СВЧ структурами.

Ключевые слова: измерение электрических параметров, квазиплоская электромагнитная волна, свободное пространство, поглощающий диэлектрик, комплексная относительная диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, миллиметровый диапазон длин волн.

Назначение

Данная методика предназначена для неразрушающего контроля комплексной относительной диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь, постоянной затухания сильно поглощающих диэлектриков в виде пластин в процессе их производства квазиоптическим методом в диапазоне частот $78,33 \div 118,1$ ГГц при нормальных климатических условиях (ГОСТ РВ 0020-57.416-2020).

Диапазон значений измеряемых параметров:

- действительная часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1 - (10 \div 18)$;
- мнимая часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2 - (2 \div 10)$;
- тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta_\varepsilon - (0,1 \div 1)$;
- эффективный коэффициент преломления $n_{\text{эф}} - (3,2 \div 5)$.

Метод измерения

Измерение электрических параметров сильно поглощающих диэлектриков в виде пластин квазиоптическим методом в диапазоне частот $78,33 \div 118,1$ ГГц основано на измерении коэффициента отражения и коэффициента прохождения от плоскопараллельного слоя в свободном пространстве на заданной частоте f при падении на него квазиплоской электромагнитной волны [1]. При выводе расчетных выражений падающая волна рассматривается как плоская.

Для плоской волны, распространяющейся в диэлектрике (бесконечная среда, $\mu = 1$, $\operatorname{tg} \delta_\mu = 0$), имеем [2]:

$$\vec{E} = E_m \cdot e^{j\omega t - \dot{\gamma}z} = E_m \cdot e^{-\alpha z} \cdot e^{j(\omega t - \beta z)}, \quad (1)$$

где: $\vec{E}$ – вектор электрического поля; ω – циклическая частота;

$\dot{\gamma} = \alpha + j\beta = jk_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_1 - j\varepsilon_2} = jk_0 \cdot (n - jx)$ – постоянная распространения; (2)

α – постоянная затухания (Нп/метр); β – фазовая постоянная (1/м);

k_0 – постоянная распространения в воздухе (1/м); $\dot{\varepsilon} = \varepsilon_1 - j\varepsilon_2 =$

$= \varepsilon_1 \cdot \left(1 - j \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) = \varepsilon_1 \cdot (1 - j \operatorname{tg} \delta_\varepsilon)$ – комплексная относительная диэлектрическая проницаемость;

$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$ – тангенс угла диэлектрических потерь;

$n_3 = n - jx$ – комплексный эффективный показатель преломления;

$n_3 = \sqrt{(n^2 + x^2)}$; n – эффективный показатель преломления;

$x = \frac{\alpha}{k_0}$ – коэффициент поглощения; n – показатель преломления.

Возведем выражения (2) для постоянных распространения в квадрат, получим:

$$\alpha^2 + 2j\alpha \cdot \beta - \beta^2 = k_0^2 \cdot \varepsilon_1 - jk_0^2 \cdot \varepsilon_2. \quad (3)$$

Приравнивая мнимые и действительные части в выражении (3), имеем:

$$\varepsilon_1 = \frac{\alpha^2 - \beta^2}{k_0^2}, \quad \varepsilon_2 = \frac{2\alpha\beta}{k_0^2}, \quad \operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (4)$$

Таким образом, задача определения $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ сводится к определению α и β .

Для определения α и β рассмотрим случай прохождения плоской нормальной электромагнитной волны через плоскопараллельный слой сильнопоглощающего диэлектрика (рисунок 1), где: $R = \frac{P_{\text{отр}}}{P_{\text{пад}}}$ – коэффициент отражения по мощности от границы воздух - исследуемый образец,

$T = \frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{пад}}}$ – коэффициент передачи по мощности через исследуемый образец.

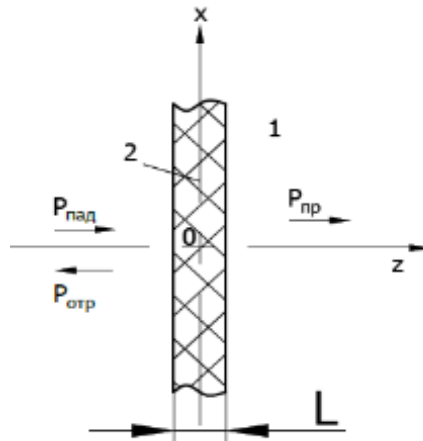


Рисунок 1 - Прохождение плоской нормальной электромагнитной волны через плоскопараллельный слой сильнопоглощающего диэлектрика:

1 – воздух; 2 – исследуемый диэлектрик

При выводе расчетных выражений не будем учитывать в отраженной ($P_{\text{отр.}}$) и прошедшей ($P_{\text{пр.}}$) волнах результат интерференционных явлений, возникающих за счет переотражений на границах образца. Это условие с определенной степенью точности можно обеспечить выбором длины образца L .

В этом случае выражение для коэффициента передачи запишется в виде:

$$T = (1 - R_{\text{л}}) \cdot (1 - R_{\text{п}}) e^{-2\alpha L}, \quad (5)$$

где: $R_{\text{л}} = 10^{\frac{S_{11}^{\text{л}}}{10}}$, $R_{\text{п}} = 10^{\frac{S_{11}^{\text{п}}}{10}}$, $T = 10^{\frac{S_{21}^{\text{ср}}}{10}}$, $S_{21}^{\text{ср}} = 10 \lg[\frac{1}{2}(10^{\frac{S_{21}^{\text{л}}}{10}} + 10^{\frac{S_{21}^{\text{п}}}{10}})]$,

$S_{11}^{\text{л}}$, $S_{11}^{\text{п}}$, $S_{21}^{\text{л}}$, $S_{21}^{\text{п}}$ – модули коэффициентов отражения и передачи с левой и с правой стороны измеряемого образца длиной L в [дБ].

Из выражений (5) находим выражения для α :

$$\alpha[\text{Нп/м}] = \frac{10[\lg(1 - 10^{\frac{S_{11}^{\text{л}}}{10}}) + \lg(1 - 10^{\frac{S_{11}^{\text{п}}}{10}})] - S_{21}^{\text{ср}}}{8,686 L}, \quad (6)$$

$$\alpha[\text{дБ/м}] = \frac{10[\lg(1 - 10^{\frac{S_{11}^{\text{л}}}{10}}) + \lg(1 - 10^{\frac{S_{11}^{\text{п}}}{10}})] - S_{21}^{\text{ср}}}{L}, \quad (7)$$

Для определения ε_1 , ε_2 , $\text{tg}\delta_{\varepsilon}$ для каждой из сторон рассмотрим выражение для коэффициента отражения $\dot{r}$:

$$\dot{r} = \frac{\dot{Z}_{\text{д}} - Z_0}{\dot{Z}_{\text{д}} + Z_0}, \quad (8)$$

$$\text{где: } Z_0 = \frac{\omega \mu_0}{\gamma_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377 \text{ Ом}, \quad \dot{Z}_{\text{д}} = j \frac{\omega \mu_0}{\dot{\gamma}} = j \frac{\omega \mu_0}{\alpha + j\beta}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}.$$

На основании выражений (3), (8) и учитывая, что $|\dot{r}|^2 = R$, получим уравнение относительно β :

$$\beta^2 - 2k_0(1 + R) \frac{\beta}{1 - R} + (\beta^2 + k_0^2) = 0$$

Решая уравнение относительно β , получим:

$$\beta = k_0 \frac{1 + R}{1 - R} + \sqrt{k_0^2 \frac{(1 + R)^2}{(1 - R)^2} - (\alpha^2 + k_0^2)}, \quad (9)$$

где: $R = 10^{\frac{S_{11}}{10}}$, S_{11} – в [дБ], α – в [Нп/м], β, k_0 – в [рад/м].

Окончательно для каждой из сторон имеем:

$$\varepsilon_{1\text{л,п}} = \frac{\beta_{\text{л,п}}^2 - \alpha^2}{k_0^2}, \quad \varepsilon_{2\text{л,п}} = \frac{2\alpha\beta_{\text{л,п}}}{k_0^2}, \quad \text{tg}\delta_{\varepsilon\text{л,п}} = \frac{\varepsilon_{2\text{л,п}}}{\varepsilon_{1\text{л,п}}},$$

$$\alpha[\text{Нп/м}] = \frac{10[\lg(1 - 10^{\frac{S_{11}^{\text{л}}}{10}}) + \lg(1 - 10^{\frac{S_{11}^{\text{п}}}{10}})] - S_{21}^{\text{ср}}}{8,686 L}. \quad (10)$$

Методика измерения ε_1 , ε_2 , $\text{tg}\delta_{\varepsilon}$, α

В отличие от существующих методов свободного пространства [1], при измерении пластина из сильно поглощающего диэлектрика помещается контактно непосредственно между возбуждающим квазиплоскую волну, падающую на пластину, и принимающим квазиплоскую волну, прошедшую через пластину, СВЧ структурами.



Рисунок 3 – Внешний вид установки для измерения электрических параметров сильно поглощающих диэлектриков квазиоптическим методом

В качестве СВЧ структур, возбуждающих и принимающих квазиплоскую волну, в данном случае, используются волноводно-рупорные переходы.

Конструктивно установка выполнена в настольном варианте на основе панорамного измерителя КСВН и ослабления P2-MBM-118 (далее измеритель P2-MBM-118) Внешний вид установки приведен на рисунке 3.

Измеритель P2-MBM-118 имеет следующие основные характеристики [3]:

- сечение канала волновода – 2,4 x 1,2 мм,
- диапазон частот – (78,33 - 118,1) ГГц;
- количество точек дискретизации равно 2001 в пределах диапазона перестройки;
- пределы допускаемой основной относительной погрешности установки частоты выходного сигнала не превышают - $\pm 2 \cdot 10^{-5}$ ($\pm 0,002\%$);
- диапазон измерения модуля коэффициентов отражения S_{11} - от 0 до – 32 дБ;
- пределы допускаемой основной погрешности измерения модулей коэффициентов отражения S_{11} не более - $\pm (0,2 + 0,03|S_{11}|)$ дБ;
- диапазон измерения модуля коэффициентов передачи S_{21} - от 0 до – 40 дБ;
- пределы допускаемой основной погрешности измерения модулей коэффициентов прохождения S_{21} не более - $\pm (0,2 + 0,02|S_{21}|)$ дБ.

Измерительный модуль включается в измерительный тракт измерителя P2-MBM-118 и содержит два волноводно-рупорных перехода, с сечения 1,2 x 2,4 мм на сечение 14 x 14 мм с соотношением длины конической части перехода к размеру выходного сечения порядка 10 (длина переходов 140 мм). При таких размерах в рассматриваемом диапазоне частот волновое сопротивление перехода на выходе практически равно волновому сопротивлению свободного пространства и падающую волну можно рассматривать как квазиплоскую (угол падения парциальных волн на выходе перехода - порядка $6,15^\circ$ [4]).

К измеряемому образцу предъявляются следующие требования:

- исследуемый образец должен иметь форму пластины с поперечными размерами не менее 30 x 30 мм;
- неплоскостность лицевых поверхностей – не более 0,01 мм;
- непараллельность лицевых поверхностей – не более 0,02 мм;
- чистота обработки лицевых поверхностей – $R_a \leq 0,32$.

Толщина образца подбирается таким образом, чтобы ослабление амплитуды волны при прохождении через пластину было не менее 20 дБ, что позволяет практически устранить интерференционные явления на входной и выходной границах образца.

В рассматриваемом диапазоне частот изменение значений $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \operatorname{tg} \delta_\varepsilon$ от частоты имеет плавный характер. На основании этого факта для устранения влияния на результаты измерения не идеальности волноводно-рупорных переходов (КСВН на входе не более 1,1 при нагрузке их на свободное пространство со стороны сечения 14 x 14 мм) и наличия шумовых флуктуаций сигнала вводится режим сглаживания по частоте с апертурой (80 ÷ 120) точек дискретизации при общем количестве точек дискретизации 2001 в диапазоне перестройки 78,33 ÷ 118,1 ГГц и режим усреднения во времени в каждой частотной точке по 5-10 проходам. При таком подходе погрешность измерения S_{11}, S_{21} будет в основном определяться основными погрешностями измерителя P2-MBM-118.

Калибровка измерителя P2-MBM-118 и измерения проводятся совместно с волноводно-рупорными переходами в соответствии:

- коэффициента передачи - ГОСТ Р 71424-2024, метод 1 [5];
- коэффициента стоячей волны по напряжению (коэффициента отражения) - ГОСТ Р 71421-2024, метод 1 [6], - с использованием калибровочной КЗ-пластины (гальваническое покрытие Ср.3, чистота обработки – $R_a < 0,16$ мкм).

За результат измерения принимается:

$$\alpha[\text{дБ/мм}], \quad \varepsilon_{1л}, \quad \varepsilon_{2л}, \quad \varepsilon_{1п}, \quad \varepsilon_{2п}, \quad \operatorname{tg} \delta_{\varepsilon л}, \quad \operatorname{tg} \delta_{\varepsilon п},$$

$$\varepsilon_{\varepsilon л} = \sqrt{\varepsilon_{1л}^2 + \varepsilon_{2л}^2}, \quad \varepsilon_{\varepsilon п} = \sqrt{\varepsilon_{1п}^2 + \varepsilon_{2п}^2}, \quad n_{\varepsilon л} = \sqrt{\varepsilon_{\varepsilon л}}, \quad n_{\varepsilon п} = \sqrt{\varepsilon_{\varepsilon п}}.$$

В соответствии с требованиями к коэффициенту прохождения ($|S_{21}| > 20 \text{ дБ}$), с пределом измерения $S_{21} = -40 \text{ дБ}$ допустимые значения толщины L можно предварительно оценить по выражению для постоянной затухания [2]:

$$\alpha[\text{дБ/м}] = 8,686 \cdot \frac{2\pi}{\lambda[\text{м}]} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{2}} \cdot \sqrt{(\sqrt{(1 + (\tan \delta_\varepsilon)^2}) - 1)}, \quad (11)$$

Погрешность измерения

Оценки относительных погрешностей измерения электрических параметров при доверительной вероятности 0,95 проведены для средних значений измеряемых параметров:

$$\varepsilon_1 = 14, \quad \varepsilon_2 = 5,5; \quad \operatorname{tg} \delta_\varepsilon = 0,393; \quad S_{11} = S_{11}^л = S_{11}^п \simeq -4,488 \text{ дБ},$$

$$S_{21}^{\text{ср}} = -30 \text{ дБ}, \quad \alpha \simeq -1,51 \frac{\text{Нп}}{\text{мм}} \simeq -13,1 \frac{\text{дБ}}{\text{мм}} \text{ при } L \simeq 2 \text{ мм}, \text{ – и имеют значение:}$$

$$\delta_{\varepsilon_1} = 15,8\%; \quad \delta_{\varepsilon_2} = 10,4\%; \quad \delta_{\operatorname{tg} \delta_\varepsilon} = 11,2\%; \quad \delta_\alpha = 5,2\%.$$

Заключение

Рассмотрена методика оперативного контроля в процессе производства диэлектрических сильно поглощающих образцов в виде плоскопараллельных пластин в диапазоне частот 78,18 ÷ 118,1 ГГц квазиоптическим методом в свободном пространстве.

Использование металл-диэлектрических волноводов [7] для создания структур, возбуждающих и принимающих квазиплоскую волну, и применение векторных анализаторов цепей позволит увеличить толщины L измеряемых образцов, диапазоны измеряемых параметров, и повысит точность их измерения.

Список литературы

1. Брандт А.А. Измерения параметров диэлектриков на сверхвысоких частотах // М.: Изд. ФМЛ, 1963. – 403 с.
2. Л.Д. Гольдштейн, Н.В. Зернов. Электромагнитные поля и волны // М., Издательство «Советское радио», 1971. – 604 с.
3. Техническое описание и инструкция по эксплуатации Р2-МВМ - 118. Панорамный измеритель КСВН и ослабления (зав. № 0617012), 2020 г.
4. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ, т1 // М., «Высшая школа», 1970. – 440 с.
5. ГОСТ Р 71424-2024. Методы измерения прямых потерь на низком уровне мощности
6. ГОСТ Р 71421-2024. Методы измерения коэффициента стоячей волны по напряжению (коэффициента отражения) на низком уровне мощности.
7. Казанцев Ю.Н. Прямоугольные волноводы «класса полый диэлектрический канал» / Казанцев Ю.Н., Харлашкин О.А. // Радиотехника и электроника. –1978. – Т.23, №10. – С.2060-2068.

MEASUREMENT OF ELECTROMAGNETIC PARAMETERS OF HIGHLY ABSORBING DIELECTRIC PLATE-SHAPED MATERIALS IN THE SHORT-WAVE PART OF THE MILLIMETER WAVELENGTH RANGE BY QUASI-OPTICAL METHOD

**A.V. Myasnikov¹, V.S. Kuzmin¹, P.G. Petrov¹, I.A. Nalogin¹, A.G. Nalogin¹,
S.F. Kuznetsov^{1,3}, M.P. Parkhomenko², D.S. Kalenov².**

¹JSC «NPP «Istok» named after Shokina», Fryazino, Russia.

²Fryazino branch of the IRE RAS, Fryazino, Russia.

³Advanced Engineering School of Microwave Electronics, Moscow, Russia.

E-mail: a_myasnikov.ru@list.ru

This paper considers the method for measuring the electrical parameters of highly absorbing plate-shaped dielectrics in free air. The method is based on measuring transmission and reflection coefficients when a quasi-plane electromagnetic wave is incident on sample. The measuring sample is placed in contact between exciting and receiving microwave structures directly.

Keywords: measurement of parameters, quasi-plane electromagnetic wave, free air, absorbing dielectric, complex relative permittivity, dielectric loss tangent, millimeter wavelength range.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФЕРРИТОВЫХ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖЕК С МАЛЫМИ ПОТЕРЯМИ НА ОБРАЗЦАХ В ФОРМЕ ПЛАСТИН

И.А. Налогин¹, А.А. Алексеев¹, С.Б. Савин¹

¹АО «НПП «Исток» им. Шокина», г. Фрязино, Россия

E-mail: egan.fryazino@gmail.com

В работе разрабатывается программное обеспечение для автоматизации стенда измерения электромагнитных параметров ферритовых и диэлектрических подложек с малыми СВЧ потерями на образцах в форме пластин с размерами 60×48×1 мм (1 шт.) и 48×30×1 мм (2 шт.). Измерения проводятся на частоте 9,2-10,1 ГГц.

Ключевые слова: феррит, керамика, диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, магнитная проницаемость, тангенс угла магнитных потерь.

Введение

Для измерения свойств ферритовых подложек и других диэлектрических материалов с низкими потерями используется метод объемного резонатора. Метод объемного резонатора использует анализатор цепей для измерения резонансной частоты и добротности резонатора, используемого в качестве устройства подключения, сначала пустого, а затем нагруженного испытуемым образцом. Эти измерения позволяют вычислить диэлектрическую проницаемость, тангенсы угла диэлектрических и магнитных потерь при известных значениях объема образца и параметров объемного резонатора. Данный метод измерений является наиболее чувствительным и имеет лучшее разрешение, чем другие подходы. Типичное значение разрешения для этого метода составляет для тангенсов угла диэлектрических потерь 10^{-5} . Разрабатываемое программное обеспечение (ПО) использует информацию об амплитуде и фазе сигнала и имеют более высокую повторяемость по сравнению с другими методами вычисления добротности. Измерения комплексных диэлектрической ($\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$) и магнитной ($\mu = \mu' - j\mu''$) проницаемостей ферритового материала и комплексной диэлектрической проницаемости ($\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$) диэлектрика выполняют методом сравнения параметров резонатора, содержащего исследуемый образец, затем ПО вычисляет тангенсы угла диэлектрических и магнитных потерь и отображает эти значения в простом для применения интерфейсе.

Интерфейс пользователя оборудования очень важная часть любого процесса измерений параметров [1-3].

В современном мире именно по интерфейсу пользователя испытатели часто делают суждение о том, насколько быстро и удобно проводить измерения параметров подложек. Удобный интерфейс взаимодействия с оборудованием сразу же благосклонно располагает к себе испытателей, в то время как переусложненный или неудачный интерфейс создаёт неблагоприятное впечатление о методике в целом.

Зачастую удачно выбранный способ взаимодействия на порядок снижает сложность измерений, требования к документации на стенд и усилия (а как следствие и усталость) испытателя.

В данной работе описан простой и удобный интерфейс пользователя программы обеспечения измерений электромагнитных параметров ферритовых и диэлектрических подложек лабораторного оборудования.

ПО для измерений методом объемного резонатора имеет интерфейс, дающий пользователю возможность легко автоматизировать измерения.

Во время работы по проведению измерений характеристик ферритовых и диэлектрических подложек требуется анализ значительного числа электрических параметров с помощью векторного анализатора цепей. На рисунке 1 приведена структурная блок схема установки для измерения электромагнитных параметров подложек.

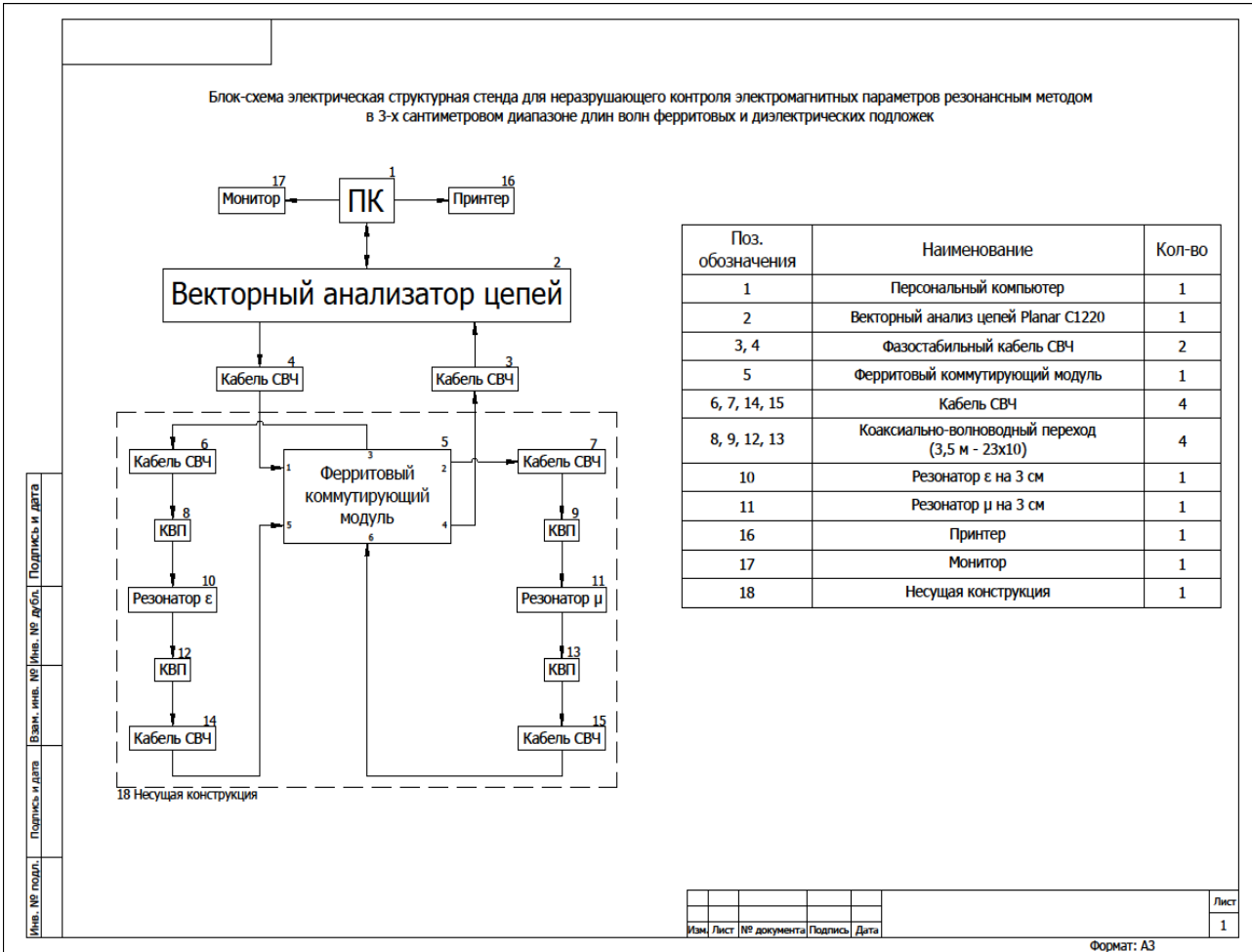


Рисунок 1 – Структурная блок схема установки для измерения электромагнитных параметров подложек

Программное обеспечение для измерений методом объемного резонатора управляет векторным анализатором цепей для измерений резонансной частоты нагруженного и ненагруженного объёмного резонатора.

Современные векторные анализаторы цепей способны выполнять команды SCPI, что позволяет в значительной степени автоматизировать проведение измерений и, как следствие, уменьшить стоимость и увеличить достоверность полученных результатов.

Современные тенденции рекомендуют наличие графического интерфейса пользователя для проведения измерений, а существующие технические возможности оборудования позволяют обеспечить сетевую прозрачность получения результатов измерений.

1. Основная часть

ПО предназначено для проведения измерений электромагнитных параметров СВЧ ферритов с малыми потерями на образцах в форме пластин в интервалах частот 9,2-10,1 ГГц. Структурная схема ПО приведена на рисунке 2.

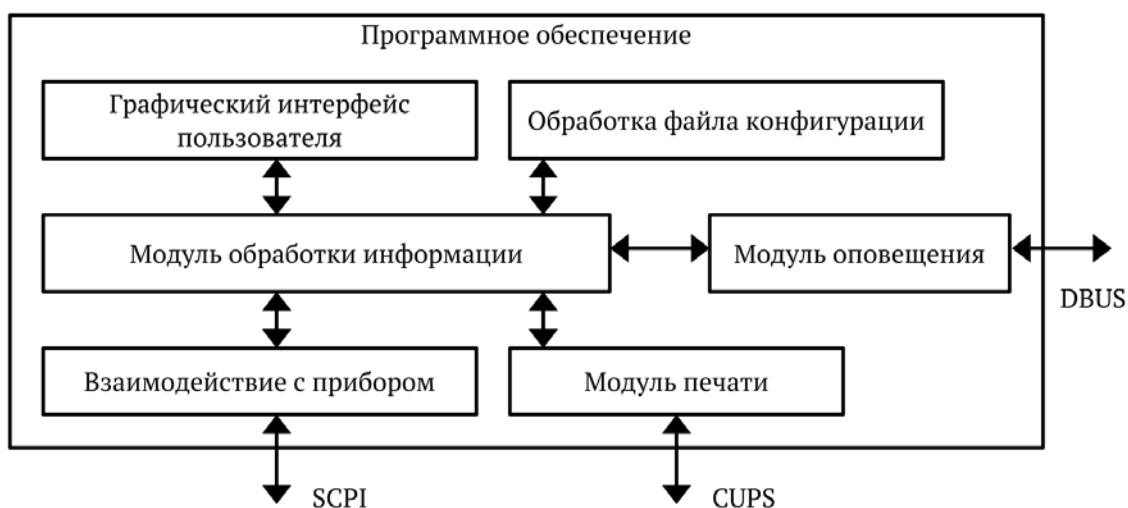


Рисунок 2 – Структурная схема ПО

Каждый из компонентов программного обеспечения представлен в виде набора соответствующих решаемой задаче программных структур. Ниже представлен краткий обзор инструментария и методов решения задач.

2. Инструментарий

Код программы написан на языке Rust и предназначен для запуска на компьютерах под управлением Linux, Windows 10/11 с архитектурами Armv7, Armv8a, x86_64, rv64gcv и других по согласованию с заказчиком.

3. Блок обработки информации

Данный блок предназначен для хранения S-параметров результатов измерения оснастки с установленной ферритовой или диэлектрической подложкой и проведения математической обработки с целью получения результатов измерения.

На рисунке 3 представлен фрагмент кода поиска пиков в S-параметрах на языке Rust.

```

/// Return local maximum list
/// `delta`          - peak delta in dB
/// `return`         - numbers of local peaks
fn sdata_peaks(&self, delta: f32) -> Vec<usize> {
    let absdb: Vec<f32> = self.data.iter().map(|x| x.norm()).collect();
    let mut out: Vec<usize> = Vec::with_capacity(16);

    // Deltas is delta between current and prev element
    let mut deltas: Vec<f32> = Vec::with_capacity(absdb.len());
    deltas.push(0_f32);
    let mut elem = absdb[0];
    for sel in absdb[1..absdb.len()].iter() {
        let delta = *sel - elem;
        elem = *sel;
        deltas.push(delta);
    }

    let mut curr = 0_f32;
    let mut extremum: (usize, f32) = (0, f32::MIN);
    for (num, sel) in deltas.iter().enumerate() {
        let elem = *sel;
        curr += elem;
        curr = curr.max(0_f32);
        if elem.is_sign_positive() {
            if (curr > delta) && (curr > extremum.1) {
                // Update extremum value
                extremum.1 = curr;
                extremum.0 = num;
            }
        } else if (curr + delta) < extremum.1 {
            // Extremum found
            out.push(extremum.0);

            // Discard current and extremum
            curr = 0_f32;
            extremum.1 = f32::MIN;
        }
    }

    out
}

```

Рисунок 3 – Фрагмент кода поиска пиков в S-параметрах

Модуль довольно обширен и выполняет целый ряд задач по работе с S-параметрами оснастки с установленной ферритовой или диэлектрической подложкой.

4. Взаимодействие с анализатором цепей

Взаимодействие с анализатором цепей основано на отправке специализированных команд по интерфейсу TCP на локальный сервер, поставляемый в комплекте с ПО к сетевому анализатору цепей C2220.

Пример кода настройки сетевого анализатора цепей на языке SCPI (команды SCPI заворачиваются в отправку сообщений с помощью TCP Stream) представлен на рисунке 4.

```

SYST:PRESET
SENS:SWE:POIN:2001
CALC:PAR:DEF:S21
CALC:PAR:SEL:1
CALC:FORM:POL
SENS:BAND:100
SENS:FREQ:STAR:9.8-GHZ
SENS:FREQ:STOP:10.1-GHZ

```

Рисунок 4 – Код настройки сетевого анализатора цепей на языке SCPI

Ниже представлен фрагмент кода для управления прибором по SCPI на языке RUST

```

/// Obtain resonator E data into self.SData
/// `return` - Ok(()) when obtained, io error otherwise
fn obtain_e(&mut self) -> Result<()> {
    // Resonator E part - from port 2 to port 1 S12
    self.writeline("CALC:PAR:DEF S12")?;
    // Set start frequency in GHz
    self.writeline(&format!(
        "SENS:FREQ:STAR {:.3} GHZ",
        PlanarInternal::E_START_FREQ
    ))?;
    // Set stop frequency in GHz
    self.writeline(&format!(
        "SENS:FREQ:STOP {:.3} GHZ",
        PlanarInternal::E_STOP_FREQ
    ))?;
    self.writeline("TRIG:SING")?;

    // *OPC? always return 1, when all operations completed
    let res = self.writeread("*OPC?")?;
    if "1" != res {
        // Only valid out here is "1"
        return Err(Error::from(ErrorKind::InvalidData));
    }
    self.writeline("CALC:DATA:SDAT?")?;
    // Read binary data to shared data obj
    self.binblockread(Self::POINT_CNT)?;
    let src: *const u8 = self.resp.as_ptr();
    self.sdata.fmin = PlanarInternal::E_START_FREQ;
    self.sdata.fmax = PlanarInternal::E_STOP_FREQ;
    self.sdata.param = SParam::S12;

    unsafe {
        let dst: *mut u8 = std::mem::transmute(self.sdata.data.as_mut_ptr());
        copy_nonoverlapping(src, dst, Self::POINT_CNT << 3);
    }
    Ok(())
}

```

Рисунок 5 – реализация доступа по SCPI на языке rust

SCPI уже давно является стандартом для управления лабораторным оборудованием и особых отличий в методах управления сетевым анализатором цепей C2220 нет. Фактически все взаимодействие сводится к первоначальной настройке прибора на необходимый диапазон с последующим запросом S-параметров. Значительное число частотных точек позволяет осуществлять вычисления без необходимости уточнения диапазона в интересующей области.

5. Графический интерфейс пользователя

Графический интерфейс пользователя построен с применением библиотеки кроссплатформенной библиотека iced. Пример варианта внешнего вида интерфейса представлен на рисунке 5.

Интерфейс пользователя автоматически обновляет данные, полученные в результате работы модуля обработки информации, а также позволяет вводить информацию об измеряемых пластинах. Интерфейс ПО представляет собой окно программы, в котором собраны все необходимые для оператора данные: S-параметры с векторного анализатора цепей (ВАЦ) в режиме реального времени, измеряемые электромагнитные параметры образца, подсказки для оператора. Также реализованы дополнительные возможности, такие как вызов необходимой калибровки, загрузка предварительных настроек ВАЦ, выбор рабочего диапазона и контрольного образца, возможность корректировки параметров в случае аварийного разбора стенда.

Для оценки состояния параметров резонатора ϵ и μ представлены два графика, которые позволяют оценить коэффициенты передачи соответствующих резонаторов.

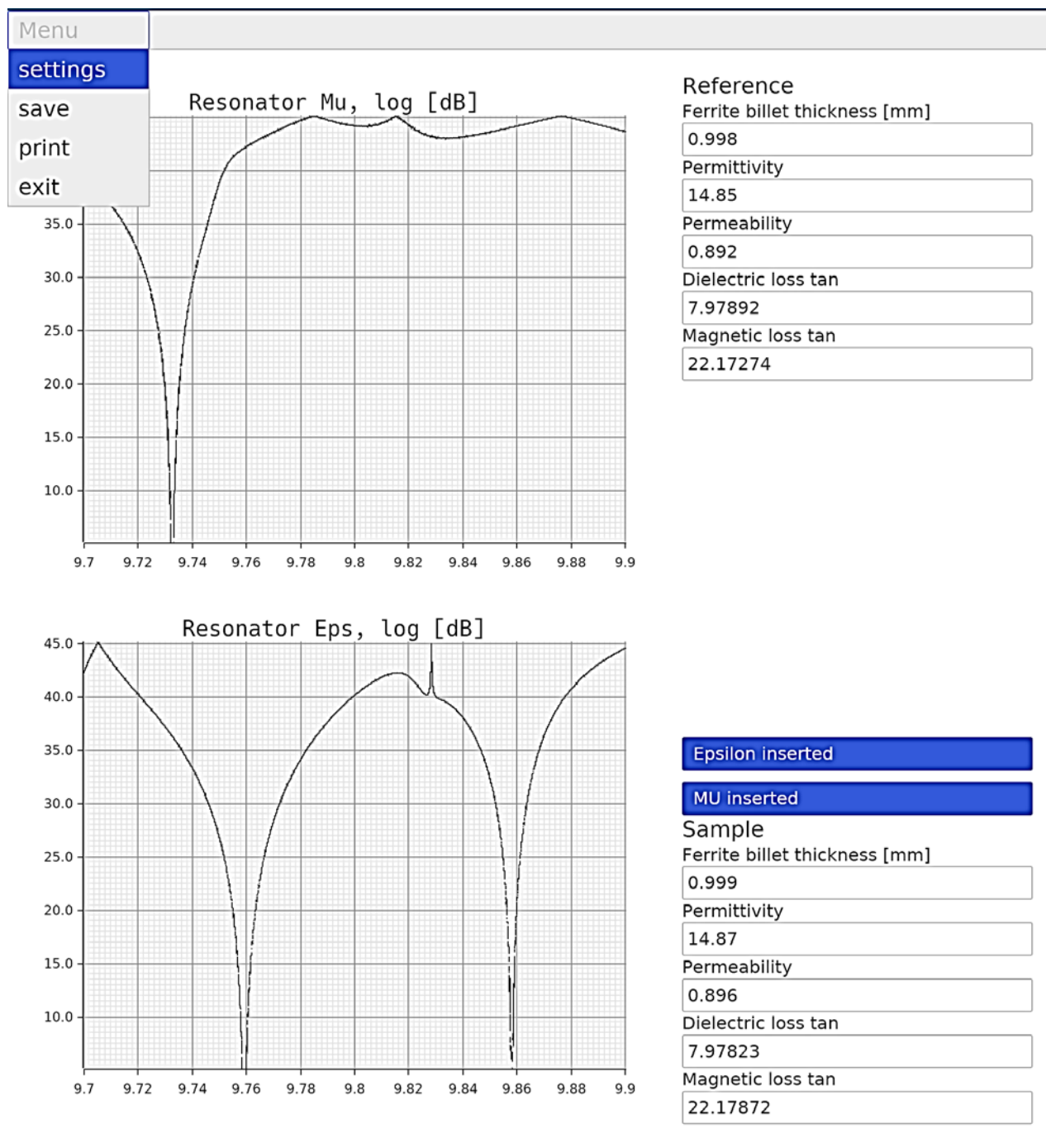


Рисунок 6 – Интерфейс пользователя программы обработки результатов измерения в X диапазоне

6. Модуль оповещения

Предназначен для передачи служебной информации об отказе работы управляемого прибора через dbus в службу вывода системных уведомлений. Данная функциональность необходима для обеспечения возможности оповещения оператора, в случае если он не находится в непосредственной близости от стенда.

7. Обработка файла конфигурации

Конфигурация хранится в текстовом виде в человекочитаемом формате. Название конфигурационного файла по умолчанию — `metrica_config.toml`.

Ниже приведен вариант конфигурации — данные эталона и `ip` адрес сервера управления прибором.

В силу того, что настройки хранятся локально, доступ к обработке файла тривиален. Для безопасной работы с содержимым файла используются методы сериализации/десериализации средствами библиотеки `toml`. На рисунке 6 приведён пример сериализуемого содержимого предоставления конфигурации.

```
ip = "127.0.0.1"
addr = 5025
theme = "Light"

[ref_params.plate]
width = 1.0
freq_e = 2.0
delta_e = 3.0
freq_m = 4.0
delta_m = 5.0

[ref_params.mat]
eps = 1.0
mu = 2.0
tan_e = 3.0
tan_m = 4.0
```

Рисунок 7 – Пример конфигурационного файла приложения

8. Модуль печати

Модуль печати представлен методами работы с файлом на диске, а также методами взаимодействия с сервером печати. Фактически управление печатью сводится к печати файла-отчёта с диска, в котором хранятся результаты экспериментов.

Заключение

В процессе работы проведен анализ публикаций по измерению электромагнитных характеристик материалов на СВЧ. В основном решаются задачи по разрушающему контролю диэлектрических материалов на заготовках в виде сфер, стержней, призм, дисков и т.д, либо решаются частные задачи.

Оборудования для автоматизированного неразрушающего контроля параметров подложек в условиях процессе серийного производства в РФ отсутствует.

Разработаны проект методики неразрушающего контроля электромагнитных параметров (ϵ' , μ' , $\text{tg}\delta_\epsilon$, $\text{tg}\delta_\mu$) ферритовых и диэлектрических подложек, блок-схемы измерительных стендов, выбрано и приобретено оборудование для реализации проекта.

При разработке методик и стендов были поставлены следующие задачи:

- разработка измерительного стенда на основе отечественного цифрового оборудования (анализаторы цепей);
- повышение уровня метрологического обеспечения при разработке и производстве ферритовых и диэлектрических подложек;

- разработка неразрушающих методов контроля ферритовых и диэлектрических подложек при серийном производстве;
- модульность построения измерительных стендов,
- автоматизация измерений электромагнитных параметров, с целью сокращения времени тестирования подложек (заготовок, подложек);

Модульное построение измерительной системы позволяет гибко адаптировать его для решения широкого круга задач. Например, можно применить резонаторы для достижения измерения истинных параметров материала или другого частотного диапазона, применить другую модель СВЧ-анализатора или сменить ЭВМ.

Применение ЭВМ позволяет значительно ускорить расчёты параметров, снизить нагрузку на оператора измерительной системы и уменьшает вероятность ошибок оператора в математических расчётах и составлении отчётности измерений параметров.

Полученные в работе результаты имеют важное значение для технологии и материаловедения керамического и ферритового производства, что позволит освоить новые направления в СВЧ приборостроения и магнитной спинэлектроники.

Список литературы

1. Brian Troutwine's. Rust Concurrency: Master the art of building safe, scalable, and effective software // Packt Publishing 2018, ISBN: 978-1788399975.
2. Купер Алан. Интерфейс. Основы проектирования взаимодействия. 4-е изд. // Питер 2022, ISBN: 978-5446108770.
3. Джоэль Дансмор: Настольная книга инженера. Измерения параметров СВЧ-устройств с использованием передовых методик. // Техносфера 2019, ISBN 978-5-94836-505-3.

SOFTWARE MEASURED ELECTROMAGNETIC PARAMETERS OF LOW-LOSS FERRITE AND DIELECTRIC SUBSTRATES ON PLATE-FORM SAMPLES

I.A. Nalogin¹, A.A. Alekseev², S.B. Savin³

¹ JSC “RPC “Istok” n.a. Shokin”, Fryazino, Russia

E-mail: egan.fryazino@gmail.com

This paper develops software to automate a setup for measuring the electromagnetic parameters of ferrite and dielectric substrates with low microwave losses on plate-shaped samples measuring 60×48×1 mm (1 pc.) and 48×30×1 mm (2 pcs.). Measurements are performed at a frequency of 9.8-10.1 GHz.

Key words: ferrite, ceramics, permittivity, dielectric loss tangent, magnetic permeability, magnetic loss tangent.

ПРОГРАММНЫЙ МОДУЛЬ ДЛЯ АНАЛИЗА S-ПАРАМЕТРОВ И ПОДБОРА СОСТАВОВ МАТЕРИАЛОВ В ДИАПАЗОНЕ 3–70 ГГц С УЧЁТОМ ТЕНЗОРНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ВОЛНОВОДЕ TE₁₀

В.С. Фланден¹, А.Н. Ушков¹

¹НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: flandenvs@mpei.ru

В работе представлено описание программного модуля для анализа S-параметров и автоматического подбора составов магнитных композитов и ферритов в диапазоне 3–70 ГГц. Реализованы три способа ввода данных (вручную, CSV, оцифровка по изображению), визуализация $|S_{11}|/|S_{21}|$, моделирование изотропных и гиротропных сред (тензорная модель Polder) для геометрии плоской волны и прямоугольного волновода TE₁₀. Для волновода учтены отсечка, волноводный импеданс и каскадирование участков линии передачи (ABCD-матрицы) с последующим переводом в S-параметры [1–3]. Автоподбор формирует девять лучших конфигураций (3 геометрии × 3 состава). Модуль помогает в планировании составов под конкретные задачи. **Ключевые слова:** S-параметры, волновод TE₁₀, феррит, имитационная модель, гексаферриты, магнитные структуры.

Введение

Рост интереса к магнитным структурам и СВЧ-композитам на основе ферритов и наполненных полимеров требует инструмента, который связывает реальные измерения S-параметров с физически корректными моделями электродинамики и материаловедения [1,2,4]. Практические задачи охватывают проектирование поглотителей, контроль материалов в WR-окнах и предварительную настройку невзаимных устройств. Диапазон 3–70 ГГц требует учёта особенностей прямоугольных волноводов, где плоская аппроксимация даёт систематические ошибки. В работе описывается комплекс, реализующий корректную волноводную физику TE₁₀ с тензорной $\bar{\mu}$ (модель Polder) и автоматизированный подбор составов по загруженным данным [1–3,5].

Приложение реализовано как автономная веб-страница (HTML/CSS/JavaScript, Canvas API). Данное решение было принято, чтобы отвязаться от сложности установки и использования программного продукта на различной технике. В программном модуле реализованы по классическим соотношениям СВЧ-техники комплексная арифметика, модели материалов, вычисление констант распространения и импедансов, TL-каскадирование и преобразование ABCD→S [1,2]. Интерфейс имеет две вкладки: «Основной интерфейс» (загрузка/просмотр/подбор) и «Справка» (термины, типы экспериментов, руководство). Пример основной части интерфейса представлен на рисунках 1 и 2.

Для предварительного описания магнитных композитов принимается резонансная зависимость $\mu(f) = \mu'(f) - j \cdot \mu''(f)$ с минимальным набором параметров: частота резонанса f_0 , магнитный вклад f_m , и коэффициент потерь α . Такая модель чаще всего корректно воспроизводит дисперсию и поглощение в окрестности ферромагнитного резонанса и широко используется для первичной идентификации образцов [4].

При продольном подмагничивании феррита магнитная проницаемость описывается тензором Polder

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu & j \cdot k & 0 \\ -j \cdot k & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix},$$

где μ и k выражаются через $\omega_0 = \gamma \cdot H_0$, $\omega_M = \gamma \cdot M_s$ и α . [3,4]. Диагонализация в базе круговых поляризаций приводит к двум собственным ветвям. Для линейно поляризованных портов связи волновода итоговый отклик берётся как среднее по двум ветвям, что отражает преобразование между базисами [3].

Для нормального падения на пластину используются стандартные соотношения линии передачи [1,6]. Комплексный показатель преломления $n = \sqrt{\varepsilon_r \cdot \mu_r}$ и постоянная затухания/фазового набёга γ задают матрицу участка толщиной d :

$$T(d) = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma \cdot d) & Z_c \cdot \sinh(\gamma \cdot d) \\ \sinh(\gamma \cdot d) / Z_c & \cosh(\gamma \cdot d) \end{bmatrix},$$

где Z_c – характеристический импеданс слоя. Каскадирование нескольких секций (пластина, зазоры, экран) выполняется перемножением матриц, далее матрица T переводится в S-параметры [1,6].

Для прямоугольного волновода шириной a критическое волновое число $k_c = \pi/a$, продольная константа $k_z = \sqrt{(\omega/c_0)^2 \cdot \varepsilon_r \cdot \mu_r - k_c^2}$.

В изотропном случае $\mu = \mu_r \cdot \mu_0$, а в гиротропном случае расчёт проводится отдельно для каждой составляющей, после чего отклики усредняются по линейной поляризации [1–3]. Переход «воздух $\rightarrow$ образец» и обратный, а также возможные воздушные вставки моделируются как каскад TL-секций с матрицами T .

Комплекс выполнен как единый HTML/CSS/JavaScript-файл (Canvas API), без сторонних библиотек. Встроены в документ парсер таблиц с автоопределением разделителей и десятичной запятой; модуль оцифровки по изображению (задание рамки, границ осей и интерактивный сбор точек); собственная комплексная арифметика и блок расчёта S-параметров для плоской волны и TE₁₀; перевод ABCD $\rightarrow$ S и отображение кривых на одном полотне.

Для заданного диапазона частот и загруженных $|S_{11}|$, $|S_{21}|$ необходимо найти комбинации «геометрия + материал», согласующиеся с экспериментом. Геометрии выбираются автоматически из WR-поддиапазона на основе средней частоты и включают: (а) образец заподлицо; (б) симметричные вставки кратные $1/8$ и $1/4$ от длины волны – направленная длина волны в воздухе [1]. Для материала варьируются толщина d и либо $\{f_0, f_m, \alpha\}$ (изотроп), либо $\{H_0, M_s, \alpha\}$ (гиротроп), при необходимости — объёмная доля наполнителя φ .

Применяется стохастический равномерный перебор по заданным физически осмысленным интервалам параметров с ранжированием результатов и выбором трёх лучших решений на каждую из трёх геометрий (итого девять кандидатур).



Рисунок 1 – Пример части интерфейса первой вкладки

5) Таблица предложений

Единицы: d [мм], φ [°], f_с, f_п [ГГц], N_д, N_с, α [°]

#	Геометрия	d, мм	φ	f _с , ГГц	f _п , ГГц	N _д , Э	N _с , Э	α	Похожесть, %
1	WR-90 (8.20–12.40 ГГц): Вставка Lg/4 перед образцом	2.45	0.58	10.377	5.318	2490	1709	0.0079	99.1
2	WR-90 (8.20–12.40 ГГц): Вставка Lg/8 перед и после	2.54	0.35	5.435	2.565	2423	1613	0.0191	97.4
3	WR-90 (8.20–12.40 ГГц): Вставка Lg/4 перед образцом	2.22	0.40	10.910	3.551	2399	1940	0.0128	97.0
4	WR-90 (8.20–12.40 ГГц): Заподлицо (L1=L3=0)	2.62	0.36	10.259	8.985	2119	2085	0.0196	96.9
5	WR-90 (8.20–12.40 ГГц): Заподлицо (L1=L3=0)	2.42	0.36	11.634	7.483	2102	2303	0.0140	96.9
6	WR-90 (8.20–12.40 ГГц): Вставка Lg/4 перед образцом	2.67	0.57	10.067	8.503	2277	1947	0.0190	96.8
7	WR-90 (8.20–12.40 ГГц): Вставка Lg/8 перед и после	2.56	0.36	7.675	11.954	2563	1393	0.0044	96.8
8	WR-90 (8.20–12.40 ГГц): Вставка Lg/8 перед и после	2.19	0.39	11.012	11.036	2493	1859	0.0184	96.7
9	WR-90 (8.20–12.40 ГГц): Заподлицо (L1=L3=0)	2.56	0.49	6.367	11.820	2668	1409	0.0179	96.4

Рисунок 2 – Пример части интерфейса первой вкладки с результатами подбора

Выбор обусловлен:

- робастностью на разнородных наборах данных и при множестве локальных экстремумов (типично для резонансных кривых, особенно при $\bar{\mu}$);
- простотой и быстродействием в одностраничной реализации без внешних зависимостей;
- инженерной наглядностью: девять вариантов охватывают разные физические режимы (толщина/вставка/поле), упрощая принятие решений.

При необходимости поверх грубого поиска может запускаться локальная минимизация на ограниченных интервалах частот [1,6].

Работоспособность проверялась на данных, полученных оцифровкой с изображений индикаторов КСВН в поддиапазонах 8-12 ГГц и 12-36 ГГц. Для всех трёх каналов ввода обеспечена корректная отрисовка, демонстрирует ожидаемые провалы |S21| и всплески |S11|. Инструмент ориентирован на первичную оценку параметров поглотителей и ферритов в диапазонах СВЧ; экспресс-подбор условий для магнанных экспериментов; предпроектное сравнение составов и толщин [1–4,6].

Ограничения текущей версии: (а) используется только модуль S-параметров (фазовая информация пока не задействована); (б) не учитываются высшие моды и косые углы падения; (в) стохастический поиск не гарантирует глобальный оптимум; (г) температурная зависимость и насыщение не моделируются явно.

Планируется добавление фазового фита, многослойных держателей и гибридной оптимизации (грубый перебор $\rightarrow$ локальная донстройка), а также расширение анизотропии (полные тензоры $\bar{\epsilon}$ с поворотом осей) [1–3,5,6]. Также планируется доработка точности подбора и более детальная апробация модуля на реальных экспериментах с разными составами в разных частотных диапазонах.

Заключение

Предложенный одностраничный программный модуль объединяет строгое моделирование плоской волны и волновода TE_{10} (с тензорной $\bar{\mu}$) с удобными средствами ввода и визуализации. В диапазоне 3–70 ГГц он обеспечивает быстрый переход от экспериментальных данных к инженерным решениям по составам и габаритам образцов. По совокупности возможностей инструмент подходит как для учебно-исследовательской работы (магنونные структуры), так и для прикладных задач проектирования СВЧ-материалов и устройств [1–4,6].

Список литературы

1. Pozar D. M. Microwave Engineering. 4th ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2011. 732 p.
2. Колодин, П. С. Экспериментально корректируемые компьютерные модели гексаферритовых гиромангнитных резонаторов : дис. ... канд. техн. наук : 05.12.04 «Радиотехника, в том числе системы и устройства телевидения» / Колодин Павел Сергеевич; Национальный исследовательский университет «МЭИ». — Москва, 2015. (Сведения о защите: диссертационный совет Д 212.157.05, НИУ «МЭИ», 19 ноября 2015 г.)
3. Polder D. On the theory of ferromagnetic resonance. Philosophical Magazine, 1949, vol.40, no. 300, pp. 99–115.
4. Lax B., Button K. J. Microwave Ferrites and Ferrimagnetics. New York: McGraw-Hill, 1962. 400 p.
5. Kong J. A. Electromagnetic Wave Theory. Cambridge, MA: EMW Publishing, 2008. 696 p.
6. Chen L. F., Ong C. K., Neo C. P., Varadan V. V., Varadan V. K. Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization. Chichester: John Wiley & Sons, 2004. 552 p.

SOFTWARE MODULE FOR S-PARAMETER ANALYSIS AND MATERIAL FORMULATION ACROSS 3–70 GHz WITH TENSOR $\bar{\mu}$ IN A TE_{10} WAVEGUIDE

Vyacheslav S. Flandén¹, Andrey N. Ushkov¹

¹National Research University “MPEI”, Moscow, Russia

E-mail: flandenvs@mpei.ru

This work presents a software module for analyzing S-parameters and automatically selecting formulations of magnetic composites and ferrites in the 3–70 GHz range. It supports three data-input modes (manual entry, CSV import, and image-based digitization), visualization of $|S_{11}|/|S_{21}|$, and modeling of isotropic and gyrotropic media (Polder tensor model) for plane-wave geometry and a rectangular TE_{10} waveguide. For the waveguide case, cutoff, waveguide impedance, and cascading of transmission-line sections (ABCD matrices) are taken into account, followed by conversion to S-parameters [1–3]. The auto-selection routine produces the nine best configurations (3 geometries $\times$ 3 compositions). The module assists in designing formulations for specific tasks.

Keywords: S-parameters, TE_{10} waveguide, ferrite, simulation model, hexaferrites, magnonic structures.

МЕТОД МИКРОПОЛОСКОВОГО КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА ДЛЯ КОНТРОЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КЕРАМИЧЕСКИХ ПОДЛОЖЕК

В УСЛОВИЯХ СЕРИЙНОГО ПРОИЗВОДСТВА

В.С. Кузьмин , А.А. Алексеев , И.А. Налогин , М.В.Матяш , Г.Е. Лепилов

¹АО «НПП «Исток» им. Шокина», г. Фрязино, Россия

E-mail: kvs.1996@mail.ru

В данной статье представлена работа по применению метода микрополоскового кольцевого резонатора для экспресс контроля диэлектрической проницаемости серийно выпускаемых подложек. Представлено решение с использованием диэлектрической подложки как основания для измеряемого образца. Были смоделированы и изготовлены несколько экспериментальных образцов. Результаты измерения партии подложек говорят о применимости данной методики для оперативного контроля диэлектрической проницаемости подложек.

Ключевые слова: измерение параметров, контроль параметров, диэлектрическая проницаемость, кольцевой микрополосковый резонатор, керамические подложки.

Введение

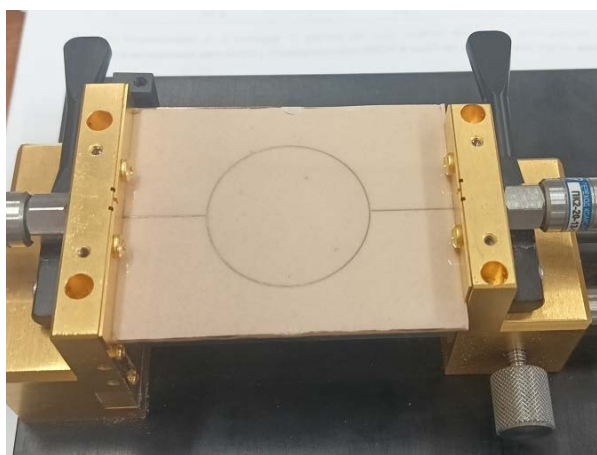
Выпуск качественных керамических и ферритовых подложек сложно представить без соответствующих этапов контроля. Измерение параметров выпускаемых материалов – один из важных этапов получения высококачественной продукции. Количество этапов контроля электрических и магнитных параметров материалов, а также характеристики установок для проведения измерений, зависят от технологических особенностей производства и возможностей производителя. Ранее в НПК-9 АО «НПП «Исток» им. Шокина» был разработан керамический материал АЛТК-46, который поставляется внешнему заказчику, а также применяется в подразделении в ферритовых приборах на краевой волне. Контроль электрических параметров данного материала выполняется неразрушающим методом на заготовках на частоте 100 ГГц, и разрушающим методом на образцах в форме стержней на частоте 10 ГГц. Однако неразрушающий контроль на образцах в форме подложек, который необходим заказчику, отсутствует.

Для проведения дополнительного контроля диэлектрических параметров подложек было решено использовать метод микрополоскового кольцевого резонатора [1, 2]. Данный метод основан на резонансном виде коэффициента передачи разорванной микрополосковой линии, в разрыв которой помещено микрополосковое кольцо с предварительно рассчитанными размерами. По частоте этих пиков и определяется диэлектрическая проницаемость.

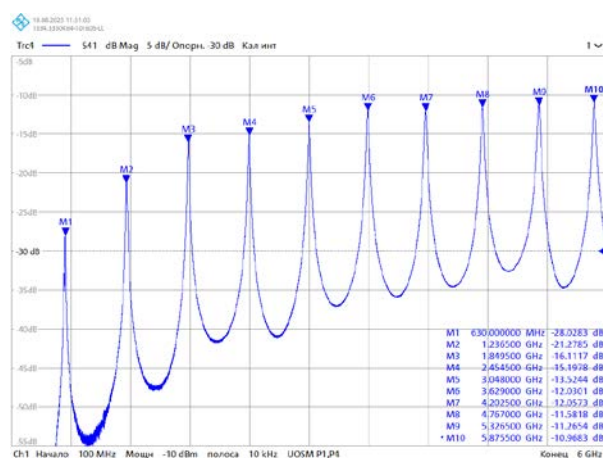
Разработка модели на основе подложки из АЛТК-46

Для реализации данного метода в системе автоматизированного проектирования (САПР), использующей метод конечных элементов,[3] был рассчитана конструкция резонатора на подложке из керамики АЛТК-46 с размерами 60x48x1,5. Данные геометрические размеры позволяют создавать топологию по стандартной тонкопленочной технологии, реализованной в НПК-9. По результатам моделирования был изготовлен образец для проведения исследований.

Внешний вид изготовленного образца представлен на рис. 1(а). После проведения измерений было установлено, что данный метод применим для проведения исследований подобного типа. Результаты измерения резонансных пиков коэффициента передачи представлены на рис.1(б). После пересчета было установлено, что для первых двух пиков показываемые значения диэлектрической проницаемости соответствуют ожидаемому значению и близки к 46, однако при повышении частоты наблюдается смещение результатов в сторону более высоких значений диэлектрической проницаемости. Связанно это, предположительно, с увеличением влияния неточностей изготовления. Также данный метод требует создание топологии на исследуемой подложке, что несовместимо проведением неразрушающего контроля в рамках серийного производства.



(а)



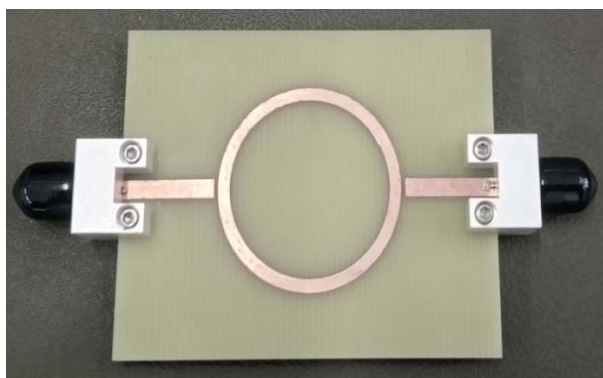
(б)

Рисунок 3 (а) – Внешний вид изготовленного образца микрополоскового резонаторного кольца на подложке АЛТК с размерами 60х48х1,5. (б) – результаты измерения изготовленного образца

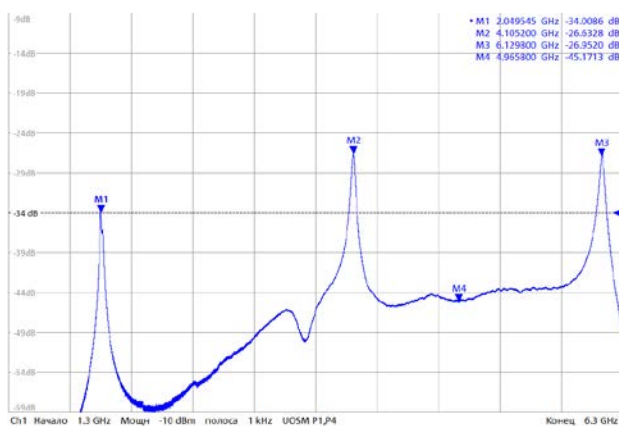
Разработка модели на основе диэлектрической платы в качестве основания.

В дальнейшем было принято решение в качестве основания использовать диэлектрическую плату с рисунком резонатора, а исследуемую подложку с геометрическими размерами 48х30х1 располагать сверху. Геометрические размеры исследуемой подложки должны превышать внешний диаметр резонансного кольца для равномерного влияния на распределение электрического поля и устранение нежелательных резонансов в области кольца. После проведения расчетов, было решено использовать стеклотекстолит FR-4 толщиной 1,5 мм в виде основания. Данный материал обладает низкой ($\epsilon \approx 4,4$) по сравнению с АЛТК диэлектрической проницаемостью. Данная разница приведет к «втягиванию поля» в исследуемую подложку, и влияние величины диэлектрической проницаемости на пики коэффициента передачи будет более отчетливое.

В САПР была разработана новая модель микрополоскового кольцевого резонатора. Ширина подводящей микрополосковой линии оптимизирована под 50 Ом, внешний диаметр кольца 29,8 мм. Внешний вид изготовленного образца, а также результаты измерения коэффициента передачи представлены на рис. 2(а) и рис. 2(б) соответственно.



(a)



(б)

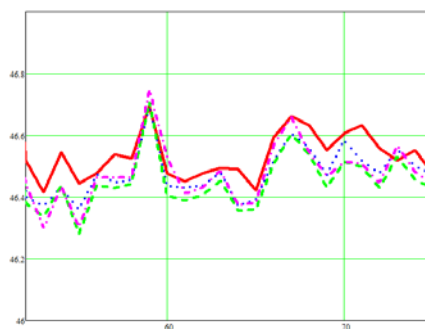
Рисунок 2 (a) – Внешний вид изготовленного образца микрополоскового резонаторного кольца на подложке из стеклотекстолита FR-4 (б) – результаты измерения изготовленного образца

В данном случае производится измерение эффективной диэлектрической проницаемости. Для разделения вклада параметров основания и измеряемой подложки и получения искомой диэлектрической проницаемости было произведено электродинамическое моделирование измерительной схемы с различным набором диэлектрической проницаемости контролируемой подложки – от 44 до 48 с шагом 0.1. По полученным результатам построена нормировочная кривая для первых трех пиков коэффициента передачи.

Было проведено измерение серии подложек, из которых выборочно были дополнительно замерены несколько образцов резонаторной методикой на частоте 10 ГГц (свидетельство №667-RA.RU.311243-2019). Полученные результаты хорошо коррелируют с результатами моделирования, что подтверждает применимость методики. Для проведения дальнейших измерений подготовлены образцы с различной диэлектрической проницаемостью для определения границ возможного смещения частот и проведения экспресс контроля серийно выпускаемых подложек. Внешний вид разработанного стенда для измерений представлен на рис. 3(а). Результаты измерения 20 подложек из 1 партии представлены на рис. 3(б).



(a)



(б)

Рисунок 3 (a) – Внешний вид стенда для измерения подложек5.

(б) – результаты измерения партии из 20 подложек: красная кривая – по первому пику, синяя – по второму пику, зеленая – по третьему пику, зеленая – по четвертому пику

Как видно из рис. 3(б), результаты измерений партии подложек хорошо коррелируют как между собой, так и с результатами неразрушающего контроля, проводимого на образцах в виде заготовок.

Заключение

В данной работе представлены результаты по созданию стенда для неразрушающего экспресс-контроля диэлектрической проницаемости. Полученные результаты свидетельствуют о применимости данной методики в серийном производстве, и проведены тестовые измерения на партии подложек. На данный момент проводится работа по анализу точности измерения и возможности автоматизации измерительного процесса. Также идет исследование возможности применения других подложечных материалов для улучшения предложенной методики.

Список литературы

1. A. Rashidian, M. T. Aligodarz and D. M. Klymyshyn, "Dielectric characterization of materials using a modified microstrip ring resonator technique," in IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 19, no. 4, pp. 1392-1399, August 2012, doi: 10.1109/TDEI.2012.6260016.
2. C. -S. Lee and C. -L. Yang, "Complementary Split-Ring Resonators for Measuring Dielectric Constants and Loss Tangents," in IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 24, no. 8, pp. 563-565, Aug. 2014, doi: 10.1109/LMWC.2014.2318900.
3. Finite element method in computational electromagnetism. Hiptmair, R. B.M. : Acta Numerica, 2002, Cambridge University press, pp. 237-339. DOI: 10.1017/S096249290200041.

RING MICROSTRIP RESONATOR METHOD FOR ELECTRICAL PARAMETERS CONTROL OF CERAMIC SUBSTRATES IN MASS PRODUCTION CONDITIONS

Kuzmin V.S.¹, Alekseev A.A.¹, Nalogin I.A.¹, Matyash M.V.¹, Lepilov G.E.¹

¹ JSC «NPP «Istok» named after Shokina», Fryazino

E-mail: kvs.1996@mail.ru

Abstract – This article presents a paper on the application of the microstrip ring resonator method for rapid monitoring of the dielectric constant of mass-produced substrates. A solution using a dielectric substrate as the base for the measured sample is presented. Several experimental samples were modeled and manufactured. The results of measuring the batch of substrates indicate the applicability of this technique for operational control of the dielectric constant of the substrates.

Keywords: parameters measurement, parameters control, permittivity, ring microstrip resonator, ceramic substrates

МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФЕРРИТОВЫХ И КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ РАЗРАБОТКЕ И СЕРИЙНОМ ПРОИЗВОДСТВЕ

**В.С. Кузьмин¹, А.В. Мясников¹, А.Г. Налогин¹, А.А. Алексеев¹,
И.А. Налогин¹, Г.Г. Щучкин², В.В. Паршин³, Е.А. Серов³,
М.П. Пархоменко⁴, Д.С. Каленов⁴**

¹АО «НПП «Исток» им. Шокина», Фрязино, Россия.

²Филиал РТУ МИРЭА в г. Фрязино, Фрязино, Россия

³Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

⁴Фрязинский филиал ИРЭ РАН, г. Фрязино, Россия

E-mail: kvs.1996@mail.ru

В данной работе представлены методики и установки для измерения электромагнитных параметров поликристаллических диэлектрических и ферритовых материалов на СВЧ, применяемые в серийном производстве ферритовых развязывающих приборов в АО «НПП «Исток» им. Шокина. Описаны пределы измерений, а также требования, предъявляемые к образцам. За счет высокой степени автоматизации измерительного процесса удается достигнуть высокой точности контроля и оперативности измерений.

Ключевые слова: измерение параметров, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость, резонаторные методики измерения.

Введение

Процесс производства СВЧ ферритовых приборов и выпуск качественной продукции неразрывно связан с точным контролем электромагнитных параметров (тангенсы угла потерь, диэлектрическая и магнитная проницаемости) используемых поликристаллических диэлектрических и ферритовых материалов. В работе представлены методики и установки для измерения и контроля электромагнитных параметров поликристаллических диэлектрических и ферритовых материалов на СВЧ, используемые в НПК-9 в рамках серийного выпуска ферритовых развязывающих приборов. Представленные методики можно укрупненно разбить на 2 вида:

- неразрушающие, предназначенные для непосредственной интеграции в производственный процесс.
- разрушающие, требующие подготовки образцов специальной формы, что делает невозможным их дальнейшее использование в производственном процессе.

Неразрушающие методы

Квазиоптический метод измерения в диапазоне частот (78,3÷118,1) ГГц

Объектами измерения в квазиоптическом методе и созданной на его основе методики [1, 2] являются заготовки слабо поглощающих поликристаллических диэлектрических материалов и ферритов в форме плоскопараллельных прямоугольных пластин. Размеры контролируемых заготовок после спекания в процессе серийного производства в виде прямоугольных пластин: 54×33×(5÷10) мм,

63×53×(5÷15) мм, чистота обработки лицевых поверхностей – не менее 7 кл., неплоскостность лицевых поверхностей – не более 0,01 мм, непараллельность лицевых поверхностей – не более 0,02 мм. Контролируемые параметры: эффективная относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_3 (диапазон измерения от 10 до 30) и тангенс угла суммарных магнитных и электрических потерь $\operatorname{tg}\delta_\Sigma$ (диапазон измерения от $5 \cdot 10^{-4}$ до $1 \cdot 10^{-2}$).

Измерения проводятся методами, основанными на частотной зависимости модуля коэффициента отражения квазиплоской электромагнитной волны от плоскопараллельного слоя поликристаллических диэлектрика или размагниченного феррита при нормальном падении.

При измерении используются два варианта схемы измерения (рис. 1): отражение квазиплоской электромагнитной волны от плоскопараллельного слоя, расположенного на металлическом зеркале (определение $\operatorname{tg}\delta_\Sigma$), и отражение квазиплоской электромагнитной волны от плоскопараллельного слоя без металлического зеркала (определение ϵ_3). Представленная методика включена в Госреестр, аттестат аккредитации 585-RA.RU.311243-2018.

Резонаторный метод измерения электромагнитных параметров пластин (подложек) из поликристаллических диэлектрических материалов и СВЧ ферритов с малыми потерями в диапазоне частот 9,8 ÷ 10,1 ГГц

Данный резонаторный метод и методика, созданная на его основе, предназначены для измерения действительной части относительной диэлектрической проницаемости ϵ' , тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta_\epsilon$, действительной части относительной магнитной проницаемости μ' и тангенса угла магнитных потерь $\operatorname{tg}\delta_\mu$ пластин (подложек) из поликристаллических диэлектрических материалов и СВЧ ферритов в диапазоне частот от 9,8 до 10,1 ГГц [3, 4].

Электромагнитные параметры определяются посредством сравнения параметров резонаторов (резонансная частота, добротность) с измеряемым образцом с параметрами резонаторов с контрольным образцом или контрольным виртуальным образцом, созданным на основе математического моделирования (данная часть методики внесена в Госреестр, аттестат аккредитации 585-RA.RU.311243-2018). Диапазоны значений измеряемых параметров по данному методу представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Диапазоны значений измеряемых параметров

Действительная часть относительной диэлектрической проницаемости ϵ'	от 14,5 до 15,5
Тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta_\epsilon$	от $5 \cdot 10^{-5}$ до $5 \cdot 10^{-4}$
Действительная часть относительной магнитной проницаемости μ'	от 0,85 до 0,90
Тангенс угла магнитных потерь $\operatorname{tg}\delta_\mu$	от $1 \cdot 10^{-4}$ до $1 \cdot 10^{-3}$

Внешний вид резонаторов представлен на рис. 2.

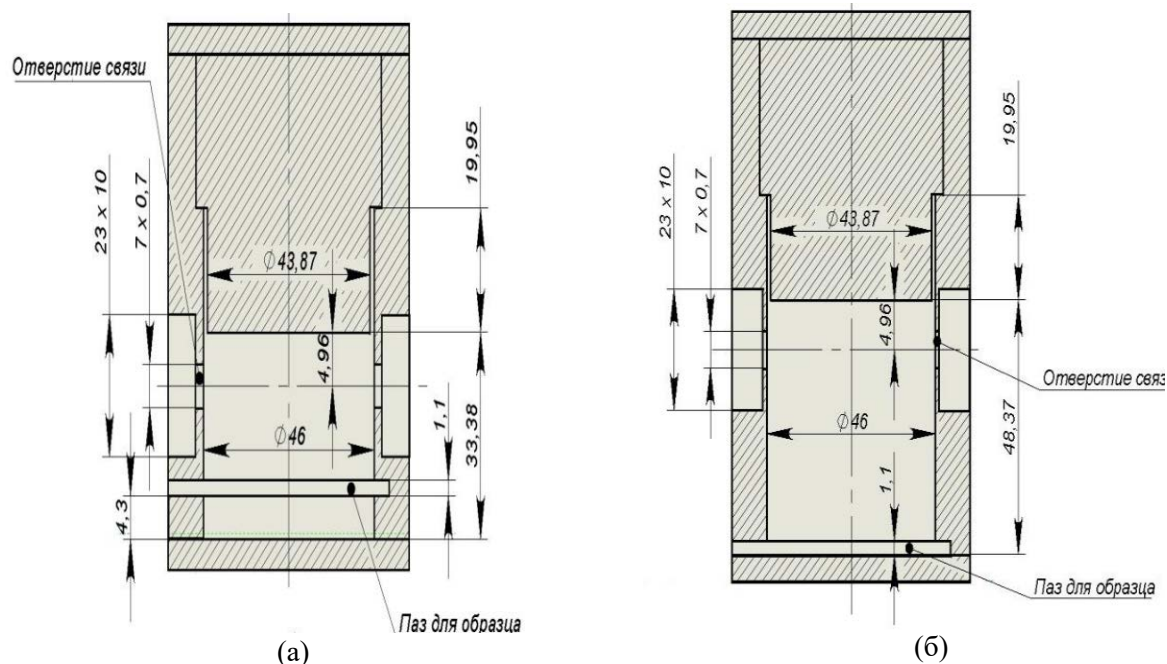


Рисунок 2 - Внешний вид резонаторов: (а) – резонатор для измерения электрических параметров, (б) – резонатор для измерения магнитных параметров

Требования к пластинам (подложкам): прямоугольная пластина с размерами сторон 48×60 мм и толщиной $1,00 \pm 0,02$ мм (допускается проводить измерения сразу на 2-х прямоугольных пластинах с размерами сторон 48×30 мм и толщиной $1,00 \pm 0,02$ мм из одной партии), намагниченность насыщения образцов ферритов от 16 до 160 кА/м (измеряемые образцы ферритов должны быть полностью размагничены), шероховатость лицевых поверхностей – R_a не более 0,02 мкм, неплоскостность лицевых поверхностей – не более 0,01 мм, непараллельность лицевых поверхностей – не более 0,02 мм.

Разрушающие методы

Волноводный метод для сильно поглощающих диэлектриков

Установки созданы для измерения электрических параметров сильно поглощающих диэлектрических материалов в диапазонах частот от 9,9 до 10,1 ГГц и от 29,9 до 30,1 ГГц волноводным методом (комплексной диэлектрической проницаемости, тангенса диэлектрических потерь, постоянной затухания). Методика основана на измерении коэффициента прохождения и отражения волны в волноводе при размещении в нем измеряемого образца. Дальнейшая обработка полученных S-параметров и пересчет в электрические параметры проводится по формулам, описанным в [5]. Измеряемые образцы представляют собой параллелепипеды с основанием 22,86 x 10,16 мм (9,9 до 10,1 ГГц) и 7,11 x 3,56 мм (29,9 до 30,1 ГГц). Длина образцов определяется условием отсутствия интерференционных явлений на границах воздух - измеряемый образец по критерию $|S_{21}| > 20$ дБ. Внешний вид установок приведен на рис. 3. Пределы измерений диэлектрической проницаемости - $\epsilon = 10 \div 50$, тангенса угла диэлектрических потерь - $\text{tg} \delta_\epsilon = 1 \cdot 10^{-1} \div 1$.

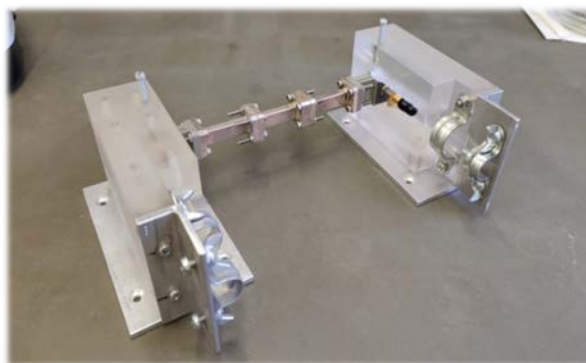
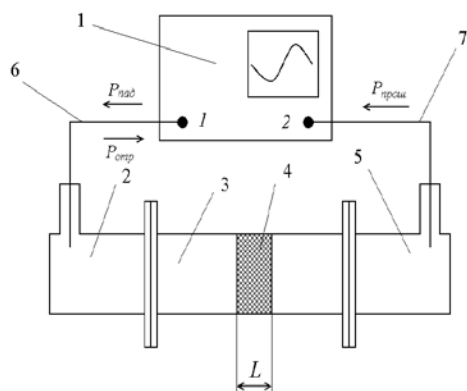


Рисунок 3 – (слева) Блок-схема установок измерения электрических параметров слабопоглощающих материалов волноводным методом (слева). Внешний вид волноводных измерительных секций в сборе (справа)

Резонаторные методы измерения на образцах в форме стержня

Установки предназначена для измерения электромагнитных параметров слабопоглощающих диэлектрических и ферритовых материалов на СВЧ. Установки созданы для диапазонов частот $9,9 \div 10,1$ ГГц и $26,5 \div 28$ ГГц. Измеряемые образцы имеют форму параллелепипеда, с размерами, определяемыми по таблице, приведенной в работе [6, 7]. Методика измерения основана на измерении зависимости модуля коэффициента отражения S_{11} [дБ] прямоугольного резонатора отражательного типа от частоты. При измерении электрических параметров материала образец помещается в пучность электрического поля резонатора, при измерении магнитных параметров материала – в пучность магнитного поля. В роли непосредственно измеряемых величин в измерительных установках выступают резонансная частота и добротность (ширина резонансной кривой по уровню 3 дБ) резонаторов, определяемые по коэффициенту отражения.

Таблица 2 – Пределы измерения электромагнитных параметров материалов для резонаторных методик

Измеряемая величина	Установка для диапазона 9,9-10,1 ГГц	Установка для диапазона 26,5-28 ГГц
Действительная часть диэлектрической проницаемости ϵ_1	От 3 до 60 (диэлектрики) От 10 до 20 (ферриты)	от 10 до 20
Тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta_\epsilon$	от $2 \cdot 10^{-4}$ до 10^{-2}	от $7 \cdot 10^{-4}$ до 10^{-2}
Действительная часть магнитной проницаемости μ_1	от 0,6 до 1	от 0,6 до 1
Тангенс угла магнитных потерь $\text{tg}\delta_\mu$	от $6 \cdot 10^{-4}$ до 10^{-2}	от $1,2 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-2}

Связь между измеряемыми величинами и параметрами материала находится с помощью метода малых возмущений, который позволяет найти связь между изменением резонансной частоты и добротности пустого резонатора при внесении в его полость образца и электромагнитными параметрами материала этого образца. В таблице 2 приведены пределы измерения электромагнитных параметров материалов для представленных методик.

Список литературы

1. М.Г. Семенов, Е.Ф. Ушаткин А.В. Белицкий, А.Г. Налогин. Частотный метод определения показателя преломления и тангенса угла суммарных потерь ферритовых материалов в миллиметровом диапазоне. Труды 22 Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы», Москва, Россия, НИУ «МЭИ», 21-22 ноября 2014 г., с. 430-435.
2. «Методика измерений эффективной относительной диэлектрической проницаемости и тангенса угла суммарных потерь плоскопараллельных заготовок магнитоэлектриков в диапазоне частот от 78,33 до 118,1 ГГц». Свидетельство об аттестации методики измерений № 585-RA.RU.311243-2018).
3. Соколов В.М., Иващенко П.А. «Способ вычисления добротности волноводных резонаторов со слоисто-однородным заполнением». Труды ВНИИФТРИ. Методы и средства радиотехнических измерений, выпуск 17 (47), 1974
4. Налогин А.Г., Семенов М. Г., Мясников А.В., Панков Р.П., Пархоменко М.П., Каленов Д.С., Еремин И.С., Федосеев Н.А., Налогин И.А., Ескин А.Е. Резонаторный метод неразрушающего контроля электромагнитных параметров образцов из СВЧ ферритов в форме пластин в диапазоне частот от 9,8 до 10,1 ГГц. / Электронная техника. Сер.1. СВЧ техника. 2019.-Вып.4 (543). – С. 67-77.
5. Baker-Jarvis, J.; Vanzura, E. J.; Kissick, W. A. (August 1990). "Improved technique for determining complex permittivity with the transmission/reflection method". IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 38 (8): 1096–1103.
6. М. П. Пархоменко, Ю. Ф. Абакумов, Д. С. Калёнов, Резонаторный метод для определения диэлектрических и магнитных параметров материалов и экспериментальная установка на его основе в миллиметровом диапазоне волн / Электронная техника. Сер. 1. СВЧ – техника, Вып. 2, 2013, с 16 – 30. 216
7. «Методика измерений электромагнитных параметров материалов с малыми потерями в диапазонах частот от 9,9 до 10,1 ГГц и от 26,5 до 28 ГГц резонаторным методом». Свидетельство об аттестации методики измерений № 667-RA.RU.311243-2019.

METHODS OF CONTROL OF ELECTROMAGNETIC PARAMETERS OF FERRITE AND CERAMIC MATERIALS DURING DEVELOPMENT AND MASS PRODUCTION

V.S. Kuzmin¹, A.V. Myasnikov¹, A.G. Nalagin¹, A.A. Alekseev¹, I.A. Nalagin¹, G.G. Shchuchkin², V.V. Parshin³, E.A. Serov³, M.P. Parkhomenko⁴, D.S. Kalenov⁴

¹JSC "NPP "Istok" named after Shokina", Fryazino, Russia.

²Branch of RTU MIREA in Fryazino, Fryazino, Russia

³Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia

⁴Fryazino Branch of the RTU MIREA, Fryazino, Russia

This paper presents the methods and installations on them for measuring the electromagnetic parameters of polycrystalline dielectric and ferrite materials on a microwave frequencies used in the serial production of ferrite decoupling devices at JSC NPP Istok named after Shokin. The measurement limits are described, as well as the requirements for the samples. Due to the high degree of automation of the measuring process, it is possible to achieve high control accuracy and measurement efficiency. **Keywords:** parameter measurement, dielectric permittivity, magnetic permeability, resonator measurement techniques.

РАЗРАБОТКА ФЕРРИТОВЫХ РАЗВЯЗЫВАЮЩИХ УСТРОЙСТВ КА-ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ НА ОСНОВЕ ТЕХНОЛОГИИ LTCC

Д.Н. Полозов, А.Г. Налогин, В.С. Кузьмин, А.Н. Пашков, В.Р. Чернышев

АО НПП «Исток» им. Шокина», г. Фрязино, Россия

E-mail: dnpolozov@istokmw.ru

В работе рассмотрена разработка ферритовых развязывающих приборов Ка-диапазона частот на основе LTCC-технологии. Использование LTCC технологии позволяет интегрировать приборы в объем микросхем, расширяя возможности распределения СВЧ-сигналов и упрощая сложные схемы, что имеет большое значение для СВЧ аппаратуры. Приведены результаты изготовления прибора на ферритовом LTCC-материале, рассмотрены технологические особенности и влияние дефектов на параметры. Определены задачи и пути улучшения СВЧ-характеристик и технологичности производства.

Ключевые слова: ферритовые устройства, циркулятор Ка-диапазона, LTCC технология, СВЧ-техника, ферритовый LTCC-материал, LTCC технология.

Введение

В последние годы в области СВЧ-техники наблюдаются тенденции, направленные на снижение массы и габаритов устройств, увеличение мощности, повышение надежности приборов и улучшения тактико-технических характеристик. В частности, это касается активных фазированных антенных решеток (АФАР) [1] радиолокационных станций (РЛС), при разработке которых возникает необходимость поиска путей для дальнейшей миниатюризации.

Одним из перспективных направлений для достижения этих целей является использование технологии низкотемпературной совместно обжигаемой керамики (LTCC) [2-4]. Эта технология позволяет создавать СВЧ модули с интегрированными в их объем ферритовыми развязывающими приборами (ФРП). Реализация такой концепции существенно расширяет технологические возможности конструирования СВЧ приборов, а также предоставляет возможность создавать более сложные схемные решения в компактной форме.

Результаты эксперимента

В рамках работы для реализации эксперимента по отработки технологии изготовления методом LTCC экспериментального ферритового прибора была выбрана топология на основе существующего прибора – Y-циркулятора Ка-диапазона частот, изготовленного в АО «НПП «Исток» им. Шокина» по классической керамической технологии. Выполнен циркулятор на подложке из литиевой шпинели ЛЦ-380 толщиной 0,25 мм [5]. Для разработки модели использовался программный комплекс Ansys HFSS, имеющий возможность создания электродинамической модели с применением метода конечных элементов [6]. Модель Y-циркулятора Ка-диапазона частот, представлена на рисунке 1.

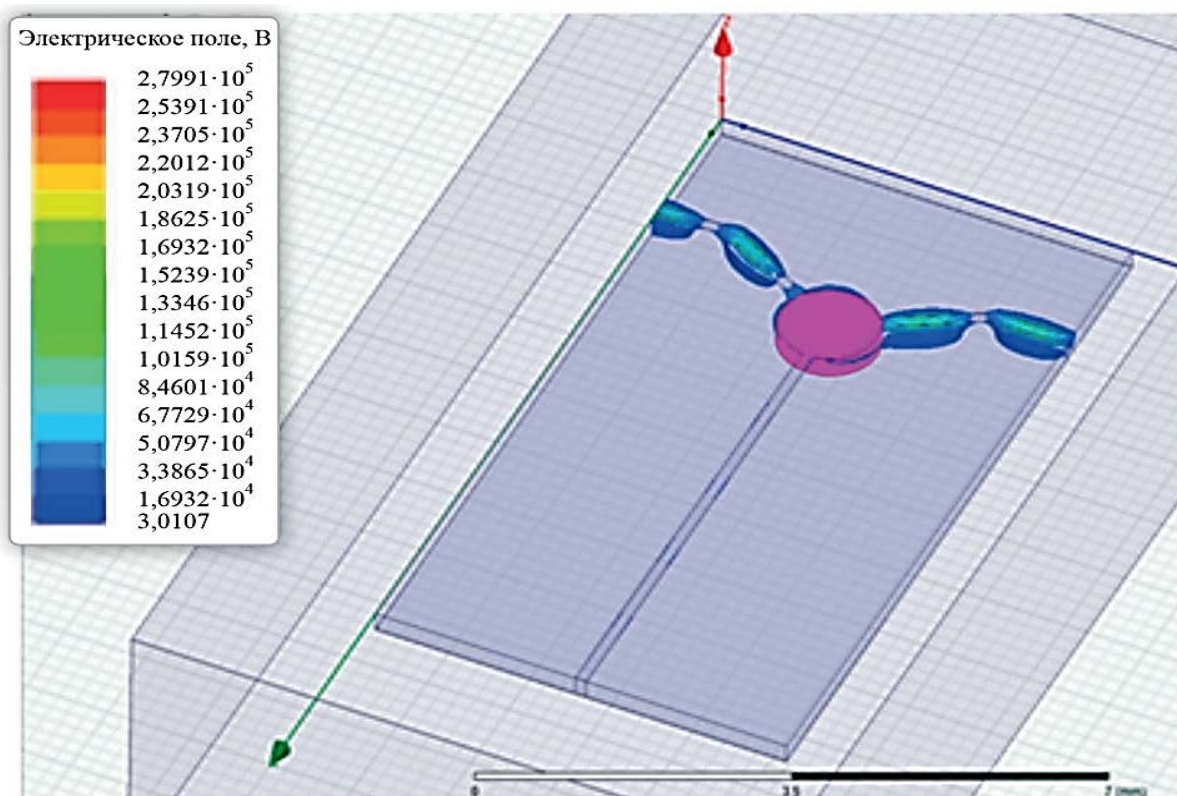


Рисунок 1 – Внешний вид электродинамической модели циркулятора

S-параметры модели Y-циркулятора Ка-диапазона частот представлены на рисунке 2.

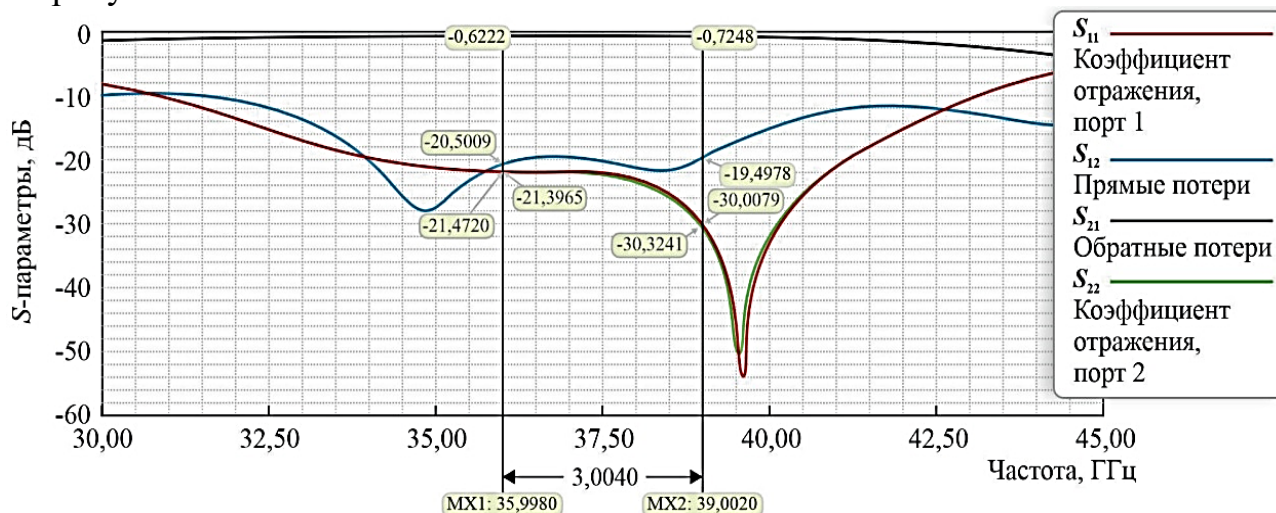


Рисунок 2 – S-параметры модели Y-циркулятора Ка-диапазона частот

Были рассмотрены несколько технологических исполнений прототипов. При производстве использовались отечественные материалы, включая керамику СКМ, металлизационные пасты и ферритовый материал ЛЦ-380-LTCC специального состава, разработанные для совместного обжига [7]. В ходе исследований был получен экспериментальный образец макета Y-циркулятора Ка-диапазона частот с платой из многослойного LTCC-феррита. Результаты измерений электрических параметров макета Y-циркулятора из многослойного LTCC-феррита представлены на рисунке 3.

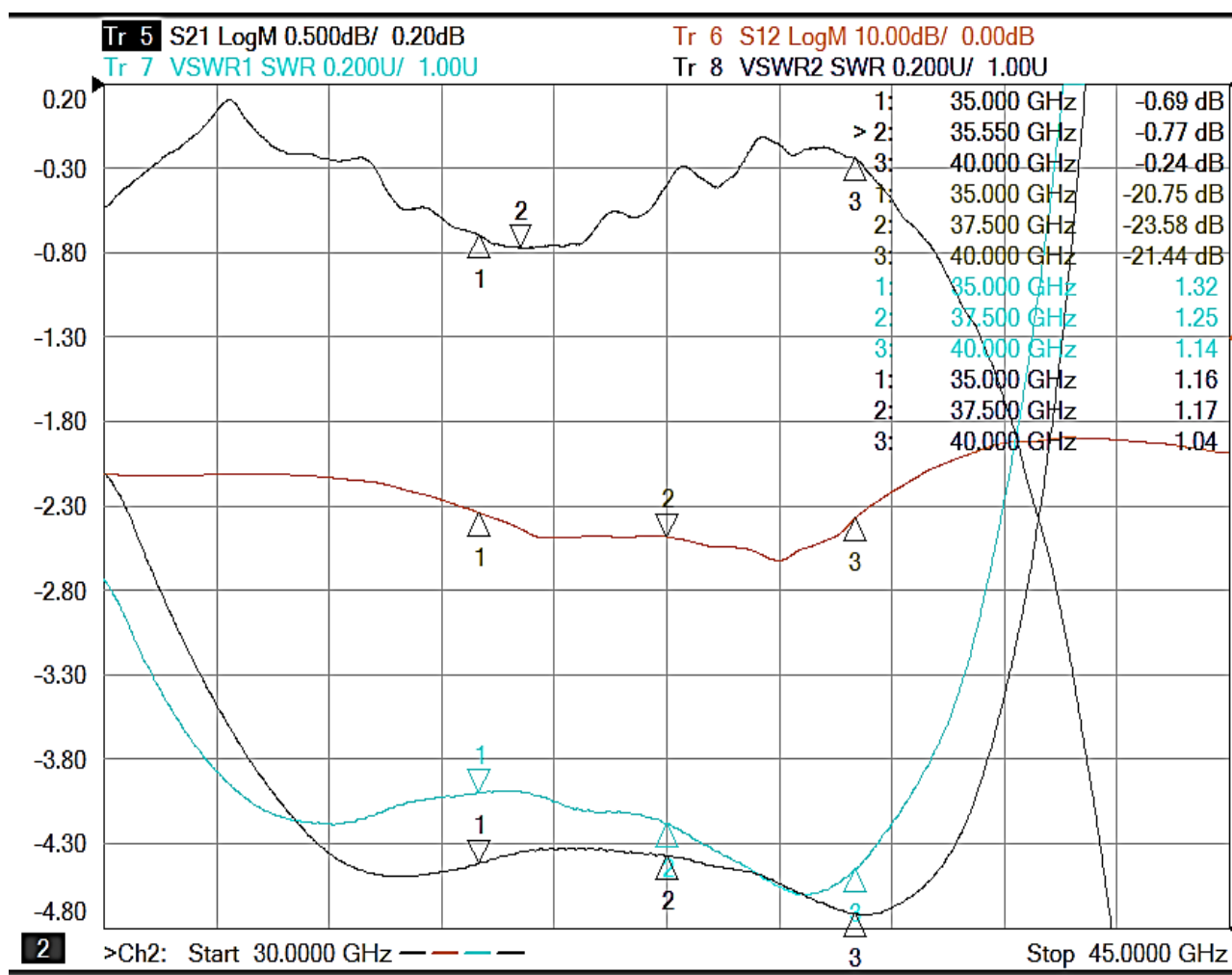


Рисунок 3 – Измеренные электрические параметры макета Y-циркулятора из многослойного LTCC-феррита

Полученные результаты измерений электрических параметров макета Y-циркулятора Ka-диапазона частот, коррелируются со значениями электродинамической модели.

Заключение

В рамках проведенной работы были разработаны, изготовлены и исследованы макеты ферритовых развязывающих устройств – Y-циркуляторов на основе ферритового LTCC-материала. Полученные результаты подтверждают перспективность технологии LTCC для производства ферритовых развязывающих устройств и открывают широкие возможности для их конструирования и интеграции в LTCC-модули.

Дальнейшее развитие этого направления связано с корректировкой составов металлизационных паст на LTCC-ферриты, а также с разработкой серии ферритовых материалов LTCC с различными кристаллическими структурами (шпинель, гранат, гексаферрит) для использования в СВЧ-частотных диапазонах и проектированием изделий на их основе. Технологичность данного метода является значительным преимуществом, что открывает новые горизонты для эффективного создания и совершенствования СВЧ-аппаратуры следующего поколения.

Список литературы

1. Перспективный многофункциональный приемопередающий модуль АФАР X-диапазона / М. С. Карасев, А. Г. Далингер, С. В. Шацкий, В. А. Жерновенков // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. – 2017. – Вып. 3(532). – С. 45 – 48.
2. Высокоизбирательный малогабаритный СВЧ-модуль в керамике LTCC с применением монтажа «flip-chip» / А. П. Гусев, А. В. Павлов, С. Г. Павлова [и др.] // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. – 2016. – Вып. 4 (531). – С. 45 – 55.
3. Ляпин, Л. В. Низкотемпературная керамика в технологии изготовления многослойных керамических плат LTCC / Л. В. Ляпин, А. В. Осипов, А. Г. Далингер // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. – 2017. – Вып. 4 (535). – С. 28 – 43.
4. Circulator integrated in LTCC with screen printed co-firing ferrite for space application / S. Yang, W. Shi, H. Bai and T. Zhang // 2018 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT) – 2018. – P. 1 – 3. – DOI: 10.1109/ICMMT.2018.8563702.
5. А. Н. Пашков, А. Г. Налогин, А. А. Алексеев и др. "Некоторые особенности производства ферритового материала по технологии LTCC для изготовления". Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника, 2024 г., Вып. 1 (561), стр. 13-23.
6. Семенов А. С. Микрополосковые ферритовые развязывающие приборы для СВЧ-аппаратуры Ka-диапазона частот / А. С. Семенов, А. Г. Налогин, А. А. Алексеев // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. – 2020. – Вып. 2 (545). – С. 12 – 21.
7. А. Н. Пашков, А. Г. Налогин, В. В. Демшевский и др. Разработка микро- и нанодисперсных ферритовых композиционных материалов и технологий их производства для ленточных носителей LTCC-подложек и исследование их свойств для создания функциональных ферритовых элементов, встраиваемых в объемные многослойные... АО «НПП «Исток» им. Шокина». Фрязино, 2021. стр. 539. № 13-93264..

DEVELOPMENT OF FERRITE DECOUPLING DEVICES OF THE Ka-FREQUENCY RANGE BASED ON LTCC TECHNOLOGY D.N. Polozov, A.G. Nalogin, V.S. Kuzmin, A.N. Pashkov, V.R. Chernyshev.

JSC NPP «Istok» named after Shokina", Fryazino, Russia.

E-mail: dnpolozov@istokmw.ru

The paper considers the development of ferrite decoupling devices based on LTCC technology for radio engineering paths. The use of LTCC ceramics makes it possible to integrate devices into the volume of microchips, expanding the possibilities of microwave signal distribution and simplifying complex circuits. The devices under development are small, reduced in weight, increased reliability and reduced power consumption, which is important for AFAR radar transceiver modules. The results of manufacturing the device on ferrite LTCC material are presented; technological features and the effect of defects on the parameters are considered. The tasks and ways of improving microwave characteristics and manufacturability of production are defined.

Keywords: ferrite devices, Ka-band circulator, LTCC technology, microwave technology, ferrite LTCC material, LTCC technology.

**СЕКЦИЯ 5: ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ
И МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ И АГРЕГАЦИЙ**

*Сопредседатели: к.т.н., к.э.н., зав. кафедрой Д.В. Михеев,
д.т.н., проф. Федин М.А., проф. Ф.Н. Шакирзянов (НИУ «МЭИ»),*

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НОВЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ЭПОКСИДНЫХ СМОЛ

**Д.И. Ковалев, Д.В. Голубев, С.А. Елфимов,
А.А. Нестеренко, Д.А. Кругликов**

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Россия, Москва

E-mail: golubev_dmitry@list.ru

Представлен численный подход к исследованию физико-химических (термо- и электрофизических) параметров полимерных композиционных материалов на основе эпоксидных смол. Разработан и реализован алгоритм генерации микроструктуры представительного объёма с управляемыми распределениями размеров, форм и ориентаций частиц-наполнителей, обеспечивающий контроль объёмной доли, минимального расстояния между частицами и отсутствия пересечений. Построена сквозная расчётная схема на базе метода конечных элементов: задание материалов и граничных условий, дискретизация, решение, верификация с обработкой несходимости и последующая гомогенизация для извлечения эффективных характеристик. Предлагаемый инструментарий предназначен для ускоренного подбора составов и параметрических исследований без изготовления большого числа образцов, что снижает трудоёмкость и стоимость этапа разработки новых изоляционных композитов.

Ключевые слова: композиционные материалы, эпоксидные смолы, наполнители, метод конечных элементов, гомогенизированные свойства.

Введение

Современные электроэнергетические системы предъявляют повышенные требования к эксплуатационной надёжности, долговечности и удельной энергоёмкости высоковольтного оборудования. Одним из способов их достижения является замещение традиционных минеральных и керамических изоляционных материалов полимерными композиционными диэлектриками, в которых термо-реактивная либо термопластичная матрица наполняется функциональными частицами.

Такая изоляция применяется по всей цепочке электроснабжения — от обмоток генераторов до шинопроводов, кабельных линий и газоизолированных систем передачи, при рабочих напряжениях, начинающихся с нескольких киловольт [1].

1. Методы разработки новых композитных изоляционных материалов

Существует несколько подходов к разработке изоляционных материалов с наполнителями. Традиционный цикл разработки начинается с определения требуемых свойств и выбора полимерной матрицы, затем подбираются функциональные наполнители и методы их введения в полимер, после чего изготавливаются опытные образцы композита и проводятся их испытания, по результатам которых выполняются корректировки состава. Реализация данного подхода требует значительных трудовых и материально-технических ресурсов [2].

Оптимальный подход к разработке новых компаундов заключается в изучении влияния различных комбинаций наполнителей на свойства конечного материала.

При решении подобных задач эффективно применение методов моделирования и аналитических вычислений, позволяющих прогнозировать характеристики без трудоёмких экспериментальных процедур.

В последние годы широкое распространение получили микромеханические и конечно-элементные модели, применяемые для прогнозирования эффективных свойств полимерных композитов, содержащих частицы различной формы и размеров.

Так, Guven и Cinar [3] разработали представительные объёмы (RVE) на основе микрокомпьютерной томографии для эпоксидных композитов с частицами-наполнителями, показав высокую корреляцию с экспериментальными измерениями модулей упругости и сдвига. Majewski [4] предложил полуаналитико-численный подход, объединяющий морфологические представительные схемы и модифицированные методы Мори-Танаки для оценки влияния формы и упаковки включений на упруго-пластические свойства композитов. Было показано, что геометрия включений оказывает существенное влияние на макроскопическую жёсткость материала.

Более поздние исследования Berladir и соавт. [5], использовавшие конечно-элементное моделирование PTFE-композитов, армированных хаотично распределёнными сферическими и цилиндрическими включениями, подтвердили достоверность прогнозирования прочностных и несущих характеристик при сравнении с экспериментом. Эти подходы демонстрируют возможность точного описания поведения изоляционных материалов при различных формах и распределениях наполнителя без необходимости изготовления большого числа опытных образцов.

2. Численные исследования физико-химических параметров новых композиционных материалов на основе эпоксидных смол

В настоящей работе основным методом исследования являлось численное моделирование композита, представленного в виде куба, заполненного частицами различных размеров. В качестве наполнителей могут быть использованы различные простые объёмные фигуры, приближенно описывающие геометрии наполнителей – сферы, цилиндры, эллипсы, призмы и др.

Процесс моделирования был разделён на несколько этапов:

- генерация геометрии наполнителей;
- создание расчетной модели;
- проведение расчётов и анализ результатов.

Упрощенная последовательность разработки расчетных моделей представлена на рисунке 1.

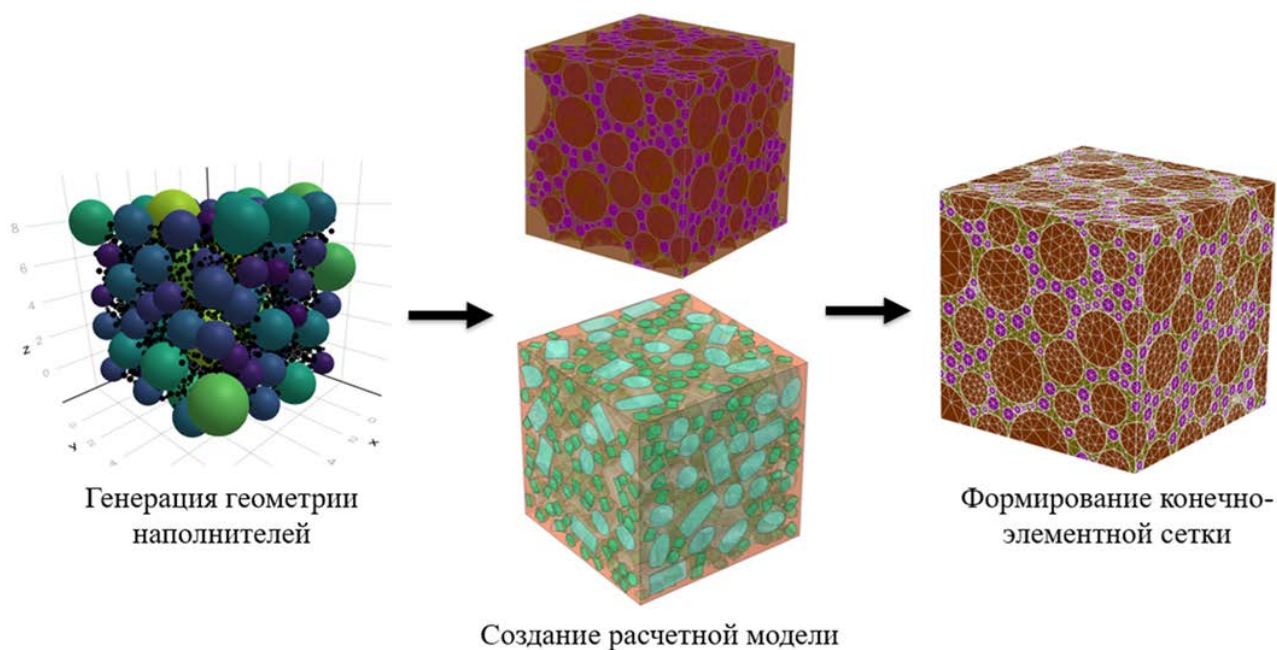


Рисунок 1 – Последовательность разработки расчетных моделей

Для создания расчетных моделей использовался алгоритм, представленный на рисунке 2.

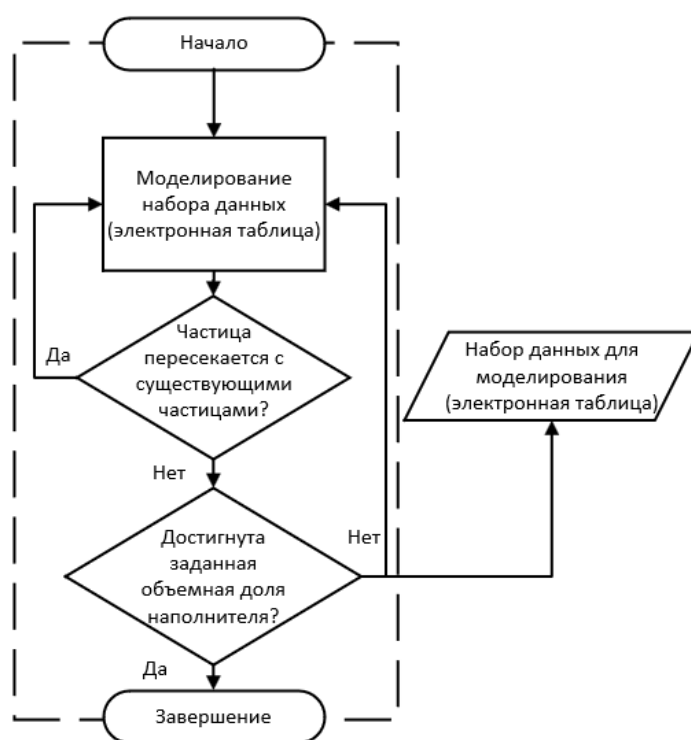


Рисунок 2 – Схема модели генерации геометрии композиционного материала с наполнителями

На этапе инициализации в «наборе данных» фиксируются все управляющие параметры генерации: размер представительного объёма, перечень типов частиц и их целевые объёмные доли по фракциям, распределения размеров/осей и ориентаций, минимальное расстояние между частицами, правило упаковки и

исходное состояние генератора случайных чисел для воспроизводимости. Далее на каждой итерации формируется кандидат-частица: по заданному распределению выбираются её геометрические параметры и ориентация, затем равновероятно выбирается положение в домене, выполняется быстрая проверка непересечения с другими частицами, при необходимости – уточняющая проверка с учётом формы. В случае нарушения ограничений попытка отклоняется и, соответственно, генерируется следующий кандидат; при успешном размещении обновляется достигнутая объёмная доля. Генерация микроструктуры завершается, когда выполнены три условия: достигнута заданная объёмная доля наполнителя (с допуском), частицы не пересекаются и выдержан минимальный зазор, а распределения размеров и ориентаций соответствуют заданным. Если какое-то условие не выполнено, генерация продолжается; при превышении лимита попыток меняется стратегия упаковки или реализация перегенерируется. Итогом работы алгоритма является готовая валидированная геометрия представительного объема разрабатываемого композитного материала в виде экспортируемых файлов геометрии и краткий лог проверки критериев.

Проведение расчетов гомогенизированных свойств проводилось согласно алгоритму, представленному на рисунке 3.

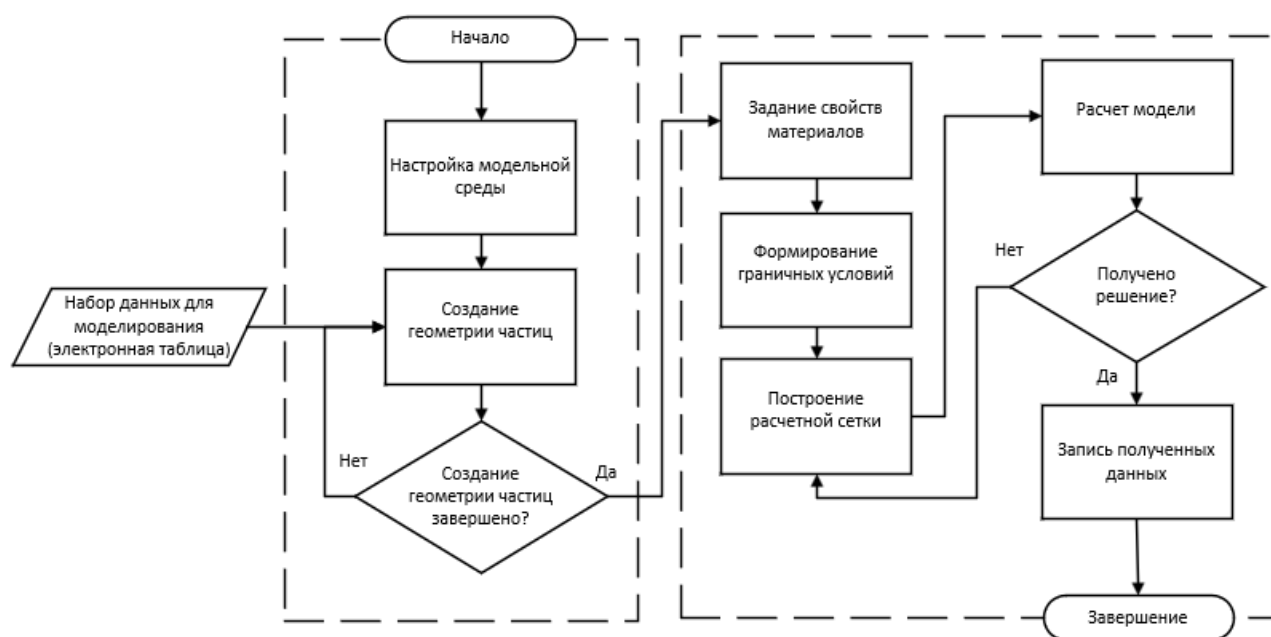


Рисунок 3 – Схема алгоритма расчета гомогенизированных свойств композиционного материала с наполнителями

Алгоритм расчёта гомогенизированных свойств композиционного материала включает в себя следующие шаги: после инициализации выполняется настройка модельной среды и по записи из набора данных воспроизводится геометрия представительного объема, при незавершённой генерации выполняется локальный цикл до её полного построения. Далее последовательно задаются характеристики материалов, граничные условия для расчетов, строится конечно-элементная сетка и запускается численный решатель. Если решение не получено (несходимость, сеточно-геометрические ошибки), происходит возврат к этапам

параметризации/сеточного разбиения с корректировкой настроек и повтором расчёта. При успешном решении выполняется постобработка с объёмным усреднением для извлечения эффективных характеристик, после чего все гомогенизированные свойства композитного материала, визуализации распределения электрической индукции, плотности тока, электрического потенциала, температуры и теплового потока вместе с идентификатором реализации записываются в набор данных, завершая процедуру. Пример получаемых визуализаций представлен на рисунке 4 – распределение теплового потока по оси Y для двух видов наполнителей: цилиндров и сфер.

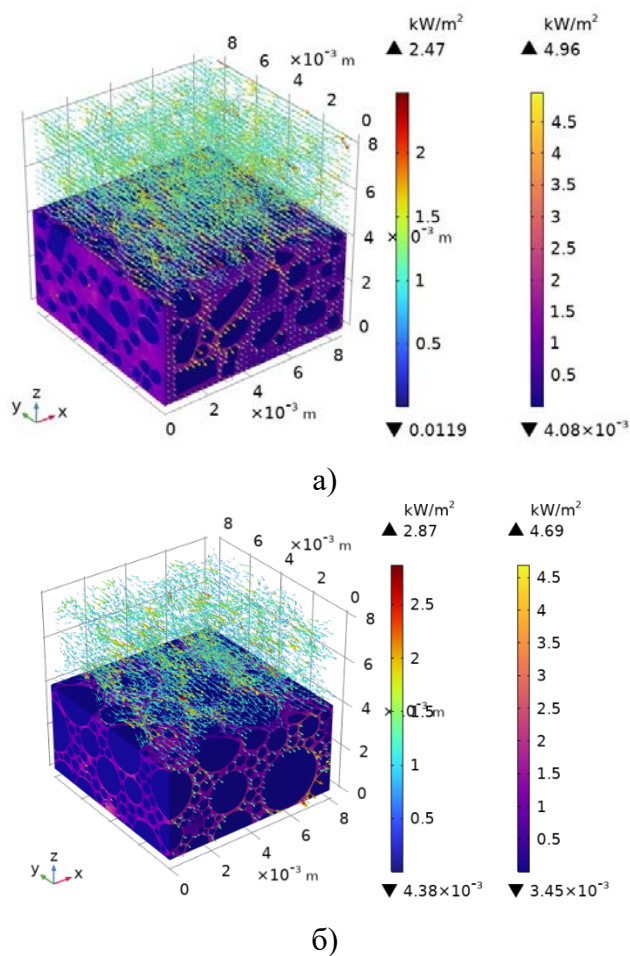


Рисунок 4 – Распределение теплового потока по оси Y , наполнители: а) цилиндры; б) сферы

Заключение

Разработан и реализован воспроизводимый численный подход к исследованию композиционных материалов на основе эпоксидных смол, включающий генерацию микроструктуры представительного объёма с управляемой морфологией и объёмной долей наполнителя с контролем минимального расстояния между частицами и отсутствия пересечений, построение расчетной модели с заданием материалов и граничных условий, автоматизированную процедуру решения с обработкой несходимости, гомогенизацию для извлечения эффективных характеристик и визуализацию распределений электрофизических и тепловых полей. Предложенный инструментариий функционально закрывает полный цикл

моделирования композиционных материалов на основе эпоксидных смол с наполнителями, тем самым снижая трудоёмкость начальных этапов разработки изоляционных композитов.

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете «МЭИ» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания (проект № FSWF-2024-0004).

Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Список литературы

1. Вариводов В. Н., Ковалев Д. И., Голубев Д. В. Полимеры в технике высоких напряжений: монография. — М.: Издательство МЭИ, 2022.
2. Siddique A., Shahid M. U., Akram L., Aslam W., Alsufiani K. D. A Holistic Integration of Machine Learning for Selecting Optimum Ratio of Nanoparticles in Epoxy-Based Nanocomposite Insulators // *Processes*. — 2025. — Vol. 13. — Art. 2330. — DOI: 10.3390/pr13082330.
3. Guven I., Cinar K. Micromechanical modeling of particulate-filled composites using micro-CT to create representative volume elements // *International Journal of Mechanics and Materials in Design*. — 2019. — Vol. 15. — P. 695–714. — DOI: 10.1007/s10999-018-09438-6.
4. Majewski M. Micromechanical and numerical analysis of shape and packing effects in elastic-plastic particulate composites // *Mechanics of Materials*. — 2022. — Vol. 12. — P. 11–25.
5. Berladir K., Zhyhylii D., Gaponova O., Krmela J., Krmelová V., Artyukhov A. Modeling of polymer composite materials chaotically reinforced with spherical and cylindrical inclusions // *Polymers*. — 2022. — Vol. 14, no. 10. — Art. 2087. — DOI: 10.3390/polym14102087.

NUMERICAL INVESTIGATION OF PHYSICOCHEMICAL PARAMETERS OF NEW EPOXY-RESIN-BASED COMPOSITE MATERIALS

D.I. Kovalev, D.V. Golubev, S.A. Yelfimov, A.A. Nesterenko, D.A. Kruglikov

National Research University “Moscow Power Engineering Institute”, Moscow, Russia

E-mail: golubev_dmitry@list.ru

A numerical approach is presented for investigating the physicochemical (thermal and electrophysical) parameters of polymer composite materials based on epoxy resins. An algorithm has been developed and implemented for generating the microstructure of a representative volume with controlled distributions of filler-particle sizes, shapes, and orientations, ensuring control of volume fraction, minimum interparticle spacing, and the absence of overlaps. An end-to-end computational workflow based on the finite element method is constructed: specification of materials and boundary conditions, discretization, solution, verification with handling of non-convergence, and subsequent homogenization to extract effective properties. The proposed toolkit is intended for accelerated formulation screening and parametric studies without manufacturing a large number of specimens, thereby reducing the labor intensity and cost of early-stage development of new insulating composites.

Key words: composite materials, epoxy resins, fillers, finite element method, homogenized properties.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ОБОРУДОВАНИЯ
С НОВЫМ ТИПОМ ПОЛИМЕРНОЙ ИЗОЛЯЦИИ**
**Д.И. Ковалев, Д.В. Голубев, С.А. Елфимов, А.А. Нестеренко,
Д.А. Кругликов**

¹ ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Россия, Москва

E-mail: golubev_dmitry@list.ru

Представлен воспроизводимый численный подход к моделированию электрофизических характеристик высоковольтного оборудования с полимерной изоляцией на основе эпоксидной матрицы, модифицированной неорганическими наполнителями. Разработана связанная электростатико-тепловая модель в частотной области с учётом комплексной проводимости, диэлектрических потерь и конвективно-радиационного теплообмена, предусмотрены ограничения по максимальной напряжённости поля и температуре, а также надёжный критерий Вейбулла. Оптимизация формы и рецептуры реализуется через сопряжённые уравнения и интерполяцию SIMP. На примерах узлов 10 кВ (токопровод, измерительные трансформаторы) показано, что наполнители перераспределяют электрическое поле и повышают пробивную прочность композитов.

Ключевые слова: полимерная изоляция, композиционные материалы, эпоксидная смола, диэлектрическая прочность, электростатико-тепловое моделирование, метод конечных элементов, оптимизация формы.

Введение

В настоящее время ведутся активные разработки новых композитных материалов на основе эпоксидных смол с различными наполнителями для улучшения эксплуатационных и технико-экономических характеристик шинопроводов и токопроводов на номинальное напряжение от 1 кВ.

1. Возможности применения различных наполнителей для изоляционных композиционных материалов на основе эпоксидных смол

Введение неорганических наполнителей позволяет целенаправленно управлять электрофизическими характеристиками изоляции. Микро- и нанодобавки влияют на однородность структуры, перераспределяют локальные напряжённости и удлиняют пути развития электрического пробоя, одновременно изменяют теплопроводность и диэлектрические потери [1-5]. Эффективность таких решений зависит от размеров и формы частиц, поверхностной обработки, массовой доли, а также от режимов смешения и отверждения, поскольку именно эти факторы задают качество интерфейса и вероятность дефектов. В таблице 1 приведены значения характеристик и диэлектрической прочности материалов с различными наполнителями.

Эпоксидная смола демонстрирует самые высокие значения диэлектрической прочности при использовании наполнителя BN с массовой долей 10% и размером фракций 70 нм, достигая значения 230 кВ/мм. Это связано с тем, что частицы нитрида бора способствуют выравниванию электрического поля в материале. Использование в качестве добавки оксида алюминия и оксида кремния также заметно повышает значения электрической прочности.

Таблица 1 – Значения характеристик и диэлектрической прочности материалов с различными наполнителями [6]

Наполнитель	Массовая доля наполнителя(ей) (%)	Размер фракций (мкм/нм)	Материал	Диэлектрическая прочность (кВ/мм)
BN	10	-	Эпоксидная смола	230,0
Al ₂ O ₃	5	-	Эпоксидная смола	212,0
micro-AlN/nano-AlN	20/3	10/50	Эпоксидная смола	168,1
Al ₂ O ₃	60	10	Эпоксидная смола	90,3
Al ₂ O ₃	1	-	Эпоксидная смола	59,9
Al ₂ O ₃ /BN	68/10	10/4	Эпоксидная смола	40,0
Al ₂ O ₃	10	-	Эпоксидная смола	25,5
TiO ₂	10	-	SiR, Эпоксидная смола	19,3
Al ₂ O ₃ /BN	20/20	1/10	SiR	93,0
Micro-Si ₃ N ₄ /nano-SiO ₂	80/7	3/20	SiR	84,5
BN	12	-	SiR	25,5
Micro-ATH/nano-SiO ₂	20/6	5/12	SiR	24,3
Micro-Al ₂ O ₃ /nano-SiO ₂	20/4	-	SiR	23,9
Micro-BN/nano-BN	17.5/2.5	5/50	EFDM	89,2
SiO ₂	6	12	EFDM	29,7

Эпоксидная смола демонстрирует самые высокие значения диэлектрической прочности при использовании наполнителя BN с массовой долей 10% и размером фракций 70 нм, достигая значения 230 кВ/мм. Это связано с тем, что частицы нитрида бора способствуют выравниванию электрического поля в материале. Использование в качестве добавки оксида алюминия и оксида кремния также заметно повышает значения электрической прочности.

Наполнители с более крупными размерами частиц демонстрируют снижение диэлектрической прочности относительно более мелких фракций тех же наполнителей. Это может быть связано с образованием микродефектов или неоднородностей в структуре материала.

Диэлектрическая прочность материалов на основе силиконового каучука (SiR) варьируется в зависимости от типа и характеристик применяемого наполнителя. Например, смеси борнитрида и оксида алюминия с массовой долей 20/20% и размером фракций 1/10 мкм/нм обеспечивает высокую диэлектрическую прочность (93,0 кВ/мм). Наполнители с меньшими размерами частиц, такие как микросферы оксида кремния с размером 3/20 мкм/нм и массовой долей 80/7%, также обеспечивают высокий уровень диэлектрической прочности (84,5 кВ/мм).

В сравнении с эпоксидной смолой без добавления наполнителей, которая имеет диэлектрическую прочность 64 - 68 кВ/мм, материалы с добавлением определенных наполнителей демонстрируют повышенную диэлектрическую прочность 90.3 - 230.0 кВ/мм. Точно такая же зависимость наблюдается и у силиконового каучука, которая в чистом виде имеет диэлектрическую проницаемость 17,1 кВ/мм, а с наполнителями 23,9 – 93,0 кВ/мм.

Для материалов EFDМ использование микродобавки борнитрида с массовой долей 17,5/2,5% и размером фракций 5/50 мкм/нм обеспечивает высокую диэлектрическую прочность (89,2 кВ/мм), что является одним из лучших результатов среди рассмотренных наполнителей.

Диоксид кремния давно используется в качестве добавки для изоляционных конструкций, так как он способствует повышению ряда характеристик изначально используемого материала. Также выделяется и нитрид бора, который при добавлении в эпоксидную смолу позволяет увеличить ее диэлектрическую прочность почти в 4 раза.

2. Моделирование электрофизических свойств высоковольтного оборудования с новым типом полимерной изоляции

Пусть область высоковольтного узла разбита на проводники, изоляцию и окружающее пространство. Электростатическая постановка в частотной области задаётся потенциалом $\varphi(x)$ и полем $E(x)$. Для комплексной проводимости $Y(x) = \sigma(x) + j\omega\varepsilon(x)$ выполняется уравнение 1.

$$\nabla \cdot (Y(x)\nabla\varphi(x)) = 0 \quad (1)$$

Поле и связанные величины определяются соотношениями 2-4.

$$E(x) = -\nabla\varphi(x) \quad (2)$$

$$D(x) = \varepsilon(x) E(x) \quad (3)$$

$$J(x) = \sigma(x) E(x) \quad (4)$$

Граничные условия 5-7 задаются потенциалами на электродах и условиями симметрии/электрической изоляции на остальных границах.

$$\varphi|_{\Gamma_V} = V \quad (5)$$

$$\varphi|_{\Gamma_0} = 0 \quad (6)$$

$$n \cdot \varepsilon, \nabla \varphi|_{\Gamma_N} = 0 \quad (7)$$

Тепловая подсистема в установившемся режиме описывается температурным полем (8) $T(x)$ и уравнением теплопроводности с объёмными потерями в диэлектрике и проводимости (9), где $|E|$ понимается как действующее значение.

$$-\nabla \cdot (k(x) \nabla T(x)) = p(x, E) \quad (8)$$

$$p(x, E) = \sigma_{\text{eff}}(x)|E|^2 + \omega \varepsilon_0 \varepsilon'_{\text{eff}}(x) \tan \delta_{\text{eff}}(x)|E|^2 \quad (9)$$

Тепловые граничные условия на внешних поверхностях в формуле 10 учитывают конвекцию и излучение.

$$-n \cdot k, \nabla T = h, (T - T_{\infty}) + \varepsilon_{\text{rad}}, \sigma_{\text{SB}}, (T^4 - T_{\infty}^4) \text{ на } \Gamma_T \quad (10)$$

Критерии электрической и тепловой допустимости формулируются в виде ограничений на максимум поля и температуры с выбранным коэффициентом запаса γ и предельной температурой T_{lim} (11).

$$||E||_{L^{\infty}(\Omega_i)} \leq \frac{E_{\text{bd,eff}}}{\gamma}, ||T||_{L^{\infty}(\Omega_i)} \leq T_{\text{lim}} \quad (11)$$

Альтернативно для учёта надёжности по пробой используется интегральный критерий Вейбулла при заданной требуемой вероятности безотказной работы P^* (12).

$$\int_{\Omega_i} \left(\frac{|E|}{E_0} \right)^m d\Omega \leq -\ln P^* \quad (12)$$

Оптимизация геометрии изоляции ставится как задача минимизации объёма или массы области Ω_i при соблюдении электростатических, тепловых уравнений и эксплуатационных ограничений. Для критерия объёма при удельной плотности ρ целевая функция записывается как (13), где второй член — периметр/площадь поверхности для регуляризации границы.

$$J(\Omega_i) = \int_{\Omega_i} \rho d\Omega + \beta \int_{\Gamma_i} dS \quad (13)$$

Ограничения заменяются гладкими аппроксимациями на основе p -норм для дифференцируемости (14-16).

$$g_E(\varphi) = \left(\frac{1}{|\Omega_i|} \int_{\Omega_i} \left(\frac{|E|}{E_{\text{allow}}} \right)^q d\Omega \right)^{1/q} - 1 \leq 0 \quad (14)$$

$$E_{\text{allow}} = \frac{E_{\text{bd,eff}}}{\gamma} \quad (15)$$

$$g_T(T) = \left(\frac{1}{|\Omega_i|} \int_{\Omega_i} \left(\frac{T}{T_{\text{lim}}} \right)^r d\Omega \right)^{1/r} - 1 \leq 0 \quad (16)$$

Для вычисления градиентов по форме вводится функция Лагранжа (лагранжиан) с сопряжёнными полями $\lambda(x)$ и $\mu(x)$ и штрафами $\alpha_E, \alpha_T > 0$ (17).

$$L = J + \frac{\alpha_E}{2} g_E^2 + \frac{\alpha_T}{2} g_T^2 + R \int_{\Omega} \lambda \nabla \cdot (Y \nabla_{\varphi}) d\Omega + \int_{\Omega} \mu [-\nabla \cdot (k \nabla_T) - p(x, E)] d\Omega \quad (17)$$

Необходимые условия оптимальности по состояниям дают сопряжённые уравнения. Тепловое сопряжённое уравнение имеет вид (18), с граничными условиями, согласованными с конвективно-радиационными потоками.

$$-\nabla(k^T \nabla \mu) + \alpha_T g_T \frac{r}{|\Omega_i|^{1/r} T_{\text{lim}}^r} T^{r-1} = 0 \quad (18)$$

Электрическое сопряжённое уравнение учитывает зависимость источника тепла от поля и ограничение по полю; при $\alpha(x) = \sigma_{\text{eff}} + \omega \varepsilon_0 \varepsilon'_{\text{eff}} \tan \delta_{\text{eff}}$ получается (19), с граничными условиями, согласованными с заданием потенциалов и электрически изолированными гранями.

$$\nabla \cdot (Y^T \nabla \lambda) + \nabla \cdot (2 \alpha(x) \mu E) + \alpha_E g_E \nabla \cdot \left(\frac{q}{|\Omega_i|^{1/q} E_{\text{allow}}^q} |E|^{q-2} E \right) = 0 \quad (19)$$

Вариация лагранжиана по форме области изоляции даёт граничный (хадемаров) градиент. Для нормальной скорости деформации границы v_n (20) и кривизны κ получаем форму плотности градиента (21).

$$v_n = -\eta (G + \beta \kappa) \quad (20)$$

$$G = \rho + [(Y \nabla \varphi) \cdot \nabla \lambda]_+^- + [k \nabla T \cdot \nabla \mu]_+^-, \quad (21)$$

где $[\cdot]_+^-$ – скачок соответствующей величины при переходе с внешней стороны границы к внутренней, $\eta > 0$ – параметр шага эволюции границы. Такая формула используется в методах уровневых сеток и других градиентных алгоритмах изменения формы.

Если, помимо формы, проектируются пространственные рецептуры, то вводится скалярная переменная материала $x(\mathbf{x}) \in [0, 1]$, определяющая гомогенизированные свойства через интерполяцию SIMP-типа для исключения серых зон. Для диэлектрической проницаемости и теплопроводности это записывается как (22), с аналогичным законом для σ_{eff} и $\tan \delta_{\text{eff}}$.

$$\varepsilon_{\text{eff}}(x) = \varepsilon_{\min} + x^p (\varepsilon_{\max} - \varepsilon_{\min}), \quad k_{\text{eff}}(x) = k_{\min} + x^p (k_{\max} - k_{\min}) \quad (22)$$

Соответствующая чувствительность цели выводится из $\partial \mathcal{L} / \partial x$ с учётом зависимостей $p(x, E)$ и $Y(x)$ от x .

Для валидации и быстрого синтеза полезна осесимметричная проверка на концентрическом цилиндрическом слое из однородного материала с радиусами $a < b$ и приложенным напряжением V . Напряжённость поля и условие по электрической прочности в вершине поля $r=a$ записываются как (23).

$$E_r(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)}, \quad \frac{V}{a \ln(b/a)} \leq \frac{E_{\text{bd,eff}}}{\gamma} \quad (23)$$

Из этого следует, что минимально допустимый внешний радиус при фиксированных a , V , γ и $E_{\text{bd,eff}}$ находится по формуле (24).

$$b_{\min} = a e^{\frac{V \gamma}{a E_{\text{bd,eff}}}} \quad (24)$$

Тепловое поле в том же слое определяется решением уравнения (25) с подходящими граничными условиями теплоотвода. Это уравнение даёт аналитические оценки $T_{\max}$ для первичного подбора толщины до численной оптимизации.

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r k_{\text{eff}} \frac{dT}{dr} \right) + [\sigma_{\text{eff}} + \omega \varepsilon_0 \varepsilon'_{\text{eff}} \tan \delta_{\text{eff}}] \frac{V^2}{r^2 \ln^2(b/a)} = 0 \quad (25)$$

Представленная связанная электростатико-тепловая модель с ограничениями по прочности и температуре и с сопряжённым вычислением чувствительностей образует самостоятельный математический аппарат для минимизации габаритов изоляции при использовании новых гомогенизированных композитов, пригодный для реализации в стандартных пакетах МКЭ/ТО (уровневые множества, SIMP, сглаживающие барьеры) и для трассировки оптимальной формы под заданные электрические и тепловые резервы.

3. Результаты моделирования

Для численного моделирования и оценки диэлектрических и тепловых свойств подготовлены три образца на основе эпоксидной матрицы с наполнителями: участок токопровода среднего напряжения (10 кВ), измерительный трансформатор напряжения (10 кВ) и измерительный трансформатор тока (10 кВ).

Для каждой модели была построена тетраэдральная сетка с локальным сгущением в областях границы раздела между проводником и композитной изоляцией. Такая стратегия построения сетки обеспечивает корректное разрешение пиков напряжённости электрического поля и тепловых градиентов при последующем моделировании. На рисунке 1 представлены модели всех рассматриваемых образцов оборудования с построенной конечно-элементной сеткой.

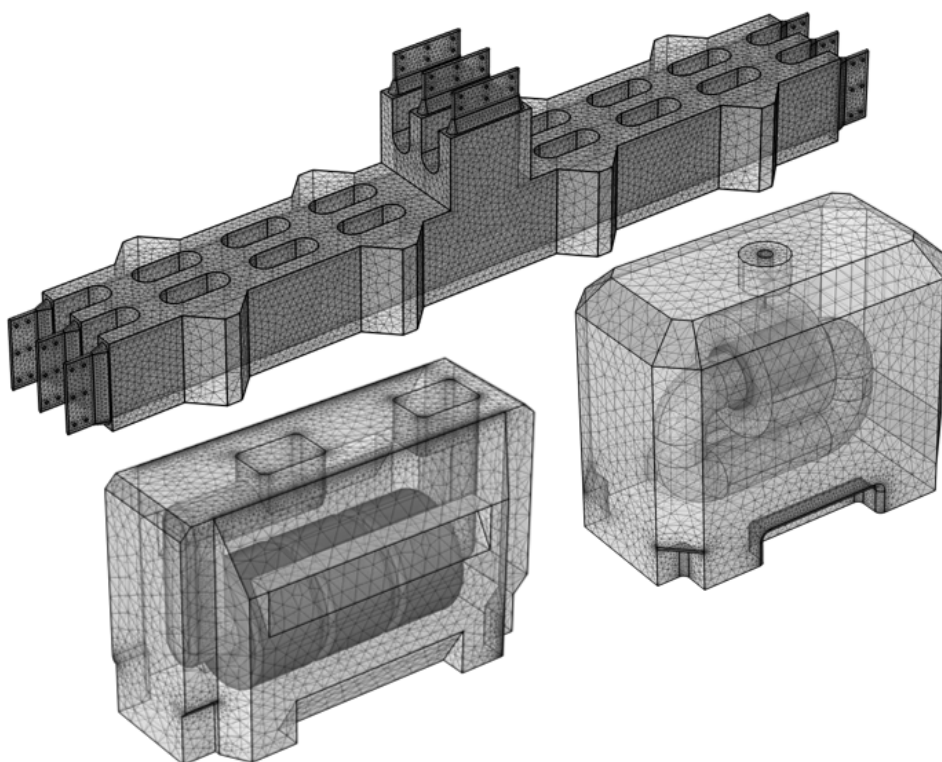


Рисунок 1 – Модели образцов оборудования с конечно-элементной сеткой

Свойства композита — относительная диэлектрическая проницаемость (ϵ), теплопроводность (λ), электрическая проводимость (σ), плотность (ρ) и удельная теплоёмкость (c) — могут варьироваться в зависимости от доли наполнителя. Этот подход позволяет напрямую увязать параметры размера и концентрации дисперсной фазы с получаемыми распределениями поля и тепловых потоков на уровне изделия в целом.

Полученные результаты моделирования представлены на рисунках 2 – 7.

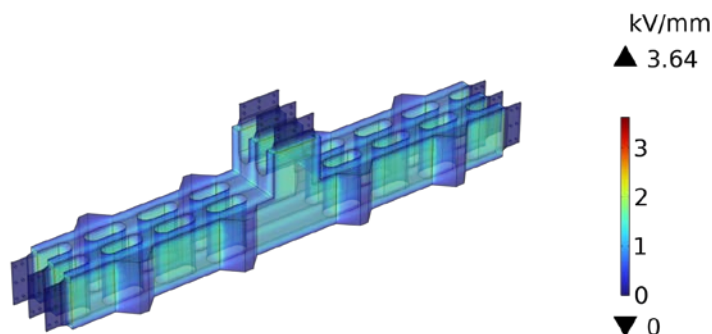


Рисунок 2 – Распределение модуля напряженности электрического поля в объеме токопровода 10 кВ

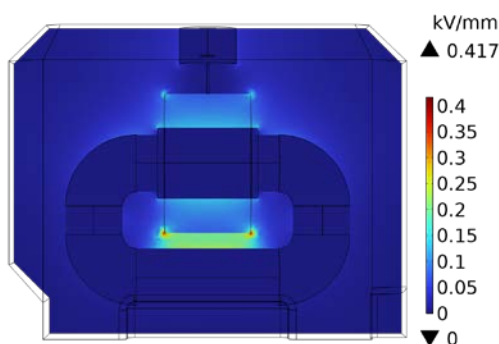


Рисунок 3 – Распределение модуля напряженности электрического поля в разрезе трансформатора напряжения 10 кВ

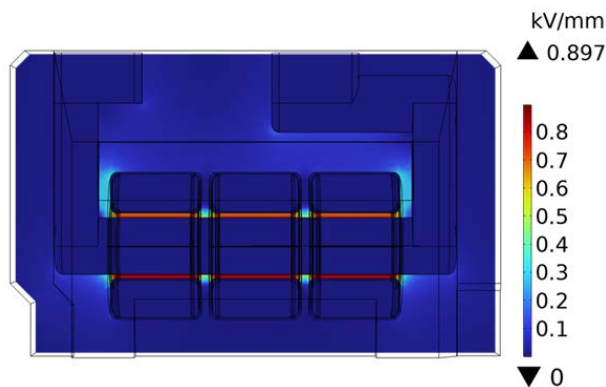


Рисунок 4 – Распределение модуля напряженности электрического поля в разрезе трансформатора тока 10 кВ

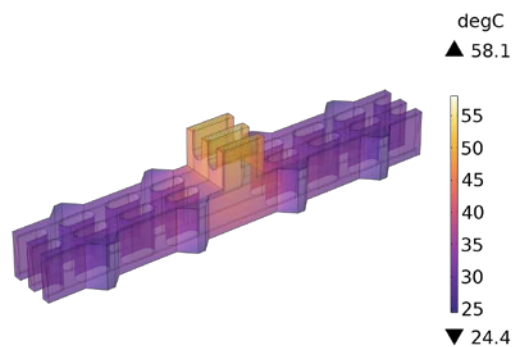


Рисунок 5 – Распределение температуры в объеме токопровода 10 кВ

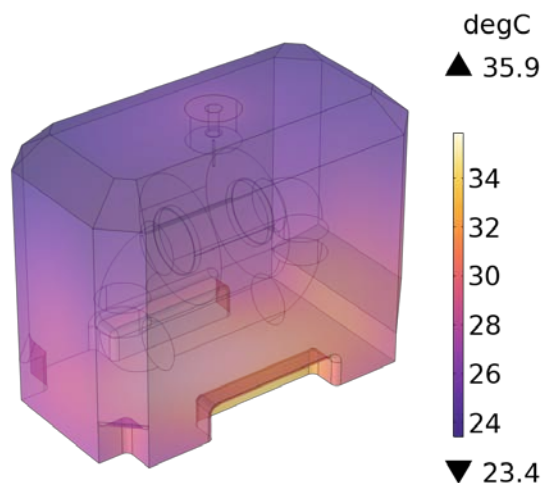


Рисунок 6 – Распределение температуры в объеме трансформатора напряжения 10 кВ

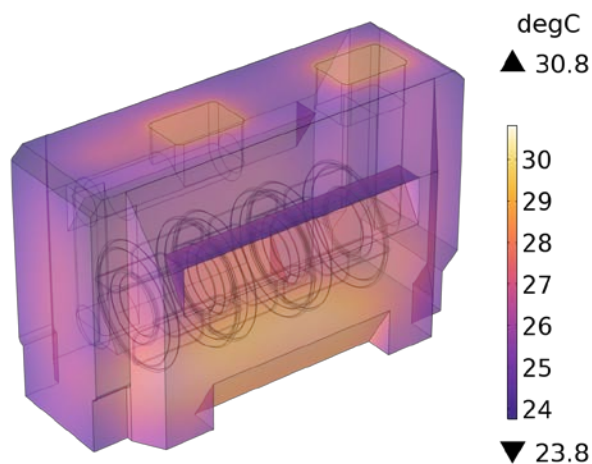


Рисунок 7 – Распределение температуры в объеме трансформатора тока 10 кВ

Заключение

Предложен и реализован воспроизводимый численный подход к связанному электростатико-тепловому моделированию полимерной изоляции на основе эпоксидной матрицы с неорганическими наполнителями. Постановка в частотной области учитывает комплексную проводимость, диэлектрические потери и конвективно-радиационный теплообмен; контролируются ограничения по максимальной напряжённости поля и температуре, а также надёжный критерий Вейбулла. На 3D-моделях узлов 10 кВ (участок токопровода, измерительные трансформаторы напряжения и тока) с локальным сгущением сетки на границах «электрод/композит» воспроизведены характерные концентрации поля и тепловые градиенты.

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете «МЭИ» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания (проект № FSWF-2024-0017).

Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Список литературы

1. AbdulRazaq J.Sh., Hassan A.K.F., Jasim N.H. Characterization of the mechanical properties and thermal conductivity of epoxy-silica functionally graded materials // AIMS Materials Science. — 2023. — Т. 10, № 1. — С. 182–199. — DOI: 10.3934/materci.2023010.
2. Liao Y., Weng Y., Wang J., Zhou H., Lin J., He S. Silicone rubber composites with high breakdown strength and low dielectric loss based on polydopamine coated mica // Polymers. — 2019. — Т. 11, № 12. — Ст. 2030. — DOI: 10.3390/polym11122030.
3. Harito C., Bavykin D.V., Yuliarto B., Dipojono H.K., Walsh F.C. Polymer nanocomposites having a high filler content: synthesis, structures, properties, and applications // Nanoscale. — 2019. — Т. 11. — С. 4653–4682. — DOI: 10.1039/C9NR00117D.
4. Pleša I., Nožinger P.V., Schlögl S., Sumereder C., Muhr M. Properties of polymer composites used in high-voltage applications // Polymers. — 2016. — Т. 8, № 5. — Ст. 173. — DOI: 10.3390/polym8050173.
5. Wang Z., Song W., Cao C., Wang X., Sun Y. Simultaneously enhanced dielectric properties and through-plane thermal conductivity of epoxy composites with alumina and boron nitride nanosheets // Scientific Reports. — 2021. — Т. 11, № 1. — Ст. 2495. — DOI: 10.1038/s41598-021-81925-x.
6. Kumar A., Panda S., Rajpurohit B.S., Pattanaik B.R. A Study on Recent Advancement in Dielectric Materials with Respect to High Voltage Engineering Applications // High Voltage–Energy Storage Capacitors and Their Applications: материалы конф. HV-ESCA 2023 / под ред. A. Sharma. — Singapore: Springer, 2024. — (Lecture Notes in Electrical Engineering; т. 1143). — С. 87–101. — DOI: 10.1007/978-981-97-0337-1_10.

MODELING THE ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF HIGH-VOLTAGE EQUIPMENT WITH A NEW TYPE OF POLYMER INSULATION

D.I. Kovalev, D.V. Golubev, S.A. Yelfimov, A.A. Nesterenko, D.A. Kruglikov

National Research University “Moscow Power Engineering Institute”, Moscow,
Russia

E-mail: golubev_dmitry@list.ru

A reproducible numerical framework is presented for modeling the electrophysical characteristics of high-voltage equipment employing polymer insulation based on an epoxy matrix modified with inorganic fillers. A coupled electrostatic–thermal model is formulated in the frequency domain, accounting for complex admittance, dielectric losses, and convective–radiative heat transfer; constraints on maximum electric field and temperature are enforced together with a Weibull reliability criterion. Shape and formulation optimization are implemented via adjoint equations and SIMP interpolation. Case studies of 10-kV components (busbar section, voltage and current instrument transformers) demonstrate that fillers redistribute the electric field and increase the breakdown strength of the composites.

Key words: polymer insulation, composite materials, epoxy resin, dielectric breakdown strength, coupled electro-thermal modeling, finite element method, shape optimization.

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРИФИКАЦИИ МОБИЛЬНЫХ ПОЛЕВОДЧЕСКИХ РАБОТ В СЕЛЬСКОМ ХОЗЯЙСТВЕ

С.А. Юсупов,

Филиал НИУ «МЭИ» в г. Душанбе, Республика Таджикистан

E-mail: sultonmurodyusupov@bk.ru

Указываются перспективы развития, производительность мобильных полеводческих сельскохозяйственных агрегатов. Какие препятствия в настоящее время, ограничивают увеличение ширины захвата и мощности полеводческих мобильных агрегатов. Сравнительный анализ различных трансмиссий мобильных полеводческих пропашных сельскохозяйственных агрегатов.

Ключевые слова: широкозахватный, трансмиссия, мотор-колесо, электро-трансмиссия, дизель-генератор.

Введение

В настоящее время наиболее перспективным способом повышения производительности мобильных полеводческих агрегатов является увеличение ширины захвата и автоматизация управления такими агрегатами. При сложившихся скоростях выполнения агротехнических операций широкозахватный агрегат должен быть энергонасыщенным. При этом эффективно реализовать мощность первичного двигателя через движители тягача в традиционной схеме агрегата становится трудно из-за ограниченных сцепных свойств движителей.

Возникает необходимость дробления привода передвижения и создания активных осей прицепных машин-орудий, которые будут создавать определенную часть тягового усилия.

Широкие возможности для реализации дробления привода передвижения открывает внедрение электрических способов передачи энергии и осуществление привода мотор-колес прицепных орудий от электродвигателей. При этом возникает ряд специальных задач при управлении электромотор-колесом, связанных с ориентацией прицепных машин-орудий на плоскости движения, с реализацией необходимой тяги и учетом возможного буксования. Это может быть решено путем автоматизации процесса управления.

Основная часть

Автоматизация мобильных полеводческих сельскохозяйственных агрегатов является частью общей задачи комплексной автоматизации сельскохозяйственного производства. Полное решение этой проблемы применительно к машинно-тракторным полеводческим агрегатам направлено на исключение тракториста-водителя, однако на первых этапах ее решения целесообразно сохранить управляющие и контрольные функции тракториста, а задачи автоматизации ограничить следующим:

- снижение интенсивности труда по управлению агрегатом;
- достижение максимально возможной производительности с обеспечением заданного технологического качества работ;
- минимизация непроизводительных затрат энергии.

В связи с этим представляется весьма актуальным обоснование и разработка системы управления электромотор-колесом с дальнейшим ее исследованием.

Таким образом увеличения производительности сельскохозяйственных полевых агрегатов на данном этапе является увеличение ширины захвата, но при этом необходимо внедрить принципиально новые конструктивные решения, как например, создание дополнительных ширококорасставленных мотор-колес сцепных машин-орудий, расположенных в шеренгу по фронту движения. (рис.1)

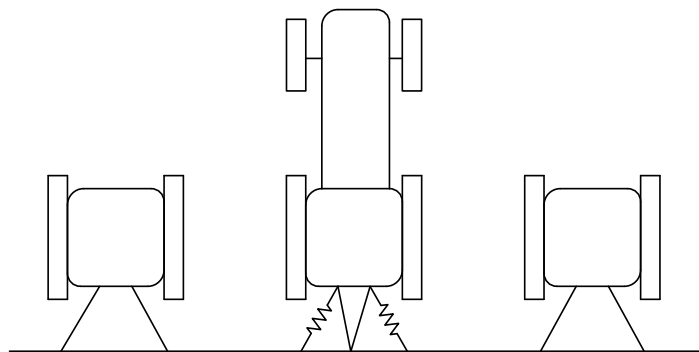


Рисунок 1

Очевидно, при такой конструкции агрегата, передача мощности от первичного двигателя в ширококорасставленным движителям при помощи механических или гидромеханических приводов становится весьма сложной. Поэтому наиболее приемлемым приводом в таких агрегатах является мотор-колесный электропривод, который открывает широкие возможности по автоматизации агрегата, улучшению условий труда и качество выполняемых работ.[1]

Согласно [2] мотор колёсная электротрансмиссия имеет по сравнению с механическими и гидромеханическими следующие преимущества:

- возможность передачи мощности до нескольких тысяч киловатт от одного или группы дизелей необходимому числу движителей, даже в случае шарнирно-сочлененных машин, что позволяет создавать машины любых мощностей, назначения и компоновки благодаря отсутствию кинематических связей между дизелями и движителями;

- бесступенчатая тяговая характеристика близка к гиперболе в диапазоне регулирования скорости 1:20 при номинальной мощности;

- возможность регулирования тяги движителей в соответствии с характером изменения сил сопротивления, что имеет особо важное значение для агрегатов с ширококорасставленными мотор-колёсами;

- меньше расходы на обслуживание по сравнению с расходами при механических и тем более гидромеханических трансмиссий;

- возможность унификации трансмиссии путём создания ограниченных рядов мотор-колёс и дизель-генераторов для машин различного назначения, что обеспечивает переход к модульному принципу их компоновки;

- простота и эффективность автоматизации управления;

В настоящее время все эти свойства в совокупности обеспечиваются практически только электрическими универсальными трансмиссиями, хотя, как и всем техническим системам, им присущи известные недостатки (см. таблица 1)

Таблица 1

Показатель	Показатели различных типов трансмиссии			
	Механическая ступенчатая	Механическая бесступенчатая	Гидравлическая	Электрическая
Наибольший к.п.д.	0,85-0,90	0,89-0,92	0,93-0,98	0,75-0,80
Удельный вес, кг/кВт	4-13	8-12	8,2-19	10-18
Долговечность, тыс.ч.	10-12	1,5-2,5	1,5-3	25-35
Коэффициент эксплуатационной надёжности (КЭН)	0,35-0,40	0,25-0,30	0,25-0,30	0,75-0,85
Поддержание постоянства мощности первичного двигателя	Не осуществляется	Не осуществляется	Ограничено	Во всём диапазоне регулирования
Возможность автоматизации в соответствии с требованиями технологии	Ограничена			Полная

Электрическая трансмиссия позволяет существенно упростить кинематическую схему, так как не требует коробки перемены передач, муфт сцепления (фрикционных), карданных валов, ведущих мостов с дифференциалами и сопутствующих им других механических узлов, присущих механических трансмиссии. Мотор колёсный привод кардинальным образом упрощает компоновочные решения ходовой части, обеспечивает бесступенчатое регулирование скорости с реализацией полной мощности первичного теплового двигателя во всем рабочем диапазоне скоростей с автоматическим выбором режима наибольшей экономичности [3].

Электро-трансмиссия дает возможность развивать на каждом колесе оптимальное по условиям движения тяговое усилие и плавно его регулировать, что позволяет полностью исключить операцию переключения передач, улучшить манёвренность, предотвратить полное буксование и тем самым повысить проходимость и увеличить среднюю скорость. Одновременно упрощается и облегчается работа водителя.

В настоящее время получили преимущественное распространение трансмиссии постоянного тока. Это объясняется относительной простотой выполнения таких трансмиссий, а также лёгкостью управления частотой вращения тягового электродвигателя как изменением напряжения питания, так и изменением их магнитного потока. Кроме того, имеется многолетний опыт создания общепромышленных приводов и тяговых тепловозных передач постоянного тока.

Наряду с несомненными достоинствами, трансмиссии постоянного тока обладают, как указано в литературе [3], существенными недостатками, а именно:

1. Значительная масса и размеры силового оборудования, что определённым образом сдерживает, например, создание тяговых электродвигателей постоянного тока мощностью в мотор-колесе свыше 500 кВт; специфика конструкции электрических машин постоянного тока ограничивает линейную скорость якоря,

что не позволяет значительно повысить частоту вращения и тем самым уменьшить массу и размеры двигателей и генераторов, а также сопряжённых с ними механических узлов.

2. Наличие щёточно-коллекторного узла снижает надёжность генераторов и тяговых электродвигателей и повышает расходы по их ремонту и обслуживанию. Этот недостаток приобретает особое значение для автомобилей и тракторов, эксплуатируемых в условиях бездорожья, открытых карьеров и др.

Заключение

Необходимость в трансмиссиях переменного-постоянного тока вызвана в силу перечисленных выше недостатков трансмиссий постоянного тока. Основным достоинством трансмиссий переменного-постоянного тока можно признать сочетание высокоскоростных генераторов переменного тока с простотой регулирования тяговых электродвигателей постоянного тока.

Список литературы

1. Юсупов С.А. Требования к управлению электроприводом передвижения пропашного широкозахватного агрегата // Труды Ленинградского сельскохозяйственного института. – 1978. – Т. 341.
2. Погарский Н.А., Степанов А.Д. Универсальные трансмиссии пневмоколесных машин повышенной единичной мощности. – М.: Машиностроение, 1976. – 152 с.
3. Ефремов И.С., Пролыгин М. Электрические трансмиссии пневмоколесных транспортных средств. – М.: Энергия, 1976. – 184 с.

GENERAL ISSUES OF ELECTRIFICATION OF MOBILE FIELD CULTIVATION IN AGRICULTURE.

S.A. Yusupov,

Branch of NRU «MPEI» in Dushanbe city, Republic of Tajikistan

E-mail: sultonmurodyusupov@bk.ru

The article discusses the development prospects and performance of mobile agricultural field equipment. It also explores current obstacles limiting the expansion of the working width and power of mobile field equipment. A comparative analysis of various transmissions for mobile row-crop agricultural equipment is provided.

Keywords: wide-width, transmission, hub motor, electric transmission, diesel generator.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕЛИО-ГРАВИТАЦИОННЫХ АККУМУЛИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ (ГГАЭС)

М.В. Шамсиев¹, С.А. Абдулкеримов¹, Д.Т. Мамаджанова¹

¹Филиал НИУ «МЭИ» в г. Душанбе, Республика Таджикистан

E-mail: muqim.shamsiev@gmail.com

В работе показана актуальность проблемы аккумуляции электрической энергии и проанализированы существующие типы аккумулирующих электрических станций. С учетом недостатков используемых в настоящее время установок сделан вывод о целесообразности разработки и исследования ГГАЭС, обладающих целым рядом преимуществ как-то: повышенное кпд, относительно низкие капитальные затраты и эксплуатационные расходы, надежность и универсальность. Приведены основные конструктивные исполнения и первичные расчеты параметров для ГГАЭС в диапазоне мощностей от 3 кВт до 1 МВт, применяемых как автономно, так и в комплексе с энергосистемой.

Ключевые слова: гравитация, аккумулятор, синхронная электрическая машина, солнечная панель, редуктор.

Введение

Одной из важнейших проблем электроэнергетики безусловно является проблема аккумуляции электрической энергии. В настоящее время наметились следующие пути ее решения:

1. Строительство гидроаккумулирующих электрических станций (ГАЭС). Учитывая высокие капитальные затраты на их строительство и невозможность обеспечения приемлемого кпд гидроагрегата в режиме насоса, во всем мире в эксплуатации находится незначительное их количество [1] (В РФ - Загорская ГАЭС).

2. Маховиковые аккумулирующие электрические станции.

Достаточно компактны и эффективны, однако предназначены для компенсации пиковых нагрузок в энергосистеме в течении нескольких секунд, хотя находятся в постоянном режиме готовности и естественно потребляют энергию из сети. [2]

3. Твердотельные аккумулирующие электрические станции (ТАЭС).

Разрабатываемые в последние годы как «башенного», так и «конвейерного» типов весьма сложны в конструктивном отношении, имеют высокие эксплуатационные расходы и низкую надежность. Кроме того, перемещаемые в них бетонные кубы выполняют лишь гравитационную функцию, не обеспечивая достаточную энергоемкость для столь капитальных сооружений. [3]

В свете вышеизложенного разрабатываемые с участием авторов гелио-гравитационные аккумулирующие электрические станции (ГГАЭС), сочетающие в единой конструкции: гелио-электрохимический и гравитационный принципы повышения эффективности, представляются достаточно перспективными [4,5,6,7,8].

Основные принципы построения ГГАЭС

Как было показано ранее в работах [4,5,6,7,8] ГГАЭС могут работать как в комплексе с энергосистемой, так и в автономном режиме. В широком диапазоне мощностей от несколько киловатт до десятков мегаватт. Особенно перспективным представляется их строительство вблизи ГЭС или горно – рудных производств, используя при этом рельеф местности с естественными перепадами высот.

Исходными данными для проектирования ГГАЭС являются:

- 1) Необходимая аккумулируемая электроэнергия:

$$W = P \cdot t, [\text{кВт}\cdot\text{ч}]$$

- 2) Необходимая мощность при заданных классах напряжения, тока и коэффициента мощности:

$$P = U \cdot I \cdot \cos\varphi, [\text{кВт}]$$

- 3) Имеющийся в наличии или допустимый перепад высот (например, горного рельефа местности) - H [м].

- 4) Площадь выделяемого земельного участка для ГГАЭС (землеотвод) – S [м²].

- 5) Полная электрическая мощность энергосистемы - $S_{\text{эсп}}$ [кВА].

- 6) Наиболее оптимальный угол наклона солнечных панелей для данной местности - α [град].

На сегодня оптимальным вариантом исполнения ГГАЭС является двухэтажная платформа, (с возможностью использования ее крыши для размещения солнечных панелей) перемещающаяся по двум или четырем зубчатым рельсам по наклонной или вертикальной плоскости. Длина – D [м] и ширина – $Ш$ [м] платформы определяются исходя из площади землеотвода – S [м²], с учетом площадки для ремонтных работ – S_p [м²]:

$$S = D \cdot Ш + S_p$$

Для варианта движения платформы по наклонной плоскости определяются также угол установки рельсовых путей β [град] и общая длина рельсового пути – L [м] (рис.1). Наиболее оптимальный угол $\beta = 45^\circ$

Соответственно $L = H / \sin\beta$. Высота двухэтажной платформы складывается из высот этажей, которые соответственно устанавливаются типами и габаритами основного электромеханического оборудования ГГАЭС и аккумуляторной батареи. Главным элементом электромеханического оборудования ГГАЭС является трехфазная синхронная электрическая машина, работающая в режиме двигателя при зарядке ГГАЭС и в режиме генератора при ее разрядке. Соответственно, в первом случае платформа движется вверх, во втором вниз. Токопровод от энергосистемы закреплен в середине пути, что позволяет вдвое сократить длину высоковольтного медного гибкого шлангового кабеля, соединяющего точку токоподвода с платформой ГГАЭС и перемещающегося вслед за ней по специальному бетонному желобу лотку с резиновым поликом. Выбор синхронной машины (специального исполнения – с двумя рабочими концами вала) осуществляется на основе той электрической мощности, которую может предоставить энергосистема в период минимальной основной нагрузки.

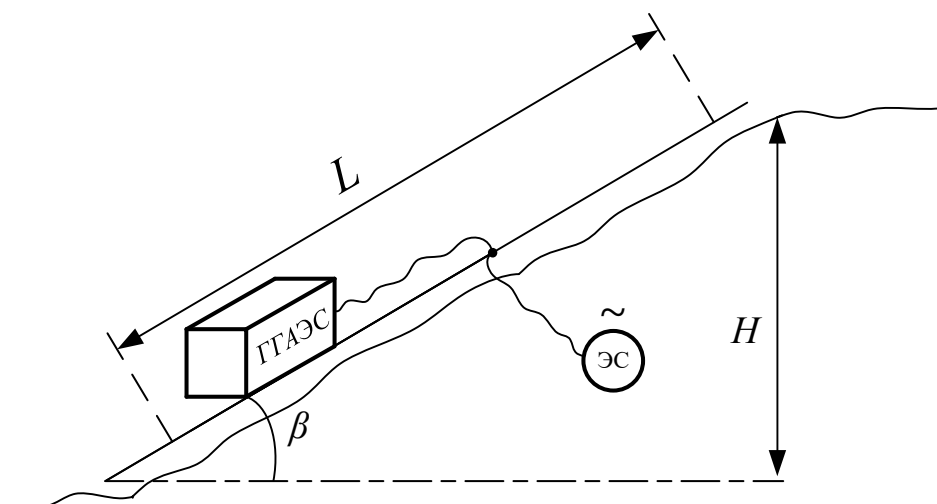


Рисунок 1 – Расположение рельсовых путей и платформы ГГАЭС

Рабочие концы вала синхронной машины соединяются с входными валами двух редукторов, выходные валы которых являются опорными рабочими валами, на которых насажены зубчатые колеса шестерни, обеспечивающие перемещение платформы по зубчатым рельсовым путям. Передаточное число редукторов выбирается исходя из условия достижения платформой ГГАЭС верхней точки пути L за время минимальной основной нагрузки энергосистемы.

Также на первом этаже платформы располагаются:

- высоковольтный распределительный шкаф с выключателем и разъединителем.
- шкаф аппаратуры управления, измерения и релейной защиты.
- трансформатор собственных нужд ТСН ГГАЭС.
- силовой трехфазный мостовой выпрямитель для зарядки аккумуляторной батареи.
- силовой трехфазный инвертор с блоком управления
- компьютерный блок
- тиристорное возбуждающее устройство – ТВУ.

На втором этаже платформы располагается аккумуляторная батарея, составленная из свинцово-кислотных аккумуляторов, максимально достигнутой на момент строительства ГГАЭС единичной энергоемкости. Их количество определяется полным занятием площади второго этажа при последовательном соединении аккумуляторов.

Аналогичный подход и к выбору солнечных панелей, устанавливаемых на крыше платформы под оптимальным углом наклона α к южному горизонту.

Полная зарядка ГГАЭС предполагает полный заряд аккумуляторной батареи и нахождение платформы в верхней точке рельсового пути.

Полная разрядка ГГАЭС – полный разряд аккумуляторной батареи и нахождение платформы в нижней точке. В полностью автономном режиме, т.е. вне связи с энергосистемой, ГГАЭС работает от солнечных панелей в режиме длительного накопления электроэнергии за счет заряда аккумуляторной батареи и гравитационного эффекта веса всей платформы. В работе [4] приведен полный расчет параметров ГГАЭС мощностью 1 МВт, с перепадом высот 100 метров,

а в работе [5] мощностью 3 кВт с перепадом высот 10 метров. В работах [7,8] показана возможность реализации ГГАЭС в комплексе с действующей Варзоб ГЭС – 3. При установленной мощности гидрогенераторов 2х1780 кВт и при перепаде высот деривационного водовода – 40 метров, мощность ГГАЭС составила 630 кВт. Размеры платформы 10х12 метров с общим весом 60 тонн.

Общий КПД ГГАЭС образуется из КПД составляющих блоков станции, причем в зависимости от режима этот показатель может сильно отличаться. Например, в полностью автономном режиме, т.е. без связи с энергосистемой, он будет определяться равным или меньшим, чем КПД солнечных панелей – 20% так как КПД синхронной машины – 94,5%, аккумуляторов – 70%, редукторов – 96%, выпрямительно – инверторного преобразователя – 90%, трансформатора собственных нужд – 96%, тиристорного возбуждательного устройства – 95%.

В режиме работы с энергосистемой низкий КПД солнечных панелей не будет являться определяющим фактором, т.к. (как показано в работе [5]) аккумуляторная батарея запасает 80% электроэнергии, гравитационная составляющая 16% и на долю гелио – составляющей приходится 4%. Следовательно, в целом КПД ГГАЭС будет определяться КПД аккумуляторной батареи, т.е. в районе 70%. Следует отметить, что это нижняя оценка КПД, в реальности с учетом доли гравитационной составляющей, КПД элементов которой в среднем не менее 94%, общий КПД ГГАЭС очевидно превысит 80%.

Для конкретной ГГАЭС, с определенными параметрами элементов, расчет КПД можно произвести как средний интегральный показатель, учитывающий КПД составляющих элементов с их удельно весовыми коэффициентами.

Заключение

1) Предлагаемый вариант реализации ГГАЭС является пионерской разработкой, что подтверждено получением патента РФ [6]

2) Высокая эффективность ГГАЭС достигается за счет использования триединого принципа ее построения: гравитация, электрохимическая аккумуляция, гелио – составляющая.

3) Приведенные принципы построения ГГАЭС основаны на фундаментальных законах электромеханики и практически сводятся к инженерной методике расчета ее основных параметров.

Список литературы

1. Хакимулин Б.Р., Багаутдинов И.З. Гидроаккумулирующие электростанции // Инновационная наука. – 2021. – №4. – С. 186–187.
2. Динамический ИБП на базе маховичного накопителя энергии НКЭ-3Г [Электронный ресурс] // ООО «Кинемак», PromPortal.su. – 2025. – Режим доступа: <https://promportal.su>.
3. Солобоев С.В., Брызгалов А.А. Промышленная система накопления энергии: пат. № 2699855 С1 Российская Федерация. – 2019.
4. Шамсиев М.В., Собиров Ф.С., Пардаев С.С. Разработка и исследование электрической части гелио-гравитационной аккумулирующей станции (ГГАЭС) мощностью 1 МВт // Электроэнергетика СНГ. Современное состояние и перспективы развития: материалы междунар. науч.-практ. конф., посвящ. 32-летию независимости Республики Таджикистан и 10-летию филиала НИУ «МЭИ» в г. Душанбе. – Душанбе: ДФ НИУ «МЭИ», 2023. – С. 8–12.

5. Шамсиев М.В., Собиров Ф.С., Пардаев С.С., Мамаджанова Д.Т. Разработка и исследование системы бесперебойного электроснабжения потребителей при введении режимов отключения // Электроэнергетика СНГ: материалы междунар. науч.-практ. конф. – Душанбе, 2024. – С. 65–68.

6. Шамсиев М.В., Абдулкеримов С.А., Шамсиев А.М. Электрическая гравитационная аккумулирующая станция: пат. № 2835283 Российская Федерация. – 03.07.2024.

7. Шамсиев М.В., Мамаджанова Д.Т. О возможности совместной работы гидрогенератора Варзоб ГЭС–3 с электрической гравитационной аккумулирующей станцией // Вестник Таджикского технического университета им. акад. М.С. Осими. Душанбе– 2025. – №71.

8. Шамсиев М.В., Собиров Ф.С., Пардаев С.С., Мамаджанова Д.Т. Разработка и исследование гелио-гравитационной электрической станции (ГГАЭС) для Варзоб ГЭС-3 // Состояние и перспективы развития возобновляемой энергетики в Таджикистане: труды междунар. конф. – Душанбе, 2025. – С. 124–127.

DEVELOPMENT AND INVESTIGATION OF HELIO-GRAVITATIONAL ENERGY STORAGE POWER PLANTS (HGESP)

M.V. Shamsiev, S.A. Abdulkerimov, D.T. Mamadzhanova

Branch of NRU «MPEI» in Dushanbe city, Republic of Tajikistan

E-mail: muqim.shamsiev@gmail.com

This study addresses the growing importance of electrical energy storage and provides an analysis of existing types of energy storage power plants. Considering the limitations of currently employed technologies, the paper substantiates the feasibility of developing and investigating Gravity-Based Hydropower Energy Storage Systems (GBHESS). These systems offer several advantages, including increased efficiency, relatively low capital investment and operational costs, high reliability, and broad applicability. The paper presents key design configurations and preliminary parameter calculations for GBHESS units with power capacities ranging from 3 kW to 1 MW, suitable for both standalone operation and integration into larger power grids. The findings lay the groundwork for further research and practical implementation of gravity-based energy storage technologies.

Keywords: gravity, energy storage, synchronous electric machine, solar panel, gearbox.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ДВУМЕРНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ НА ОСНОВЕ СВЯЗАННЫХ EBG ВОЛНОВОДОВ

С.Е. Банков, В.И. Калинин, Е.В. Фролова

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

E-mail: sbankov@yandex.ru

В работе рассматриваются различные двумерные искусственные среды (метаматериалы) в виде периодически расположенных связанных EBG волноводов. На первом этапе анализируются однородные среды, состоящие из бесконечного множества бесконечных волноводов. На следующем этапе решаются задачи о возбуждении слоя метаматериала, формируемого волноводами конечной длины и излучения поля из него в свободное пространство. Обсуждается практическое применение анализируемых структур.

Ключевые слова: метаматериал, теория связанных волн, квазипериодический режим, секторная диаграмма направленности, функция Котельникова.

Введение

1. Метаматериалы на основе связанных EBG волноводов

В последние десятилетия большое внимание привлекают различные структуры в виде множества параллельных связанных линий передачи (СЛП) [1]-[3]. При определенных условиях такая структура может рассматриваться как искусственная анизотропная среда (метаматериал (ММ)), в которой существуют плоские электромагнитные волны, характеризующиеся своими волновыми векторами и волновыми сопротивлениями. Как и волны в ММ других типов, волны в ММ на СЛП обладают новыми свойствами, отличными от свойств волн в «естественных» средах, что может быть использовано для решения ряда прикладных задач от разработки СВЧ фильтров [2] до создания сверхфокусирующих линз [3], [4].

В данной работе рассматриваются ММ на связанных EBG волноводах. Под EBG волноводом мы понимаем продольно однородную структуру, образованную удалением из двумерного электромагнитного кристалла (ЭМК) одного бесконечного слоя элементов. В качестве ЭМК мы используем двумерно периодическую структуру с периодом P из металлических цилиндров радиуса R и высотой h , расположенных между двух металлических экранов (см. рис. 1а). Также на рис.1б,в показаны одиночный EBG волновод (б) и периодическая структура из связанных волноводов (в).

Параметры исходного ЭМК (рис. 1а) выбираются таким образом, что в нем отсутствуют распространяющиеся волны. Удаление рядов цилиндров приводит к "просветлению" ЭМК, превращая его в ММ (рис. 1в), в котором существуют распространяющиеся волны способные переносить электромагнитную энергию в разных направлениях.

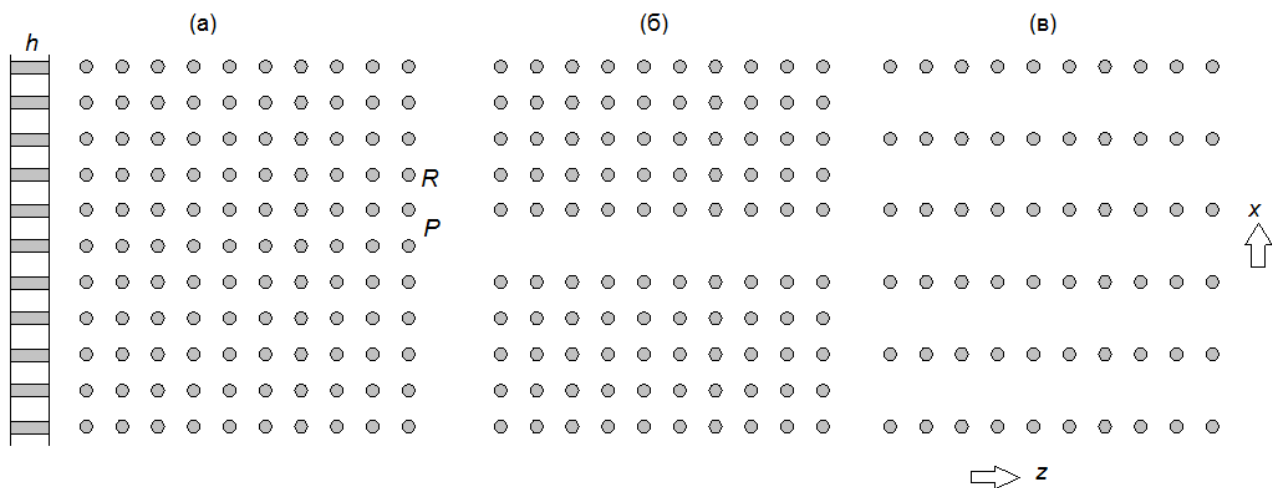


Рисунок 1 – однородный ЭМК (а), EBG волновод (б), система связанных волноводов (в)

На этапе исследования собственных волн однородный ММ представляет собой бесконечную структуру как по оси $0z$, так и по оси $0x$. Слой ММ имеет конечную длину по оси $0z$.

Целью данной работы является исследование возбуждения слоя ММ волноводными волнами, преобразование поля внутри слоя ММ и его излучение в свободное пространство.

2. Метаматериал на неодинаковых связанных EBG волноводах

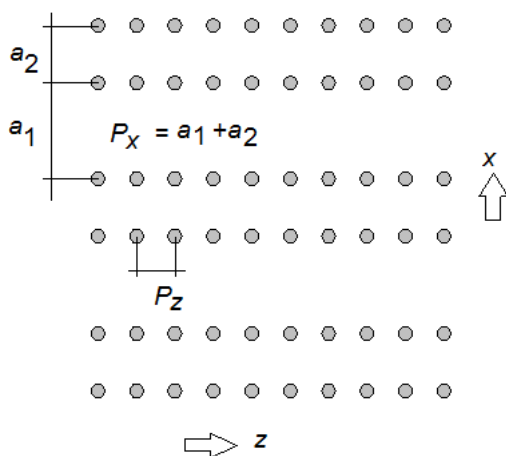


Рисунок 2 - система неодинаковых связанных EBG волноводов

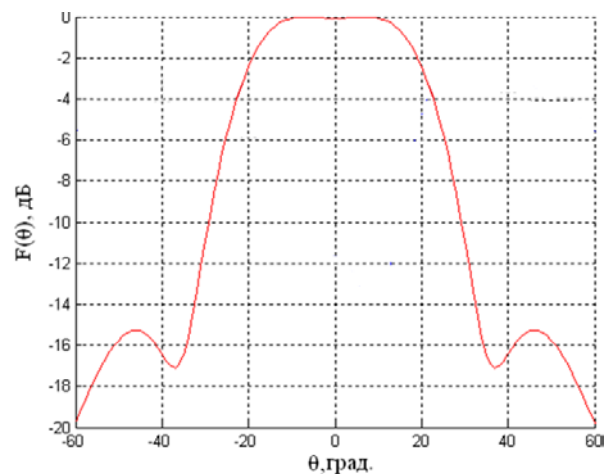


Рисунок 3 - нормированная ДН излучения из слоя ММ

Основой для нашего исследования служат результаты работы [5], в которой поставленная выше задача решается для ММ, образованного EBG волноводами разной ширины (см. рис. 2). В работе [5] показано, что использование волноводов с разными ширинами, а, следовательно, и с разными постоянными распространения обеспечивает формирование в ММ поля, которое описывается функцией близкой к функции Котельникова $\text{sinc}(ax)$. Диаграмма направленности (ДН) излучения такого поля в свободное пространство имеет секторную форму, представляющую большой интерес для применения в антенной технике [6]. На рис. 3 показана типичная ДН излучения из слоя ММ в плоскости XOZ .

3. Метаматериал на одинаковых связанных двухполяризационных ЕВГ волноводах

Следующая структура расширяет функциональные возможности ММ исследованного в [5], что достигается применением двухполяризационных волноводов, способных направлять волны двух ортогональных поляризаций. Модифицированный ММ показан на рис. 4. Он образован одинаковыми ЕВГ волноводами, которые поддерживают независимое распространение волн поляризованных вдоль осей $0x$ и $0z$. В структуру ММ дополнительно введены металлические полоски шириной w , которые регулируют связь горизонтально поляризованных волн (вектор E вдоль оси $0x$). Связь вертикально поляризованных волн определяется радиусом цилиндров R и периодом их следования P_z .

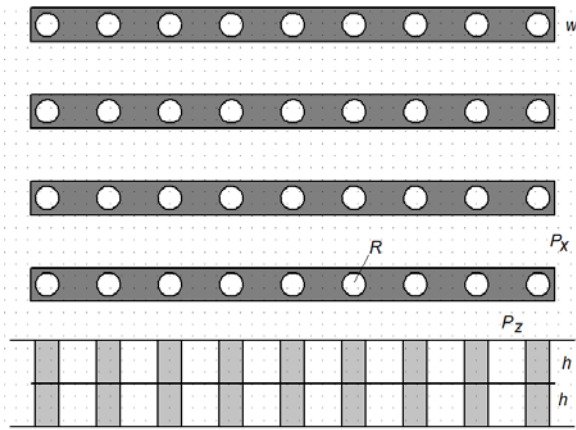


Рисунок 4 - связанные двухполяризационные ЕВГ волноводы

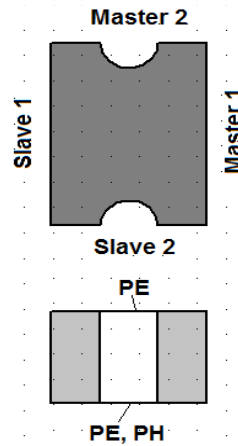


Рисунок 5 - элементарная ячейка ММ

Исследование представленной на рис. 4 структуры проводилось в два этапа. Они выполняются при помощи системы электродинамического моделирования HFSS. Первый этап - изучение собственных волн, распространяющихся в однородном ММ. Для этого использовался режим *eigenmode*.

В рамках этого режима выделялась элементарная ячейка (период) ММ, показанная на рис. 5, на боковых сторонах которой устанавливались периодические граничные условия (поверхности Master, Slave):

$$E_{slave1,2} = E_{master1,2} \exp(-ik_{z,x}P_{z,x}), \quad (1)$$

где $\kappa_{x,z}$ - параметры периодичности, имеющие смысл проекций волнового вектора волны в ММ на оси $0x, 0z$ соответственно. Расчеты в режиме *eigenmode* позволяют найти функциональную зависимость $\kappa_z(\kappa_x)$. Как показано в работе [6] эта зависимость дает обобщенные параметры структуры, в частности коэффициенты связи волн ЕВГ волноводов с вертикальной и горизонтальной поляризациями $C_{v,h}$:

$$C_{v,h} = (\kappa_{zv,h}(0) - \kappa_{zv,h}(\pi / P_x)) / 4 \quad (2)$$

В работе [6] показано, что для реализации секторной ДН излучения должно быть выполнено соотношение: $C_{v,h}NP_z \approx 1$. Здесь N - число периодов в слое ММ по оси $0z$. Данное соотношение использовалось нами для выбора параметров ММ, то есть для решения задачи его синтеза.

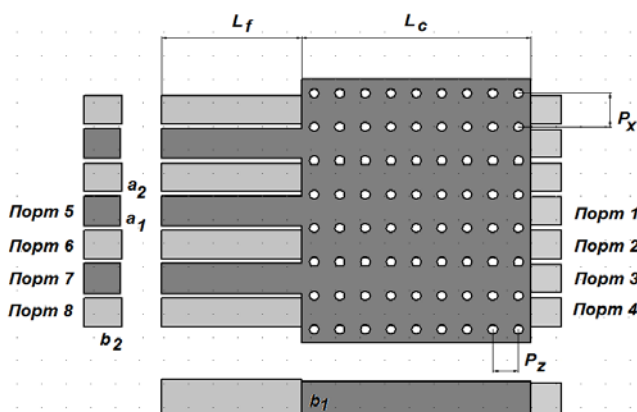


Рисунок 6 - слой ММ с блоком фазосдвигателей

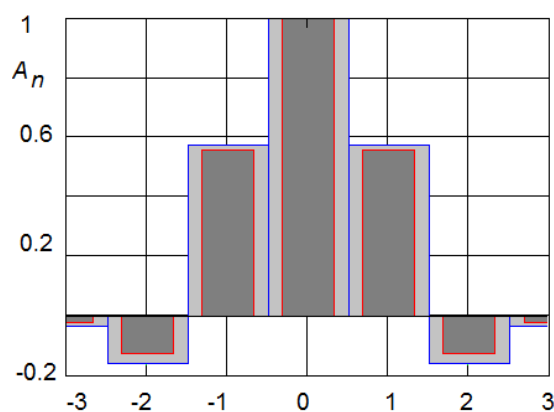


Рисунок 7 - амплитудно-фазовое распределение на выходе блока фазосдвигателей

На втором этапе исследования проводилось полное электродинамическое моделирование структуры, показанной на рис. 6. Она включает слой ММ, к которому добавлен блок фазосдвигателей в виде отрезков металлических волноводов с сечением $a_{1,2} \times b_{1,2}$. Как отмечалось в разд. 2 создание распределения поля на выходе слоя ММ в виде функции Котельникова требует коррекции фазового распределения, которое в структуре на рис. 2 достигалось применением волноводов разной ширины. В рассматриваемом случае мы использовали одинаковые волноводы. Поэтому коррекция фазового распределения потребовала использования дополнительного блока фазосдвигателей.

На рис. 7 показано типичное распределение нормированных амплитуд волн в волноводах на выходе блока фазосдвигателей при возбуждении центрального канала (см. рис. 6). Темный цвет соответствует вертикальной поляризации, а светлый горизонтальной. Распределениям на рис. 7 соответствуют нормированные ДН в плоскости XOZ, показанные на рис. 8. Сплошная и пунктирная кривые 1,2 получены для волн вертикальной и горизонтальной поляризации соответственно.

Численные результаты представленные на рис. 7,8 получены для $P_z=14$, $P_x=24$, $w=5$, $R=2.5$, $h=10$, $a_1=24.5$, $a_2=22$, $b_1=20$, $b_2=21$, $N=8$, $L_f=80$ на частоте 9 ГГц.

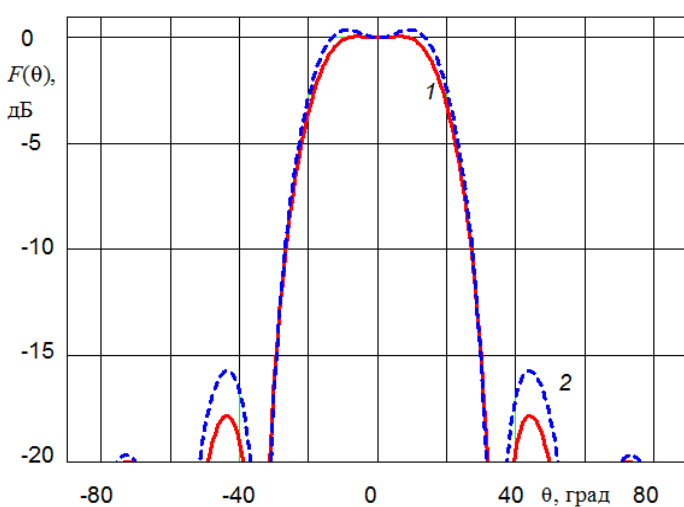


Рисунок 8 - нормированные ДН для волн разных поляризаций

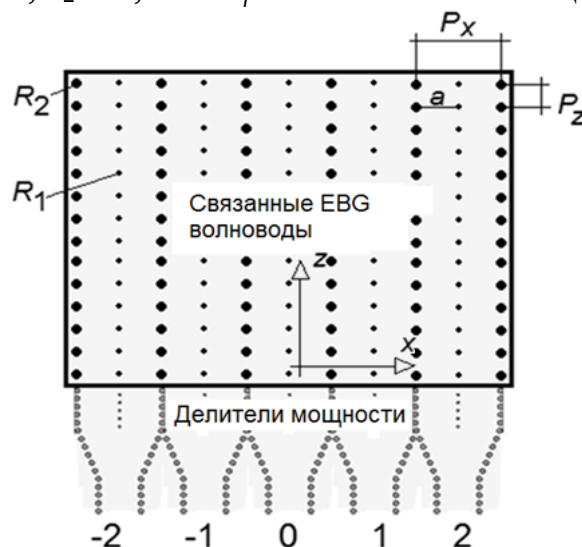


Рисунок 9 - связанные EBG волноводы с разными связями

4. Метаматериал на одинаковых связанных волноводах с разными связями

Дальнейшее развитие данного направления связано с исследованием структуры показанной на рис. 9. Цель исследования состоит в оптимизации распределения поля на выходе слоя из ММ (см. рис. 7) и улучшения формы секторной ДН.

Структура на рис. 9 имеет два важных отличия от рассмотренных выше структур. Первое состоит в том, что ряды цилиндров, разделяющие волноведущие каналы имеют разные радиусы $R_{1,2}$. Благодаря этому коэффициенты связи между соседними волноводами разные. Второе отличие состоит в том, что слой ММ возбуждается одновременно по двум каналам. Для этого в исследуемую конструкцию введены синфазные делители мощности (см. рис. 9).

Синтез ММ и построение модели исследуемой структуры проводились по схеме описанной в разд. 3. На первом этапе исследовались собственные волны ММ и выбирались его параметры. На втором этапе выполнялось электродинамическое моделирование слоя ММ вместе с блоком делителей мощности.

На рис. 10 представлена распределение интенсивности электрического поля в ММ, а на рис. 11 соответствующая ему нормированная ДН в плоскости XOZ. Численные результаты получены для $N=15$, $P_x=50$, $h=10$, $R_1=0.75$, $R_2=1.5$, $P_z=13$ на частоте 9 ГГц. Сравнивая ДН на рис. 11 и рис. 3, 8, можно отметить увеличение крутизны сканов и формирование плоской вершины у кривой на рис. 11. Таким образом, можно сделать вывод, что структура на рис. 9 обеспечивает создание ДН улучшенной формы, которая ближе к идеальной секторной ДН.

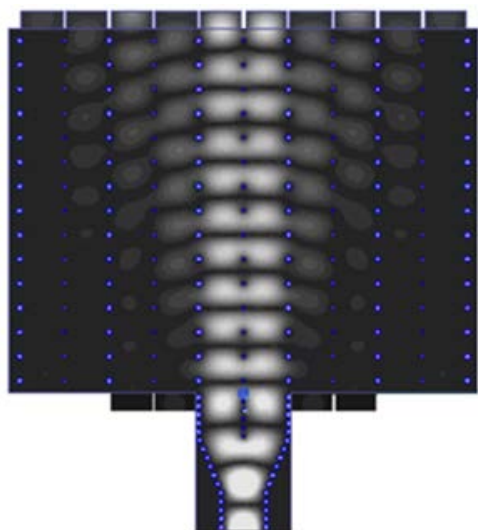


Рисунок 10 - распределение поля в ММ

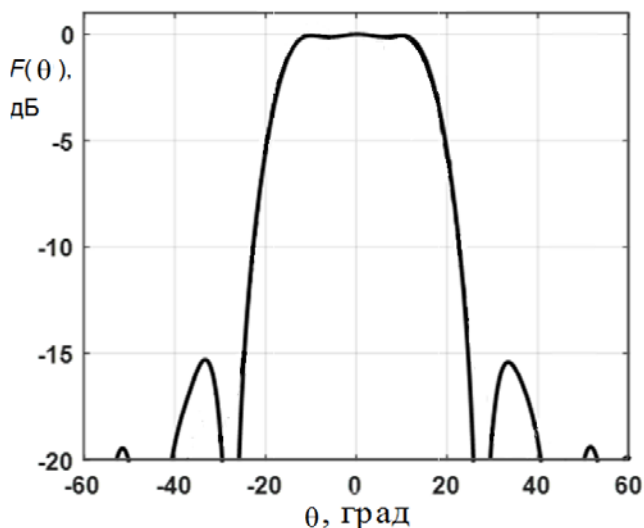


Рисунок 11 - нормированная ДН

Заключение

Следует отметить, что все рассмотренные выше структуры обладают периодичностью по оси Ox . Поэтому формирование секторных ДН будет происходить при возбуждении любого из входных каналов. Таким образом, эти структуры можно рассматривать как антенные решетки с секторными ДН элементов. Решетки этого типа представляют большой практический интерес, поскольку при сканировании в ограниченном секторе углов с их помощью можно сократить число активных каналов и уменьшить стоимость устройства.

Список литературы

1. Eleftheriades G.V., Balmain K.G. Negative-Refraction Metamaterials: Fundamental Principles and Applications - Wiley-IEEE Press. 2005.
2. Сазонов В.П., Силин Р.А. Замедляющие системы. М.: Сов. Радио. 1966.
3. Eleftheriades G.V., Iyer A.K., Kremer P.C. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines, IEEE Transactions on MTT, 2002, v. 50, no. 12, pp. 2702 - 2712.
4. Веселаго В.Г. Электродинамика материалов с одновременно отрицательными ϵ и μ // Успехи Физических Наук, 1967, т. 92, № 3, с. 517-520.
5. Банков С.Е., Калошин В.А., Фролова Е.В. Компьютерное проектирование и экспериментальное исследование кластерного излучателя на основе EBG структуры // Журнал радиоэлектроники. 2009. №3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar09/1/text.html>.
6. Скобелев С.П. Фазированные антенные решетки с секторными парциальными диаграммами направленности. М.: Физматлит. 2010.

ELECTROMAGNETIC WAVE CONVERSION IN TWO-DIMENSIONAL METAMATERIALS BASED ON COUPLED EBG WAVEGUIDES

S.E. Bankov, V.I. Kalinichev, V.I., E.V. Frolova

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Russia

E-mail: sbankov@yandex.ru

The paper solves the problem of increasing the length of an induction-resistive heating system by changing the design of the induction-resistive conductor while maintaining the level of heat generation per unit length and the reliability of the system using methods of the theory of solving inventive problems. A comparison of the distributions of the electric field strength in induction-resistive heating systems of classical and improved design is presented. The next stage addresses the excitation of a metamaterial layer formed by finite-length waveguides and the emission of a field from it into free space. The practical applications of the analyzed structures are discussed.

Key words: metamaterial, coupled wave theory, quasi-periodic mode, sector radiation pattern, Kotel'nikov function.

ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТРЕХМЕРНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ СВЯЗАННЫХ КОАКСИАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

С.Е. Банков

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

E-mail: sbankov@yandex.ru

В работе рассматривается трехмерный метаматериал в виде двумерно периодической структуры из коаксиальных линий, связанных друг с другом через плоские волноводы с двумерными решетками металлических цилиндров. На первом этапе строится математическая модель элементарной ячейки метаматериала. Задача сводится к интегральному уравнению, которое приближенно решается методом Галеркина и находится матрица рассеяния элементарной ячейки. На втором этапе в рамках теории СВЧ многополюсников решается задача о возбуждении слоя метаматериала волной коаксиальной линии. На третьем этапе в приближении идеально согласованной решетки решается задача об излучении из слоя метаматериала и находится диаграмма направленности излучения. Проведены численные эксперименты, показавшие, что при определенных условиях диаграмма направленности имеет секторную форму. Обсуждается вопрос практического использования слоя метаматериала в качестве антенной решетки с секторными парциальными диаграммами направленности.

Ключевые слова: метаматериал, теория связанных волн, квазипериодический режим, секторная диаграмма направленности, функция Котельникова.

Введение

В последние десятилетия большое внимание привлекают различные структуры в виде множества параллельных связанных линий передачи (СЛП) [1]-[3]. При определенных условиях такая структура может рассматриваться как искусственная анизотропная среда – метаматериал (ММ). Как и волны в ММ других типов, волны в ММ на СЛП обладают новыми свойствами, отличными от свойств волн в «естественных» средах, что может быть использовано для решения ряда прикладных задач от разработки СВЧ фильтров [2] до создания сверхфокусирующих линз [3], [4].

В работе [5] показано, что слой двумерного ММ на связанных ЕВГ волноводах может использоваться для создания одномерных антенных решеток (АР) с секторными парциальными диаграммами направленности (ДН) [6]. При этом больший интерес представляют двумерные АР этого типа. В данной работе представлены результаты исследования слоя трехмерного ММ на основе связанных коаксиальных линий (СКЛ) передачи и двумерной АР на его основе.

С точки зрения электродинамического моделирования строгий анализ трехмерной структуры представляет намного более сложную задачу, чем анализ двумерной конструкции. Поэтому в данной работе предпочтение отдано приближенной численно-аналитической модели, позволяющей без существенных затрат вычислительных ресурсов исследовать возбуждение и излучение волн из трехмерного ММ.

1. Метаматериал на связанных коаксиальных линиях

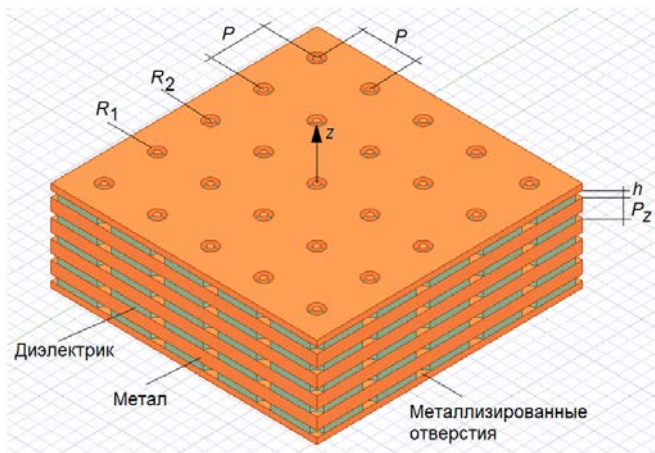


Рисунок 1 – общий вид ММ на СКЛ

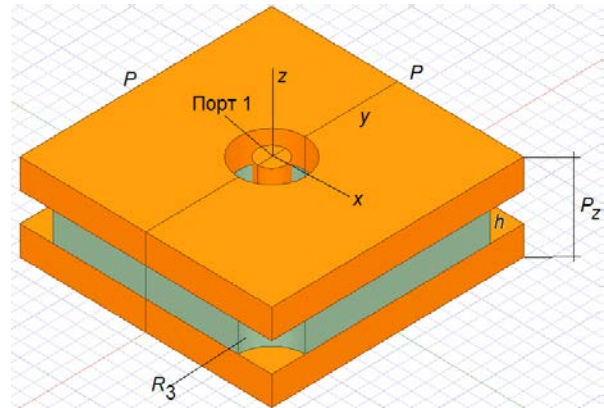


Рисунок 2 – элементарная ячейка ММ

На рис. 1 показан общий вид фрагмента исследуемого ММ, а на рис. 2 показана его элементарная ячейка. Рассматриваемый ММ состоит из набора металлических и диэлектрических слоев (ДС), в которых выполнены отверстия радиуса R_1 , которые расположены в узлах квадратной сетки с периодом P . В этих отверстиях располагаются металлические цилиндры радиуса R_2 , выполняющие функцию центральных проводников СКЛ. ДС содержат дополнительные металлизированные отверстия радиуса R_3 . Они образуют двумерно-периодическую решетку металлических цилиндров.

Как видно из рис. 1,2, внешние проводники СКЛ в ДС разрываются. За счет этого СКЛ возбуждают ДС и связываются друг с другом. Металлические цилиндры позволяют регулировать уровень связи.

2. Матрица рассеяния элементарной ячейки

На первом этапе построения математической модели рассмотрим один период ММ по оси Oz . Анализируем его в квазипериодическом режиме, в котором поля в разных периодах в плоскости XOY связаны условиями периодичности:

$$\mathbf{E}(x+nP, y+mP) = \mathbf{E}(x, y) \exp(-in\kappa_x m\kappa_y), \quad (1)$$

где $\kappa_{x,y}$ – параметры периодичности, задающие фазовые сдвиги между полями в разных периодах. Условия (1) позволяют свести анализ слоя ММ к анализу элементарной ячейки (рис. 2).

В сечениях СКЛ при $z = \pm P_z/2$, $R_2 < r < R_1$ установим волновые порты 1,2. Таким образом, мы рассматриваем элементарную ячейку как СВЧ четырехполюсник с матрицей рассеяния $\mathbf{S}_p(\kappa_x, \kappa_y)$, зависящей от параметров $\kappa_{x,y}$.

Анализ элементарной ячейки проводим в рамках следующих приближений: радиус $R_1 \ll \lambda$, толщина ДС $h \ll \lambda$, λ – длина волны. С учетом указанных соотношений граничная задача сводится к интегральному уравнению относительно электрического поля E_z при $r = R_1$, $-h/2 < z < h/2$. Решение интегрального уравнения получено методом Галеркина. Для этого электрическое поле аппроксимируется одной базисной функцией в виде константы.

Далее выполняется проекция интегрального уравнения на тестовую функцию, совпадающую с базисной функцией и находится неизвестная константа. С ее помощью определяется матрица рассеяния элементарной ячейки $S_p(\kappa_x, \kappa_y)$. Опуская стандартные, но громоздкие преобразования, запишем окончательные выражения для параметров рассеяния:

$$S_{11p} = S_{22p} = R_p e^{-ikP_z}, S_{21p} = S_{12p} = T_p e^{-ikP_z}, R_p = \beta_k + \beta_p \alpha_k, T_p = 1 - R_p, \quad (2)$$

$$\alpha_k = \frac{L_{kk}(S_{kk} + L_{pp}\Delta S)}{1 - L_{pp}S_{kk} - L_{kp}(S_{kk} + L_{pp}\Delta S)}, L_{kk} = \frac{B_k}{H_0^{(2)}(k_e R_1)}, L_{pp} = -\frac{J_0(k_e R_3)}{H_0^{(2)}(k_e R_3)},$$

$$L_{kp} = (B_p - J_0(k_e R_1))/H_0^{(2)}(k_e R_1), \Delta S = S_{kp}S_{pk} - S_{kk}^2,$$

$$S_{kk} = \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} H_0^{(2)}(k_e r_{n,m}^{\delta}) \exp(-iP(\kappa_x n + \kappa_y m)) - H_0^{(2)}(k_e \delta), \quad (3)$$

$$S_{kp,pk} = \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} H_0^{(2)}(k_e r_{n,m}^{kp,pk}) \exp(-iP(\kappa_x n + \kappa_y m)), \quad (4)$$

$$\beta_{k,p} = -2B_{k,p} \sin(kh/2)F_0/2k, B_{k,p} = Q_{k,p}/Q_0, Q_k = -2\sin(kh/2)/(kW),$$

$$Q_p = -i\Phi'(k_e R_1)h/W_e, Q_0 = ihH_0'^{(2)}(k_e R_1)/(W_e H_0^{(2)}(k_e R_1)) - ik \int_{-\infty}^{\infty} F(\kappa) d\kappa / (2\pi W),$$

$$\Phi'(x) = J_0'(x) + H_0'^{(2)}(x)J_0(k_e R_1)/H_0^{(2)}(k_e R_1),$$

$$F(\kappa) = \frac{J_0'(\gamma R_1)Y_0(\gamma R_2) - J_0(\gamma R_2)Y_0'(\gamma R_1)}{J_0(\gamma R_1)Y_0(\gamma R_2) - J_0(\gamma R_2)Y_0'(\gamma R_1)} \frac{1}{\gamma}, \gamma = \sqrt{k^2 - \kappa^2}, F_0 = \lim_{\kappa \rightarrow k} (F(\kappa)\gamma^2),$$

$$r_{n,m}^{\delta} = \sqrt{(nP)^2 + (mP + \delta)^2}, r_{n,m}^{kp,pk} = \sqrt{((n \mp 1/2)P)^2 + ((m \mp 1/2)P)^2},$$

$$k_e = k\sqrt{\varepsilon}, W_e = W/\sqrt{\varepsilon}, W = 120\pi.$$

Здесь $H_0(x), J_0(x), Y_0(x)$ функции Ганкеля второго рода, Бесселя и Неймана нулевого порядка, k – волновое число свободного пространства, ε – относительная проницаемость ДС. Штрихи в обозначении функций – это их производные. Задача суммирования рядов (3),(4) подробно рассмотрена в [7].

3. Матрица рассеяния слоя ММ

в квазипериодическом режиме и при возбуждении одного канала

Для решения поставленной выше задачи нам необходимо найти матрицу рассеяния слоя ММ, который содержит N периодов по оси Oz . Поскольку, как следует из разд. 2, каждый период является СВЧ четырехполюсником, то слой ММ может рассматриваться как каскадное соединение N четырехполюсников.

Для расчета такой структуры удобно по известным соотношениям [8] перейти от матрицы рассеяния $S_p(\kappa_x, \kappa_y)$ матрице передачи $T_p(\kappa_x, \kappa_y)$. Далее находим матрицу передачи каскадного соединения четырехполюсников $T(\kappa_x, \kappa_y)$:

$$T(\kappa_x, \kappa_y) = (T_p(\kappa_x, \kappa_y))^N. \quad (5)$$

Используя соотношения из [8] и матрицу $T(\kappa_x, \kappa_y)$ мы можем перейти к матрице рассеяния слоя ММ $S(\kappa_x, \kappa_y)$. Полученная матрица рассеяния описывает слой ММ в квазипериодическом режиме, который соответствует возбуждению бесконечной в плоскости ХОУ структуры по всем входам волнами удовлетворяющими условию (1). Однако практический интерес представляет задача возбуждения ММ волной одной из СКЛ. Для ее решения воспользуемся подходом, изложенным в книге [9]:

$$\begin{bmatrix} R_{n,m} \\ T_{n,m} \end{bmatrix} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \begin{bmatrix} S_{11}(\varphi_x, \varphi_y) \\ S_{21}(\varphi_x, \varphi_y) \end{bmatrix} e^{-in\varphi_x - im\varphi_y} d\varphi_x d\varphi_y, \quad \varphi_{x,y} = \kappa_{x,y}P. \quad (6)$$

Здесь n, m – индексы, определяющие положение СКЛ на плоскости ХОУ. Линия с нулевыми индексами расположена в начале координат. Соотношения (6) описывают коэффициенты отражения от слоя $R_{n,m}$ и прохождения через слой $T_{n,m}$ при возбуждении канала с индексами $n=m=0$. Нетрудно заметить, что коэффициенты прохождения описывают распределение амплитуд волн на выходе из слоя ММ.

4. Коррекция фазового распределения и излучение из слоя ММ

Известно, что для создания одномерной секторной ДН необходимо сформировать распределение источников близкое к функции Котельникова $\text{sinc}(anP)$, в двумерном случае к произведению таких функций: $\text{sinc}(anP) \text{sinc}(amP)$. Анализ коэффициентов прохождения $T_{n,m}$ показывает, что для приближения реального распределения амплитуд волн к идеальному, следует скорректировать фазовое распределение. Для этого необходимо подключить к выходам СКЛ фазосдвигатели (ФСД), которые дают дополнительные фазовые сдвиги $\Delta\varphi_{1,2}$. Распределение фаз по каналам показано на рис. 3. Нетрудно заметить, что введение ФСД не нарушает периодичность рассматриваемой структуры, однако, ее период увеличивается в два раза. Теперь он равен $2P$. Обозначим через $T_{cn,m}$ скорректированное при помощи ФСД распределение амплитуд волн.

На рис. 4 показан слой ММ вместе с излучающей решеткой. Мы допускаем, что ее период P_r не обязательно должен совпадать с периодом ММ P . Если входы излучателей соединены с выходами СКЛ при помощи линий одинаковой длины L , то распределение амплитуд волн, возбуждающих излучатели решетки с точностью до несущественного фазового сдвига одинакового для всех излучателей совпадает с $T_{cn,m}$. Найдем далее ДН решетки $F_a(\theta, \varphi)$, используя известное соотношение [8]:

$$F_a(\theta, \varphi) = F_e(\theta, \varphi) \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} T_{cn,m} e^{ikP_r \sin \theta (n \cos \varphi + m \sin \varphi)}, \quad (7)$$

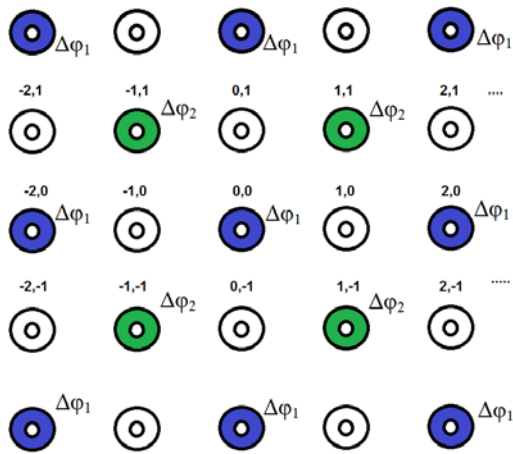


Рисунок 3 – распределение фаз

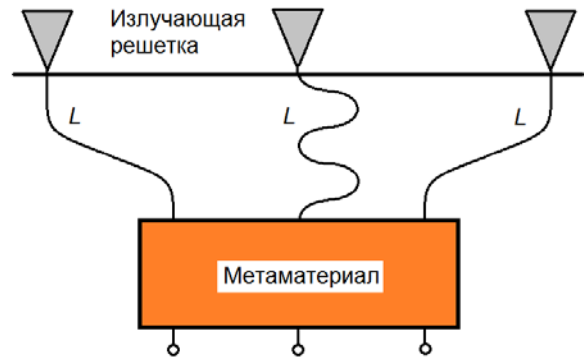


Рисунок 4 – ММ с излучающей решеткой

где $F_e(\theta, \varphi)$ – ДН излучателя решетки. Для ее определения необходимо задаться конструкцией излучателя и решить соответствующую электродинамическую задачу, что далеко выходит за рамки данной работы. Для весьма приближенной аппроксимации функции $F_e(\theta, \varphi)$ можно использовать ДН элемента идеально согласованной решетки $(\cos\theta)^{0.5}$ [9]. Мы возьмем более реалистичную аппроксимацию функцией $\cos\theta$.

5. Численные результаты

Численные результаты, представленные ниже получены для структуры со следующими параметрами $R_1=0.5$, $R_2=0.125$, $h=1$, $\varepsilon=2.2$, $P=6$, $P_z=5.3$, $P_r=20$, $N=20$, $\Delta\varphi_{1,2}=-1.93, 0.87$. Все размеры приведены в миллиметрах. На рис. 5 показаны частотные зависимости модулей коэффициентов отражения от слоя ММ при возбуждении канала с $n=m=0$. Кривые 1-3 соответствуют параметрам $R_{0,0}$, $R_{0,1}$, $R_{0,2}$.

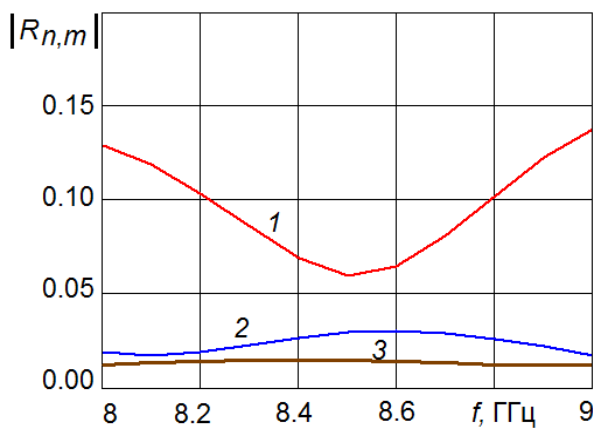


Рисунок 5 – частотные зависимости коэффициентов отражения

	-3	-2	-1	0	1	2	3
-3	0	0	0.02	0.02	0.02	0	0
-2	0	0.02	0.06	0.09	0.06	0.02	0
-1	0.02	0.06	0.17	0.36	0.17	0.06	0.02
0	0.02	0.09	0.36	1	0.36	0.09	0.02
1	0.02	0.06	0.17	0.36	0.17	0.06	0.02
2	0	0.02	0.06	0.09	0.06	0.02	0
3	0	0	0.02	0.02	0.02	0	0

	-3	-2	-1	0	1	2	3
-3	3.681	3.29	4.615	4.023	4.615	3.29	3.681
-2	3.29	1.995	4.54	3.08	4.54	1.995	3.29
-1	4.615	4.54	0	0	0	4.54	4.615
0	4.024	3.08	0	0	0	3.08	4.024
1	4.615	4.54	0	0	0	4.54	4.615
2	3.29	1.995	4.54	3.08	4.54	1.995	3.29
3	3.681	3.29	4.615	4.023	4.615	3.29	3.681

Рисунок 6 – амплитудное и фазовое распределения

На рис. 6 показаны амплитудное (сверху) и фазовое (снизу) распределения нормированных коэффициентов прохождения $T_{cn,m}/T_{c0,0}$. На рис. 7а-б представлены нормированные ДН излучающей решетки на частотах 8.3 и 8.8 ГГц. Кривая 1 соответствует сечениям $\varphi=0, \pi/2$, а кривая 2 сечениям $\varphi=\pm\pi/4$. Из рис. 6 видно как на выходе слоя ММ формируется распределение амплитуд волн близкое, по крайней мере при $n=0$ и $m=0$, к идеальному (разд. 4) и соответствующая ему секторная ДН (рис. 7а,б).

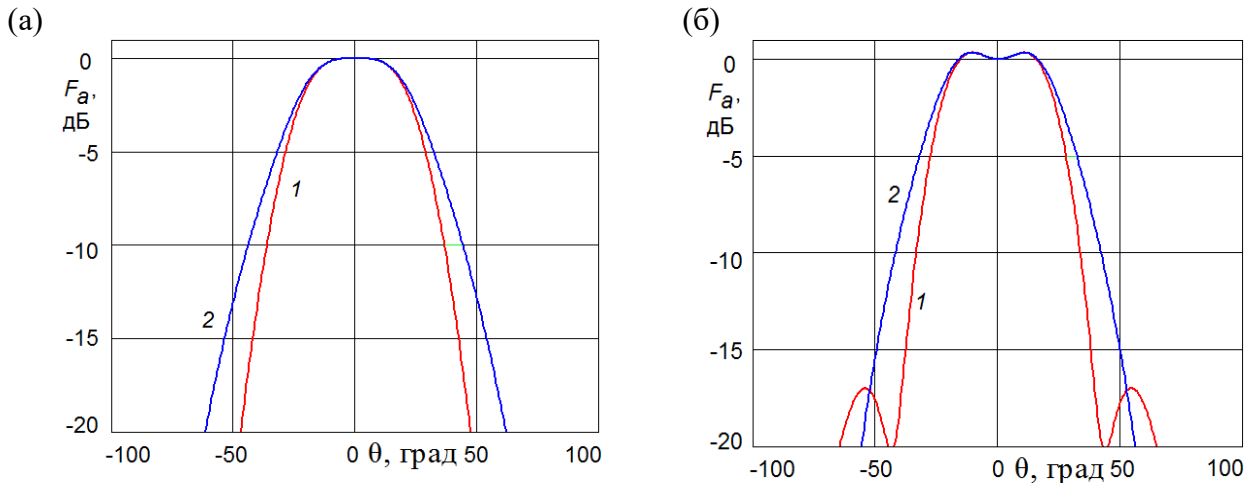


Рисунок 7 – ДН на частотах 8.3 (а) и 8.8 (б) ГГц

Заключение

Следует отметить, что рассмотренная структура обладает двумерной периодичностью в плоскости ХОУ. Поэтому формирование секторных ДН будет происходить при возбуждении любого из входных каналов. Таким образом, эти структуры можно рассматривать как двумерные антенные решетки с секторными парциальными ДН элементов, которые представляют интерес для сканирования в ограниченном секторе углов [6], а также для построения многоканальных облучателей оптических систем.

Список литературы

1. Eleftheriades G.V., Balmain K.G. Negative-Refractive Metamaterials: Fundamental Principles and Applications -Wiley-IEEE Press. 2005.
2. Сазонов В.П., Силин Р.А. Замедляющие системы. М.: Сов. Радио. 1966.
3. Eleftheriades G.V., Iyer A.K., Kremer P.C. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines, IEEE Trans. MTT, 2002, v. 50, no. 12, pp. 2702 - 2712.
4. Веселаго В.Г. Электродинамика материалов с одновременно отрицательными ϵ и μ . // Успехи Физических Наук, 1967, т. 92, № 3, с. 517-520.
5. Банков С.Е., Калошин В.А., Фролова Е.В. Компьютерное проектирование и экспериментальное исследование кластерного излучателя на основе ЕВГ структуры // Журнал радиоэлектроники. 2009. №3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar09/1/text.html>.
6. Скобелев С.П. Фазированные антенные решетки с секторными парциальными диаграммами направленности. М.: Физматлит. 2010.
- Банков С.Е. Электромагнитные кристаллы. М.: Физматлит. 2010.
8. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа. 1988.
9. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. М.: Мир. 1974.

NUMERICAL AND ANALYTICAL MODEL OF A THREE-DIMENSIONAL METAMATERIAL BASED ON CONNECTED COAXIAL LINES

S.E. Bankov

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Russia

E-mail: sbankov@yandex.ru

This paper examines a three-dimensional metamaterial in the form of a two-dimensional periodic structure of coaxial lines interconnected via planar waveguides with two-dimensional lattices of metal cylinders. In the first stage, a mathematical model of the metamaterial's unit cell is. The problem is reduced to an integral equation, which is approximately solved using the Galerkin method, and the scattering matrix of the unit cell is found. In the second stage, the problem of exciting a metamaterial layer by a coaxial line wave is solved within the framework of microwave multiport theory. Numerical experiments have shown that, under certain conditions, the radiation pattern has a sector shape. The practical use of the metamaterial layer as an antenna array with sector-shaped partial radiation patterns is discussed.

Key words: metamaterial, coupled wave theory, quasi-periodic mode, sector radiation pattern, Kotel'nikov function

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ИНДУКЦИОННО-РЕЗИСТИВНОЙ СИСТЕМЫ НАГРЕВА ДЛЯ ВЫРАВНИВАНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ ТРИЗ

М.А. Булатенко¹, М.А. Федин¹

¹ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва,
Россия

E-mail: BulkinaMA@mpei.ru

В работе решается задача увеличения длины индукционно-резистивной системы нагрева путем изменения конструкции индукционно-резистивного проводника при сохранении уровня тепловыделения на единицу длины и надежности системы методами теории решения изобретательских задач. Представлено сравнение распределений напряженности электрического поля в индукционно-резистивных системах нагрева классической и усовершенствованной конструкции. Установлено, что в месте касания индукционно-резистивного проводника и индукционно-резистивного нагревателя не наблюдается резкого повышения напряженности электрического поля.

Ключевые слова: индукционно-резистивная система нагрева, электрическое поле, напряженность электрического поля, теория решения изобретательских задач, моделирование.

Введение

Транспортировка нефти и нефтепродуктов по магистральным трубопроводам является ключевым элементом инфраструктуры нефтегазовой отрасли, обеспечивающим доставку углеводородного сырья от мест добычи к местам переработки и морским портам. По мере освоения Арктической зоны РФ и накопления опыта перекачки смеси высоковязкой и высокозастывающей нефти по магистральным нефтепроводам, расположенных за полярным кругом, возрастает интерес к технологиям путевого подогрева нефти. Наибольшая интенсивность остывания нефти наблюдается на технологических перегонах между нефтеперекачивающими станциями, расположенными на расстоянии 50-150 км друг от друга [1].

Сегодня для обогрева протяженных участков трубопроводов применяются индукционно-резистивные системы нагрева (далее – ИРСН, коммерческое наименование – скин-системы электрообогрева или системы промышленного электрообогрева трубопроводов на основе поверхностного эффекта). Однако, по техническим требованиям ИРСН предназначены для работы на рабочее напряжение нагревателя до 5 кВ переменного тока, что ограничивает длину плеча обогрева до 15 км от точки подключения к системе питания (суммарная длина системы обогрева может достигать 30 км – два плеча обогрева, условно направленные в противоположные стороны от комплектной трансформаторной подстанции, по 15 км каждое) [2].

Предельная длина ИРСН определяется таким отношением напряжения питания к напряжению на 1 м длины системы, при котором локальное увеличение напряженности электрического поля в месте касания внутреннего проводника

трубки-спутника достигает значения пробоя изоляции индукционно-резистивного проводника. Таким образом, можно сформулировать изобретательскую задачу следующим образом: как обеспечить существенное увеличение длины ИРСН при сохранении уровня тепловыделения и надежности системы.

Для решения данной задачи предлагается использовать методы теории решения изобретательских задач (ТРИЗ) [3], которые позволяют выявить и устранить противоречия при проектировании ИРСН. Также в исследовании применяется численное моделирование в специализированной программной среде ELCUT для визуализации картины распределения напряженности электрического поля в ИРСН усовершенствованной конструкции.

1. Технические и физические противоречия в ИРСН

Главной полезной функцией ИРСН является обеспечение равномерного обогрева протяженных промышленных трубопроводов, в частности, магистральных нефтепроводов, что предотвращает снижение температуры транспортируемого продукта ниже критических значений. Текущая конструкция ИРСН включает в себя индукционно-резистивный нагреватель (ИРН) – трубу из ферромагнитной стали, индукционно-резистивный проводник (ИРП) – многожильный проводник из немагнитного материала, чаще всего меди, с электрической изоляцией, обеспечивающей безопасность и надежность эксплуатации системы, источник питания переменного напряжения [4].

Основной негативный эффект, возникающий при проектировании и эксплуатации ИРСН, заключается в том, что при увеличении длины плеча обогрева и при сохранении неизменной величины питающего напряжения происходит уменьшение выделяемой мощности на единицу длины. С одной стороны, для компенсации падения напряжения требуется повышение питающего напряжения, но это может привести к локальному увеличению напряженности электрического поля, вызывающему пробой изоляции. С другой стороны, для компенсации недостаточного тепловыделения на единицу длины ИРСН можно увеличить мощность за счет уменьшения сопротивления ИРН и ИРП, но для этого необходимо существенно увеличить их сечение, либо применить шунтирование ИРН, что повлечет за собой рост материалоемкости и себестоимости системы.

Сформулируем первое техническое противоречие. Если увеличить напряжение питания системы (свойство «А»), то обеспечивается необходимая мощность нагрева на большой длине (полезная характеристика 1), но происходит пробой изоляции (ухудшается полезная характеристика 2). И наоборот. Если использовать низкое напряжение питания (свойство «не А»), то обеспечивается сохранность изоляции (полезная характеристика 2), но не достигается необходимая мощность нагрева на требуемой длине (ухудшается полезная характеристика 1).

Сформулируем второе техническое противоречие. Если увеличить сечение проводника (свойство «А»), то обеспечивается необходимая мощность нагрева на большой длине (полезная характеристика 1), но снижается экономичность системы из-за увеличения материалоемкости (ухудшается полезная характеристика 2).

И наоборот. Если использовать проводник с малым сечением (свойство «не А»), то обеспечивается экономичность системы за счет низких капитальных затрат (полезная характеристика 2), но не достигается необходимая мощность нагрева на требуемой длине (ухудшается полезная характеристика 1).

Для разрешения сформулированных технических противоречий используем инструмент ТРИЗ – таблицу применения приемов разрешения технических противоречий [5]. В табл. 1 представлена выборка приёмов устранения типовых технических противоречий под указанные выше свойства и характеристики системы.

Таблица 1 – Таблица применения приемов разрешения технических противоречий для ТП 1

Что нужно изменить	Что ухудшается	Номера типовых приемов
4. Длина неподвижного объекта	11. Напряжение	1, 14, 35
11. Напряжение	27. Надежность	10, 13, 19, 35
4. Длина неподвижного объекта	6. Площадь неподвижного объекта	17, 7, 10, 40
6. Площадь неподвижного объекта	32. Удобство изготовления	40, 2

Выберем из табл. 1 наиболее часто встречающиеся приемы и адаптируем их для решения задачи увеличения длины ИРСН без ухудшения надежности и увеличения материалоемкости системы. Прием 10 – предварительное действие: может означать нанесение дополнительных слоев изоляции или размещение экранирующих элементов в местах локального повышения напряженности электрического поля. Прием 15 – динамичность: введение регулировки напряжения питания для поддержания требуемого уровня тепловыделения на каждом участке. Прием 17 – переход в другое измерение: вариант «многоэтажной» компоновки может быть реализован путем изменения геометрии проводника. Прием 35 – изменение агрегатного состояния: включение воздушных пространств там, где ранее применялись твердые элементы системы. Прием 40 – применение композитов: использование композитных проводников или композитных изоляционных материалов.

Для достижения максимально эффективного решения необходимо перейти на более глубокий уровень анализа. В частности, требуется ужесточить условия задачи. Сформулируем физические противоречия, которые лежат в основе рассматриваемой задачи.

Первое физическое противоречие: напряжение должно быть высоким для обеспечения требуемой мощности обогрева при увеличенной длине, но должно быть низким, чтобы не создавать риск пробоя изоляции.

Второе физическое противоречие: сечение проводника должно быть одновременно большим для обеспечения требуемой мощности обогрева при увеличенной длине, но должно быть малым для снижения материалоемкости.

Применяя инструменты ТРИЗ: стандарты на разрешение физических противоречий и всеполюсный анализ, с учетом выделенных приемов устранения технических противоречий, приходим к следующему конструктивному решению ИРСН (рис. 1).

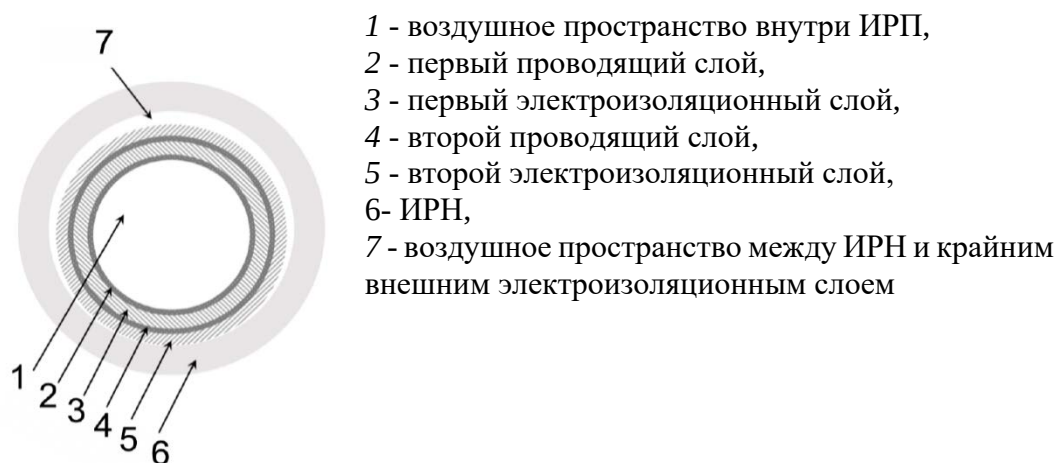


Рисунок 1 – Поперечное сечение ИРСН

2. Исследование электрического поля ИРСН

Математическая модель электромагнитного поля ИРСН приведена в [6]. Решение задачи расчёта ИРСН осуществляется с использованием метода конечных элементов в среде ELCUT.

Наиболее часто в стандартной конструкции ИРСН применяется ИРП с одной медной многопроволочной жилой сечением 16 мм^2 и одним электроизоляционным слоем толщиной 2 мм. При подаче на ИРСН напряжения до 3,5 кВ в воздушном промежутке между ИРН и ИРП максимальное значение напряженности электрического поля E близко к $3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ (величина, при которой возможен пробой изоляции). При дальнейшем увеличении питающего напряжения напряженность электрического поля уже превышает критическое значение и существенно снижает надежность системы. Так, при подаче на ИРСН напряжения 8 кВ напряженность достигает значения $7 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ (рис. 2а).

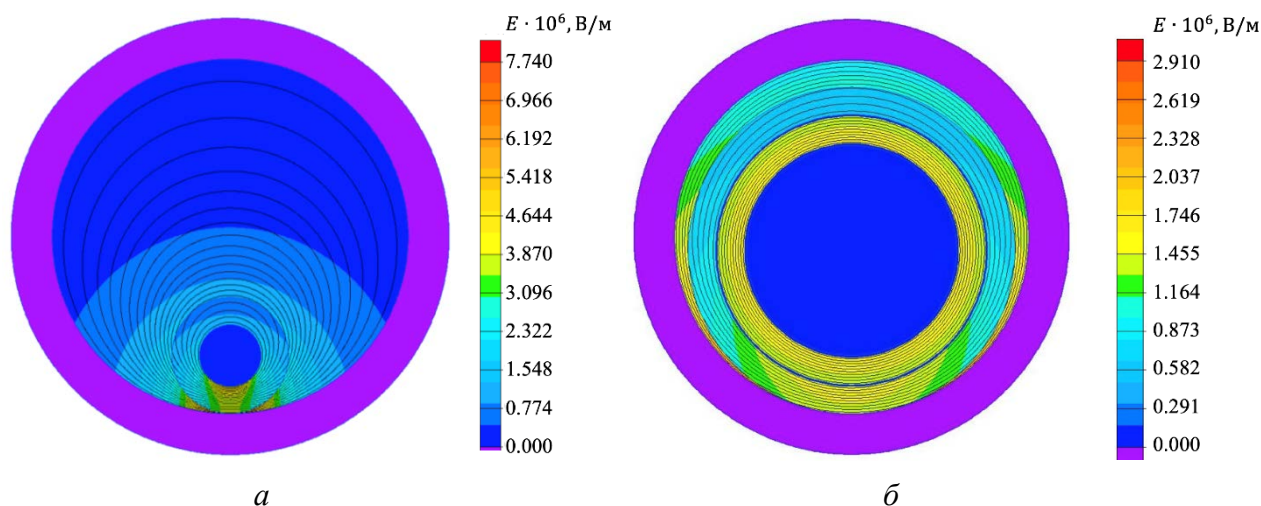


Рисунок 2 – Картина распределения напряженности электрического поля в ИРСН:
 а – ИРП с одной жилой, б – ИРП с двумя проводящими слоями

Рассмотрим распределение напряженности электрического поля в ИРСН усовершенствованной конструкции: ИРП с двумя проводящими слоями суммарным поперечным сечением 16 мм^2 и двумя электроизоляционными слоями толщиной 2 мм каждый (рис. 2б). За счет многослойной конструкции проводника обеспечивается более равномерное распределение напряженности электрического поля. В месте касания ИРП и ИРН не наблюдается резкого повышения напряженности электрического поля. В результате проведения серии вычислительных экспериментов, направленных на определение предельных значений напряжения питания на проводящих слоях, при которых максимальное значение напряженности электрического поля ниже критического уровня ($E = 3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$), но максимально приближается к данному значению, был выявлен наилучший вариант: напряжение на внутреннем слое – 8 кВ , а на внешнем – 3 кВ . В этом случае максимальное значение напряженности электрического поля составляет $E = 2,91 \cdot 10^6 \text{ В/м}$.

Заключение

Успешное решение поставленной изобретательской задачи по разработке конструктивного решения ИРСН, характеризующегося равномерным распределением напряженности электрического поля при повышении рабочего напряжения системы, обеспечит значительные преимущества. Увеличение длины ИРСН при сохранении уровня тепловыделения и надежности системы позволит обогревать сверхдлинные трубопроводы без необходимости установки промежуточных станций подогрева, что существенно снизит затраты на инфраструктуру и обслуживание. Вследствие чего повысит эффективность транспортировки нефти и нефтепродуктов на большие расстояния, что особенно важно для освоения удаленных месторождений в Арктической зоне. Расширение возможностей применения ИРСН в нефтегазовом секторе откроет новые перспективы для развития технологий промышленного электрообогрева.

Список литературы

1. Бабичева Е.Б., Земенков Ю.Д., Бабичев Д.А., Щербанюк С.С. Прогнозирование и регулирование тепловых режимов работы магистральных нефтепроводов в условиях Заполярья // Транспорт и хранение нефтепродуктов. 2022. №3-4. С. 21-25. doi:10.24412/0131-4270-2022-3-4-21-25
2. СТО ИНТИ S.150.3-2023 Системы промышленного электрообогрева трубопроводов на основе СКИН-эффекта для нефтяной, химической и газовой промышленности. Общие технические требования.
3. Зуев Ю.Ю. Основы создания конкурентноспособной техники и выработки эффективных решений. – М.: Изд. дом МЭИ, 2006. – 402 с. ISBN 5-903072-05-4.
4. Проектирование и эксплуатация систем электрического обогрева в нефтегазовой отрасли / М.Л. Струпинский, Н.Н. Хренков, А.Б. Кувалдин. – 2-е изд. – Москва; Вологда: Инфра-Инженерия, 2023. – 524 с.
5. Альтшуллер Г.С. Найти идею: Введение в ТРИЗ - теорию решения изобретательских задач. – М.: Альпина Пабли., 2016. - 402 с. - ISBN 978-5-9614-5558-8.
6. Разработка математической модели электромагнитного поля и схемы замещения индукционно-резистивной системы нагрева для промышленных трубопроводов / М.А. Федин, Е.В. Качалина, А.В. Молостова, С.А. Федина, А.И. Василенко, М.Л. Зотов, Ю.А. Демидов // Промышленная энергетика. 2023. № 12. С. 2-9.

**IMPROVEMENT OF THE DESIGN
OF THE INDUCTION-RESISTIVE HEATING SYSTEM
FOR LEVELING THE ELECTRIC FIELD INTENSITY USING TRIZ METHODS**

Bulatenko Mariya Andreevna¹, Fedin Maksim Andreevich¹

¹National Research University "MPEI", Moscow, Russia

E-mail: BulkinaMA@mpei.ru

The paper solves the problem of increasing the length of an induction-resistive heating system by changing the design of the induction-resistive conductor while maintaining the level of heat generation per unit length and the reliability of the system using methods of the theory of solving inventive problems. A comparison of the distributions of the electric field strength in induction-resistive heating systems of classical and improved design is presented. It is established that at the point of contact between the induction-resistive conductor and the induction-resistive heater, no sharp increase in the electric field strength is observed.

Key words: induction-resistive heating system, electric field, electric field strength, theory of inventive problem solving, modeling.

**КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
СПЕЦИАЛЬНОГО ТРАНСФОРМАТОРА
ДЛЯ ВНУТРИСИСТЕМНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ**
**М.А. Федин¹, М.А. Булатенко¹, Е.В. Качалина¹, С.А. Коробков¹,
Николя Эро², П.В. Петров²**

¹ФГБОУ НИУ «МЭИ», г. Москва

²Университет Корсики, Франция, г. Корт

E-mail: KachalinaYV@mpei.ru

Настоящая работа посвящена разработке и моделированию специального трансформатора, который может быть применен для питания системы электрообогрева, способной эффективно обслуживать рассредоточенную сеть транспортных трубопроводов, выкидных линий скважин и отводов, что является новым подходом в сравнении с существующими линейными системами. Разработана численная математическая модель электромагнитного поля, и получены дифференциальные результаты расчета лабораторного трансформатора для внутрисистемной передачи энергии.

Ключевые слова: электромагнитное поле, трансформатор тока, индукционно-резистивная система нагрева, промышленные трубопроводы, моделирование, магнитопрвод.

Введение

На сегодняшний день индукционно-резистивные системы нагрева (ИРСН), основанные на использовании поверхностного эффекта в электрических проводниках переменного тока, наиболее оптимизированы под задачи электрообогрева протяженных трубопроводов. Они находят широкое применения для электрообогрева протяженных промышленных трубопроводов для нефти, природного газа, мазута, серы и др. Использование таких систем способствует существенному повышению энергоэффективности систем промышленного электрообогрева.

В работе поставлена новая научно-техническая задача по разработке системы электрообогрева, способной эффективно обслуживать рассредоточенную сеть транспортных трубопроводов, выкидных линий скважин и отводов, что является новым подходом в сравнении с существующими линейными системами.

Использование принципа разветвления в ИРСН позволяет уменьшить количество точек подключения нагревательных кабелей за счет использования вторичных источников питания. Которые представляют собой специальные трансформаторы внутрисистемной передачи электроэнергии, позволяющие отбирать электроэнергию от основной ИРСН и передавать ее для электропитания другой ИРСН или греющего кабеля, а также оптимизировать распределение тепла в сложных сетях трубопроводов [1-2].

Специальный трансформатор внутрисистемной передачи энергии

В качестве системы специальных трансформаторов внутрисистемной передачи электроэнергии будут использованы несколько трансформаторов тока тороидальной конструкции (рис. 1). Нагрузкой (Z_n) для такой системы может являться нагревательный кабель небольшой мощности. Количество трансформаторов

тока будет зависеть от требуемого напряжения ($\dot{U}_2$) и тока нагрузки ($\dot{I}_2$). Использование таких трансформаторов приводит к небольшому снижению линейной мощности обогрева трубопровода сразу после точки отбора мощности. На рис. 1 изображено направление против-ЭДС, создаваемой трансформаторами тока ($\dot{E}_1$ – $\dot{E}_4$), её влияние необходимо учитывать при расчете напряжения питания основной ИРСН [3].

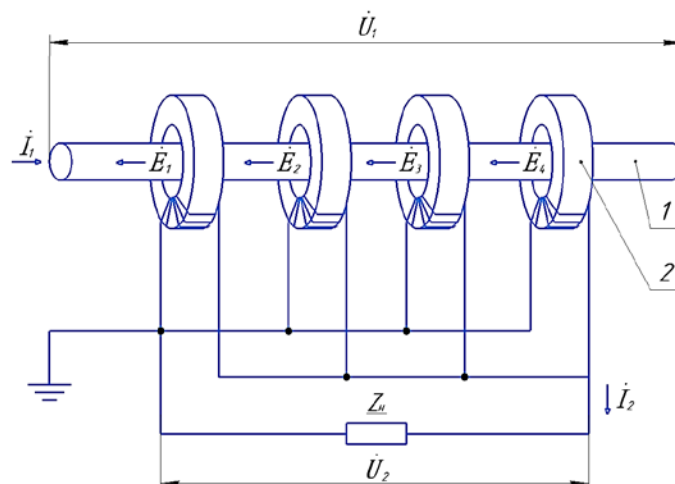


Рисунок 1 - Эквивалентная схема специальных трансформаторов для внутрисистемной передачи энергии:

- 1 – индуктивно-резистивный проводник основной ИРСН,
2 – трансформатор тока тороидальной конструкции

Нагрузкой такой системы, помимо нагревательных кабелей, могут быть устройства мониторинга и контроля параметров системы электрического обогрева, электроприводы запорной аппаратуры трубопровода, устройства фиксации аварий и видеоконтроля, системы передачи данных [4, 5].

Конечно-элементное моделирование электромагнитных полей трансформатора в программе COMSOL

Для моделирования данного трансформатора применялась программа COMSOL Multiphysics 6.2, основанная на использовании метода конечных элементов [6].

Для решения была выбрана магнитная задача (Magnetic Fields mf), математическое описание такой задачи представлено системой дифференциальных уравнений (1 – 4):

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times H = J \quad (2)$$

$$B = \nabla \times A \quad (3)$$

$$J = \sigma E + J_e, \quad (4)$$

где E – напряженность электрического поля; A – векторный потенциал электромагнитного поля; ∇ – дифференциальный оператор набла; H – напряженность магнитного поля; J – плотность тока ; B – магнитная индукция; σ – удельная проводимость среды.

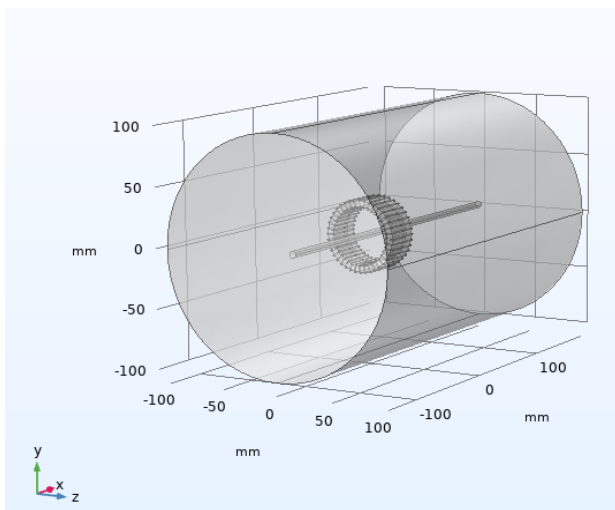


Рисунок 2 - Вид модели в программе COMSOL Multiphysics

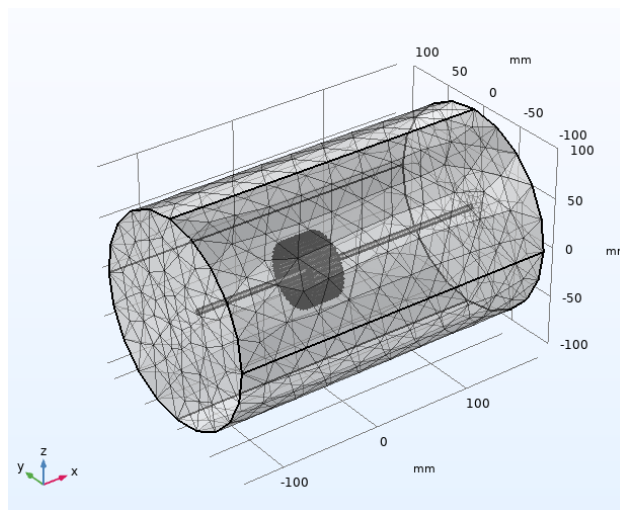


Рисунок 3 - Расчетная сетка программе COMSOL Multiphysics

Геометрическая модель одного трансформатора в программе представлена на (рис. 2), она содержит в себе расчетную область, заданную цилиндром, и модель одного трансформатора тока. Для каждой части модели был выбран свой материал: первичная и вторичная обмотки – медь; сердечник трансформатора – шихтованная электротехническая сталь с потерями (шихтовка учитывалась за счет значений электропроводности материала и магнитной проницаемости); расчетная область – воздух. Для этой задачи было выбрано два решателя. Первый используемый решатель - Coil Geometry Analysis, с его помощью определяются параметры обмоток. Второй решатель - Time Dependet, который позволяет решать задачи в зависимости от времени.

Граничные условия для расчетной области были заданы с помощью уравнений Максвелла, обмотки, как первичная, так и вторичная используют уравнения для инициализации катушек в программе (5, 6):

$$J_e = \frac{N(V_{coil} + V_{ind})}{A \cdot R_{coil}} \cdot e_{coil} \quad (5)$$

$$J_e = \frac{NI_{coil}}{A} \cdot e_{coil}, \quad (6)$$

где J_e – плотность тока в катушке ; N – количество витков; V_{coil} – напряжение катушки ; R_{coil} – сопротивление катушки ; I_{coil} – ток катушки.

Также в такой трехмерной задаче требуется использовать Кулоновскую калибровку векторного магнитного потенциала (7) для вычисления векторного потенциала электромагнитного поля.

$$\nabla \times A = 0, \quad (7)$$

На внешних поверхностях цилиндра расчетной области заданы граничные условия магнитной изоляции и начальные условия.

Для расчета была построена сетка (рис. 3), формой элементов трехмерной сетки является тетраэдр. Параметры сетки:

1. Максимальный размер элементов – 0,5977;
2. Минимальный размер элементов – 0,0153;
3. Количество элементов сетки – 171810.

Также стоит отметить нестандартные настройки для временного решателя (Time Dependent), эти изменения в настройках были выполнены и для оптимизации времени расчета и улучшения результатов.

Измененные параметры:

1. Nonlinear method – Constant (Newton) – использование нелинейного метода;
2. Damping factor – (0,95) – значение коэффициента демпфирования;
3. Jacobian update – параметр обновления Якобиана на каждом шаге моделирования;
4. Tolerance factor – (1e-2) – значение коэффициента допуска.

Моделирование магнитного поля специального трансформатора внутрисистемной передачи электроэнергии

Результатами моделирования являются картины поля и диаграммы амплитудных значений токов первичной и вторичной обмоток.

Магнитное поле трансформатора представлено на (рис. 4), данная картина не полностью отражает силовые линии магнитного поля в пространстве из-за трудности моделирования их трехмерными. Но проекции силовых линий на три основные плоскости проекции дают достаточно точное понимание их характера.

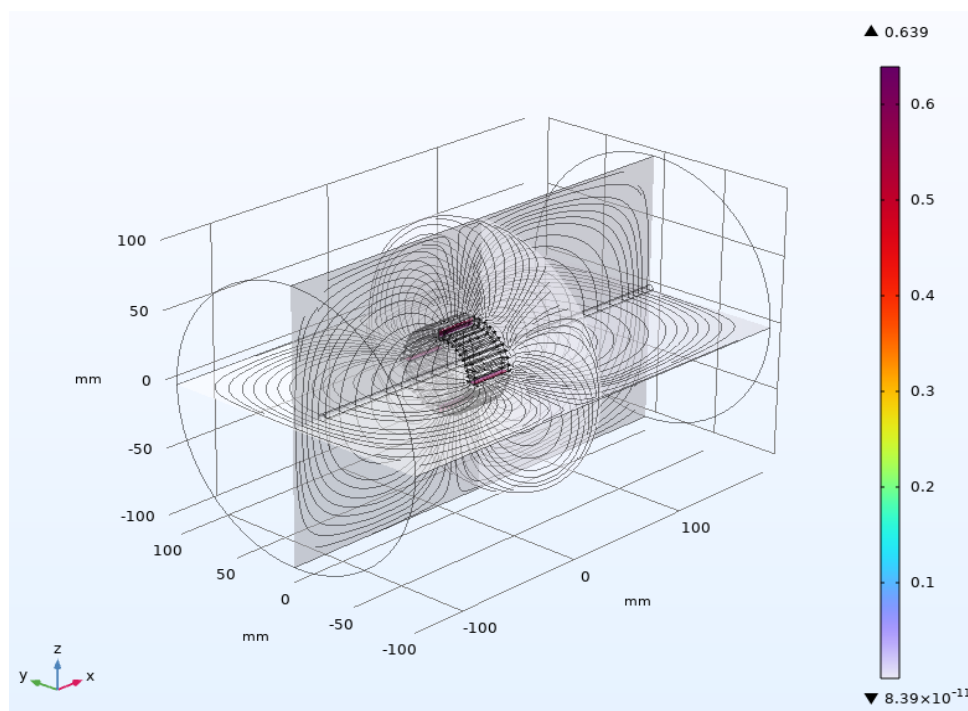


Рисунок 4 - Магнитное поле ТТ

С помощью специального инструмента Electrical Circuit cir была реализована схема подключения нагрузки для снятия нагрузочных характеристик. Для снятия всех характеристик расчет был проведен 20 раз.

Сопротивление нагрузки изменялось от значения 1 Ом до значения 20 Ом.

По результатам моделирования вычислили действующие значения токов и построили нагрузочные характеристики, которые сравниваются с характеристиками, полученными в результате физического эксперимента: зависимость тока

нагрузки от величины сопротивления (рис. 5), зависимость напряжения нагрузки от величины сопротивления (рис. 6), зависимость мощности на нагрузке от величины сопротивления (рис. 7).

Физический эксперимент проводился с системой, состоящей из одного трансформатора тока, и системой из четырех трансформаторов тока.

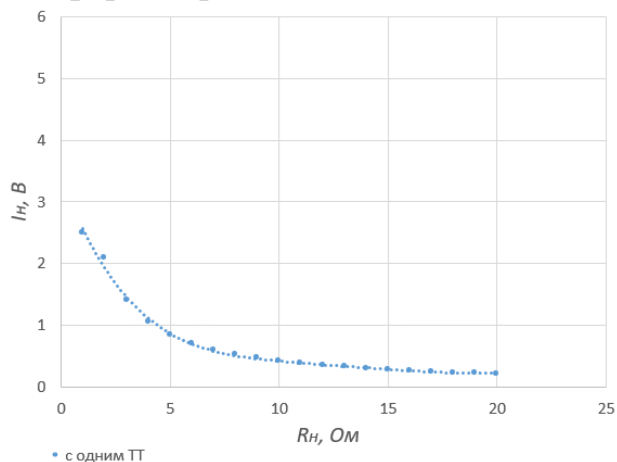


Рисунок 5 – Зависимость тока нагрузки от величины сопротивления

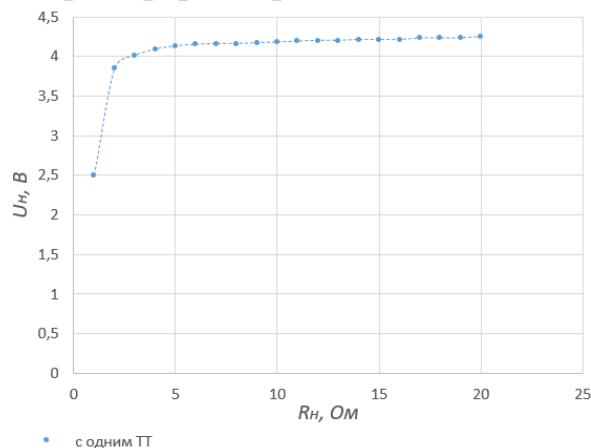


Рисунок 6 – Зависимость напряжения нагрузки от величины сопротивления

Экспериментальные нагрузочные характеристикам показали, что при использовании нескольких специальных трансформаторов внутрисистемной передачи электроэнергии в одной системе, мощность и ток нагрузки увеличиваются.

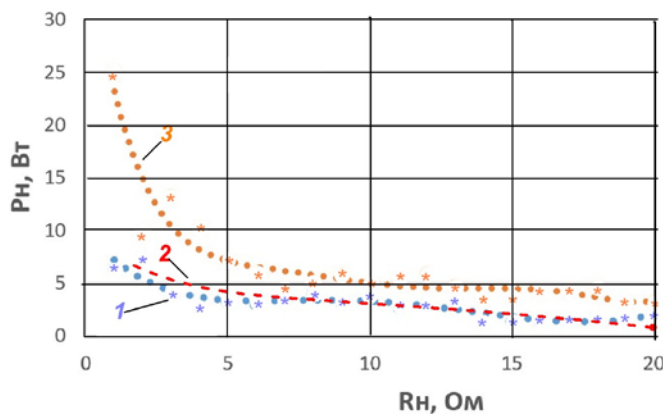


Рисунок 7 – Зависимость мощности в нагрузке от величины сопротивления:
 кривая 1 – эксперимент с одним трансформатором тока; кривая
 2 – результат моделирования с одним трансформатором тока; кривая
 3 – эксперимент с четырьмя трансформаторами тока

Заключение

1. По результатам моделирования в программе и эксперимента разница результатов не превышает 10%, что демонстрирует адекватность математической модели с учетом принятых допущений.

2. Полученная модель может использоваться при определении параметров и количества трансформаторов внутрисистемной передачи энергии.

3. Применение рассмотренного способа питания элементов системы обогрева призвано повысить эффективность её электроснабжения.

Работа выполнена в рамках проекта «Разработка современных разветвленных скин-кабельных систем электрообогрева с цифровым двойником и пространственной цифровой системой термоконтроля» при поддержке гранта НИУ «МЭИ» на реализацию программы научных исследований «Приоритет 2030: Технологии будущего» в 2024-2026 гг.».

Список литературы

1. Патент № RU120519U1 Вторичный источник питания с отбором мощности от фазных проводов линии электропередачи высокого напряжения промышленной частоты / Изобретатель: В.М. Геворкян, Ю.А. Казанцев, Л.А. Копылова, И.А. Яшин. Правообладатель: ФГБОУ ВПО «Национальный исследовательский университет «МЭИ». Заявка подана: 2012-04-27. Заявка удовлетворена: 2012-09-20
2. Патент № RU 179239 U1 Устройство токового отбора мощности. Дата подачи заявки: 17.11.2017. Опубликовано: 07.05.2018. Авторы: Дроздов А.В., Киселев А.Н., Пилюгин А.В. Правообладатель: ПАО «МРСК Центра».
3. Струпинский М.Л., Хренков Н.Н., Кувалдин А.Б. Проектирование и эксплуатация систем электрического обогрева в нефтегазовой отрасли. – 2-е изд. – Москва; Вологда: Инфра-Инженерия, 2023. – 524 с.
4. Белополюский И. И. Расчет трансформаторов и дросселей малой мощности. – 1963.
5. Разработка математической модели электромагнитного поля и схемы замещения индукционно-резистивной системы нагрева для промышленных трубопроводов / М.А. Федин, Е.В. Качалина, А.В. Молостова, С.А. Федина, А.И. Василенко, М.Л. Зотов, Ю.А. Демидов // Промышленная энергетика. 2023. № 12. С. 2 – 9.
6. Система автоматизированных расчетов Comsol [Электронный ресурс]: учеб. пособие / Е. Н. Буркова, А. Н. Кондрашов, К. А. Рыбкин; Перм. гос. нац. исслед. ун-т. – Электрон. дан. – Пермь, 2019. – 9,88 Мб; 133 с.

FINITE ELEMENT MODELING OF A SPECIAL TRANSFORMER FOR INTRASYSTEM ENERGY TRANSFER

**М.А. Fedin¹, М.А. Bulatenko¹, E.V. Kachalina¹, S.A. Korobkov¹, ¹Nicolas
Heraud², P.V. Petrov¹**

¹National Research University "Moscow Power Engineering Institute"

Moscow, Russia,²University of CORSICA, Corte, France

E-mail: KachalinaYV@mpei.ru

This work is devoted to the development and modeling of a special transformer that can be used to power an electric heating system that can effectively serve a dispersed network of transport pipelines, well flowlines, and branches, which is a new approach compared to existing linear systems. A numerical mathematical model of the electromagnetic field has been developed, and the differential results of calculating a laboratory transformer for intra-system energy transmission have been obtained.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОВОЛНОВОЙ АНТЕННЫ НА СДВОЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ С ЗОНДОВЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Л.В. Алексейчик, М.П. Жохова, А.А. Курушин

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Россия, Москва

Представлены результаты моделирования основных электрических характеристик микроволновой антенны на сдвоенных диэлектрических резонаторах (ДР), установленных на металлической пластине и симметрично возбуждаемых коаксиальным зондом. Приведены характеристики излучения антенны на низшем магнитном типе колебаний ДР. Впервые отмечено обладание сдвоенными ДР в такой конструкции антенны диаграммой направленности антенны бокового обзора со способностью поворота магнитных моментов ДР при смещении зонда от центра к краям ДР и соответствующего изменения диаграммы направленности антенной решетки, установленной на БПЛА.

Ключевые слова: микроволновые антенны, диэлектрические резонаторы, зондовое возбуждение, методы численного моделирования, беспилотные летательные аппараты.

В работе исследуются основные характеристики антенного элемента на сдвоенных диэлектрических резонаторах (ДР), установленных на металлической пластине при их возбуждении коаксиальным зондом, предназначенные для применения в микроволновой технике для создания антенн и антенных решеток.

Диэлектрические резонаторы выполнены из высокودобротных термостабильных материалов с повышенным значением диэлектрической проницаемости. Технической задачей предложенной конструкции антенны являлось улучшение избирательности ее частотных характеристик и повышение эффективности излучения при упрощении настройки антенны, а также возможность обеспечения целенаправленности антенны на внешний источник возбуждения.

Тот факт, что открытые ДР могут излучать электромагнитную энергию в свободное пространство, был хорошо известен гораздо раньше, в частности при разработках малогабаритных микроволновых фильтров [1], в конструкциях которых требовались меры по экранированию.

Одни из первых практических реализаций антенн на диэлектрических резонаторах были предложены в работах [2,3]. В качестве излучающих элементов антенн использовались цилиндрические, прямоугольные и полусферические ДР, а также составные диэлектрические структуры [4]. Интенсивные исследования антенн и антенных решеток заложили основы для дальнейшего совершенствования антенн на диэлектрических резонаторах (ДРА) [5,6].

Были проведены многочисленные исследования по выбору высокودобротных диэлектрических материалов, по анализу типов колебаний ДР в зависимости от их формы, добротности материала и частотных характеристик входного сопротивления. Были проанализированы параметры эффективности излучения ДРА, их диаграммы направленности, а также предложены различные схемы возбуждения ДР [7-9]. Были показаны преимущества ДРА над широко известными

малогабаритными антеннами, выполненными на патч-элементах, а также перспективность применения ДРА в миллиметровых и субмиллиметровых диапазонах длин волн [10,11].

На рис. 1. представлен общий вид микроволновой антенны при размещении проводника коаксиального зонда симметрично относительно двух ДР между ними. ДР выполнены в виде прямоугольных призм с размерами 2*2*4 мм из диэлектрического материала с относительной диэлектрической проницаемостью равной 20 и установлены на металлической пластине 30*30 мм.

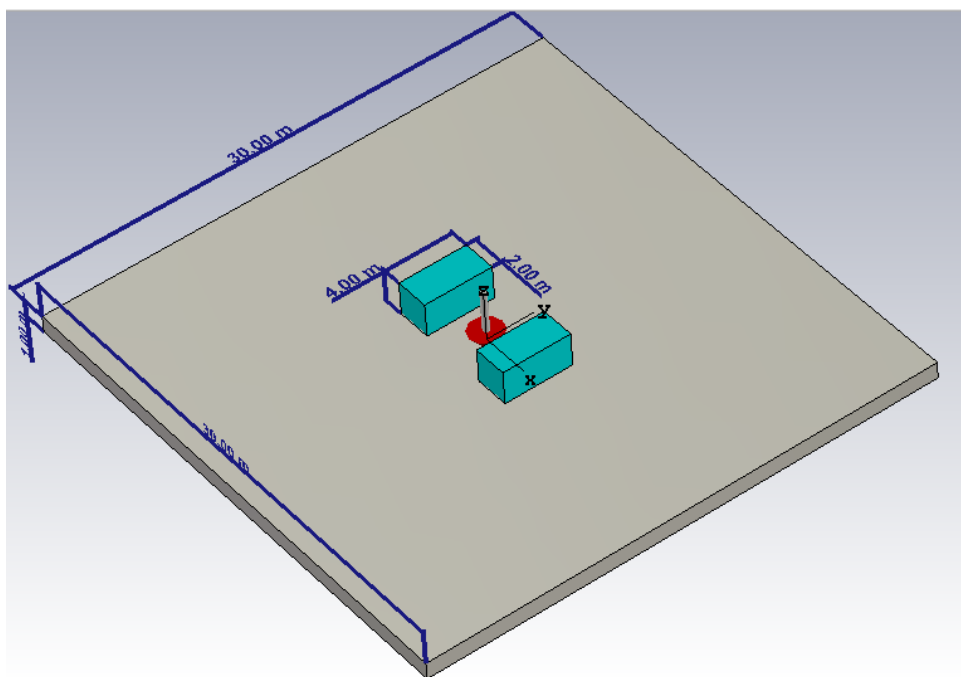


Рисунок 1 – Конструкция микроволновой антенны на сдвоенных ДР

При подаче сигнала питания на вход коаксиального порта, электрическое поле его внутреннего проводника, установленного над металлической пластиной в области размещения двух ДР, возбуждает электромагнитные резонансные колебания в ДР в виде токов поляризации, обеспечивающих эффективное излучение их электромагнитной энергии за счет увеличения объема токов поляризации при использовании системы из двух ДР. При этом на поверхности металлической пластины, выполняющей роль «электрической стенки», частично наводятся токи проводимости, усиливающие эффективность излучения.

За счет возможности изменения расстояния между двумя ДР достигается более широкий выбор режимов возбуждения ДР при разных значениях коэффициента взаимной связи между ДР, как докритического, критического и закритического, при которых достигается формирование трех видов АЧХ антенны, подобных АЧХ двухзвенного фильтра. Таким образом микроволновая антенна на двух ДР дополнительно обладает свойствами полосно-пропускающего фильтра, что улучшает её избирательность и упрощает её настройку.

На рис. 2. приведена частотная характеристика коэффициента отражения S_{11} микроволновой антенны в широком диапазоне частот при изменении расстояния между ДР.

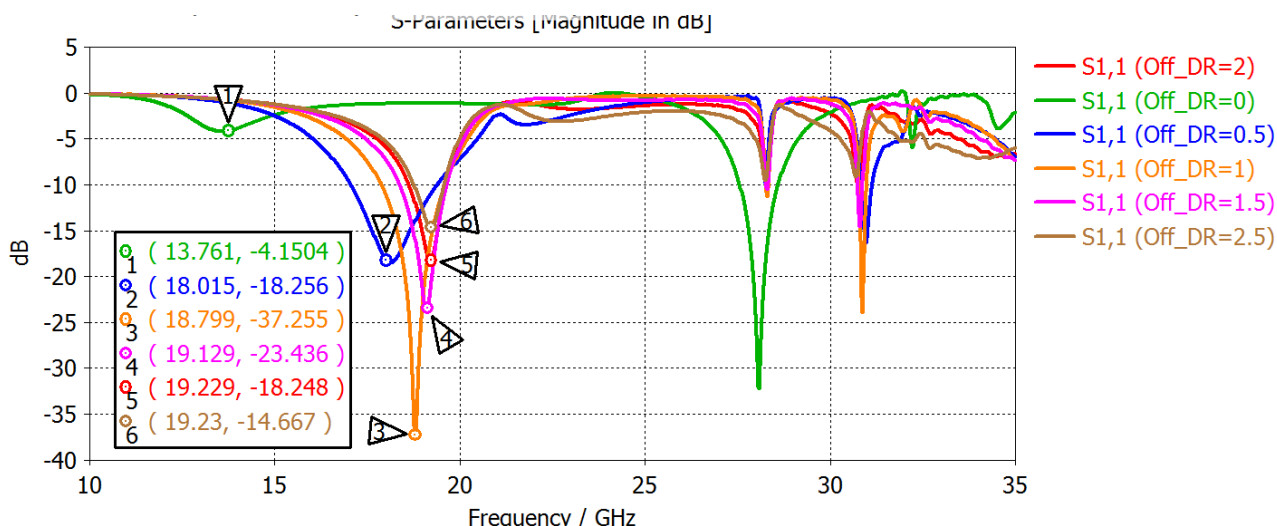


Рисунок 2 – АЧХ коэффициента отражения антенны при изменении расстояния между ДР

Из приведенных на рис. 2 характеристик видно, что оптимальное согласование антенны достигается в области частот 18-19 ГГц, где имеет место возбуждение ДР на низшем магнитном типе колебаний H_{118} .

При этом силовые линии магнитного поля ориентированы вдоль наибольшего размера ДР, как показано на рис. 3 и рис. 4. Следовательно, вектора магнитных моментов двух ДР направлены в противоположные стороны относительно друг друга.

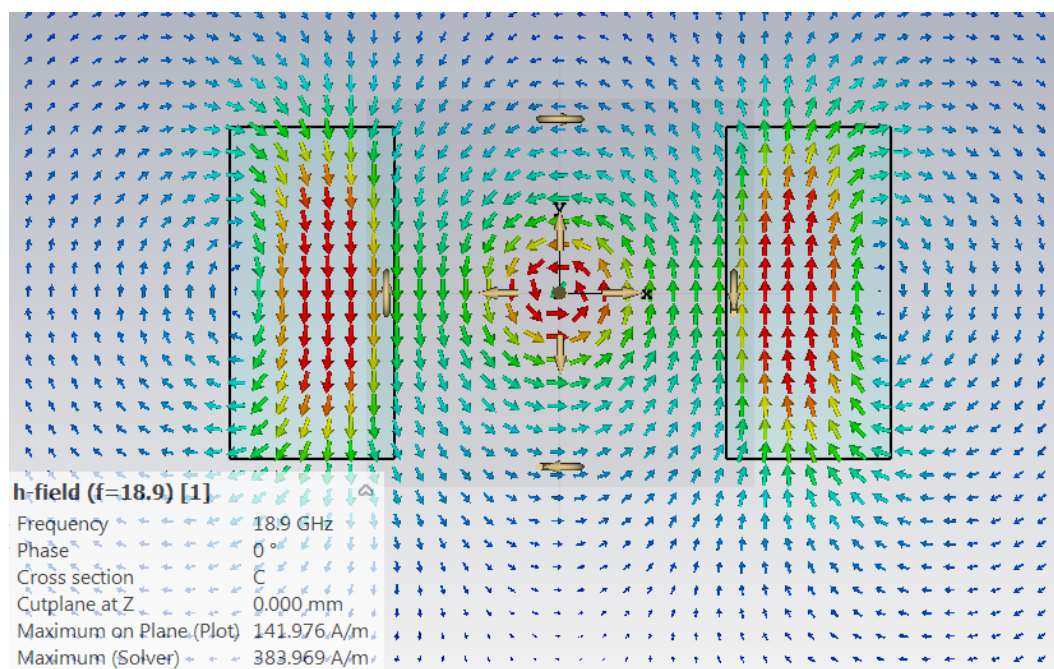


Рисунок 3 – Распределение векторов магнитного поля в плоскости, параллельной отражательной пластине

Распределение векторов магнитного поля на рис. 3 показывает, что сдвоенный элемент ДР эквивалентен двум антеннам, поле которых сконцентрировано в области каждого из ДР.

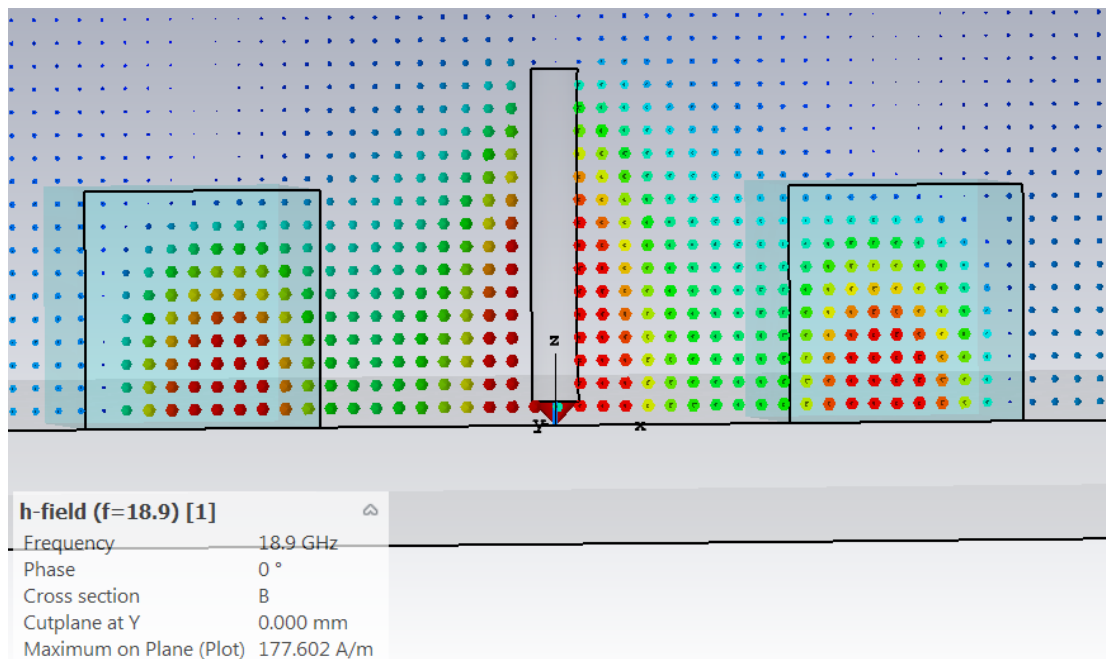


Рисунок 4 – Распределение векторов магнитного поля в плоскости, перпендикулярной плоскости металлической пластины

На рис. 5 представлена картина распределения векторов электрического поля в плоскости, перпендикулярной плоскости металлической пластины.

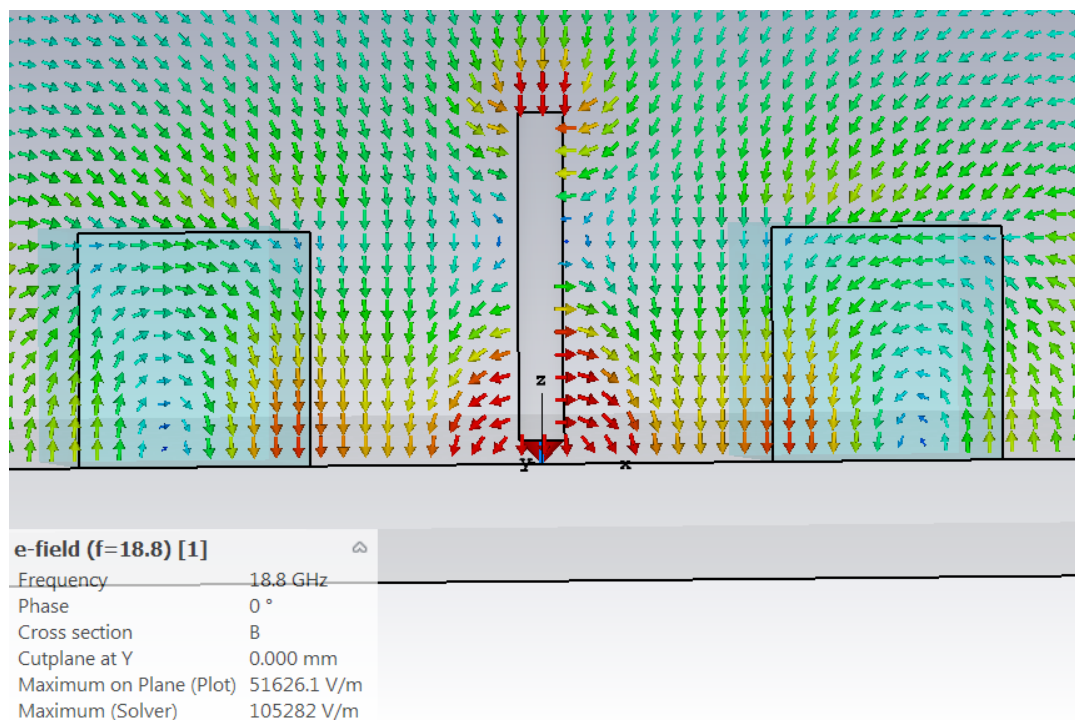


Рисунок 5 – Векторное поле E в сечении меньшей грани ДР, перпендикулярном к металлической пластине

Следует отметить, что распределение векторов электрического и магнитного полей в плоскости сечения меньшей грани ДР не строго соответствуют картинам распределения векторов полей «идеального» низшего магнитного типа колебания H_{118} , поэтому удобно рассматривать его как квази- H_{118} .

Так, распределение H -поля смещено в сторону проводника зонда, а распределение E -поля - в противоположную сторону от него. Этот эффект связан с влиянием металлического проводника зонда, что оказывает в свою очередь влияние на вид результирующей диаграммы направленности антенны.

Расположение проводника зонда относительно ДР позволяет выбирать предполагаемый возбуждаемый тип колебаний ДР, а электромагнитную связь можно оптимизировать, регулируя как длину, так и высоту проводника зонда.

Диаграмма направленности антенны (3D-диаграмма излучения дальнего поля) дает информацию об эффективности излучения антенны, которая определяется как отношение излучаемой мощности ко входной мощности антенны. При возбуждении прямоугольных ДР преобладает использование в качестве рабочих мод низшие типы колебаний. При этом ДР на модах H_{118} и HE_{118} излучает как магнитный диполь, а на моде E_{118} излучает как электрический диполь.

На рис. 6 и рис. 7 приведены диаграммы направленности антенны на сдвоенных ДР.

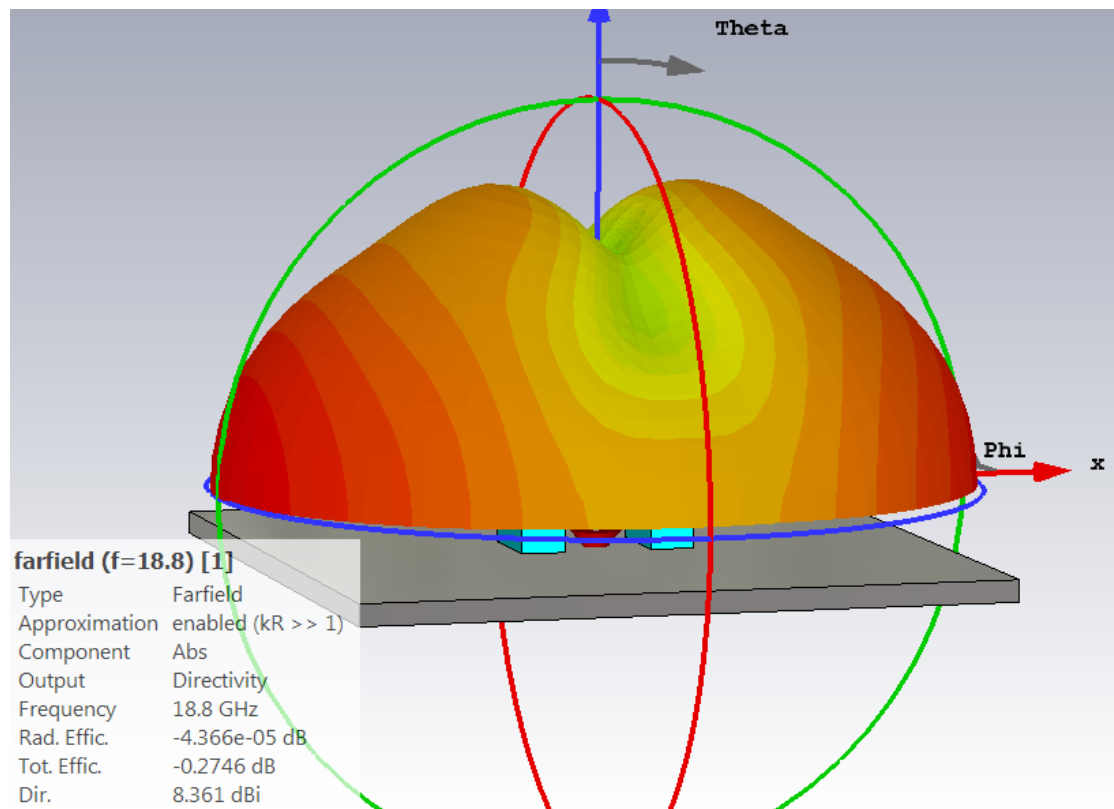


Рисунок 6 – 3-D диаграмма направленности антенны на квази- H_{118} типе колебаний

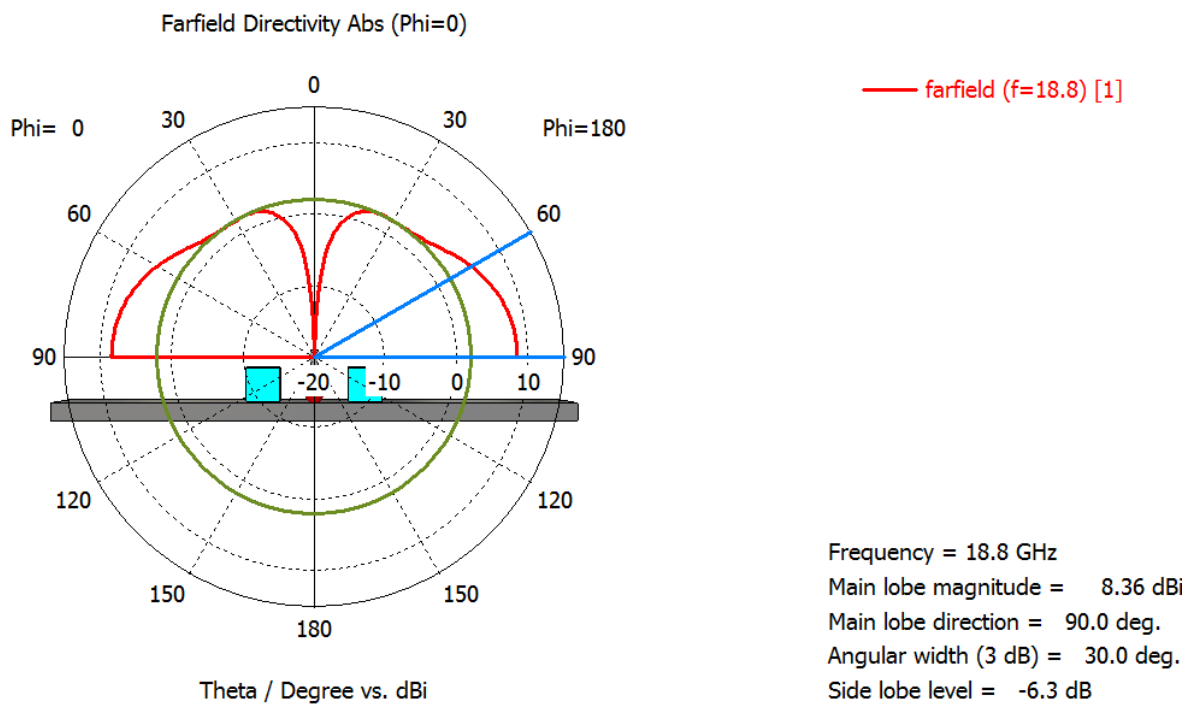


Рисунок 7 – Кривые зависимости диаграммы направленности от угла θ

Как следует из данных рис. 7 кривая диаграммы направленности имеет выраженный минимум при углах θ близких к нулю, при достаточно крутых скатах при расстройке относительно $\theta=0^\circ$, а максимумы излучения направлены в плоскости заземления.

При смещении положения зонда возбуждения к краям ДР имеет место возбуждение низшего магнитного типа колебаний, более близкого к «идеальному типу колебаний H_{118} », при этом однонаправленные магнитные моменты (и линии векторов H -поля) перпендикулярны наибольшей грани каждого ДР, в отличие от ранее рассмотренного случая, когда магнитные моменты отдельных ДР противоположны по направлению и перпендикулярны к малым граням ДР, что подтверждается картинками векторов поля, представленными на рис. 8 и рис. 9.

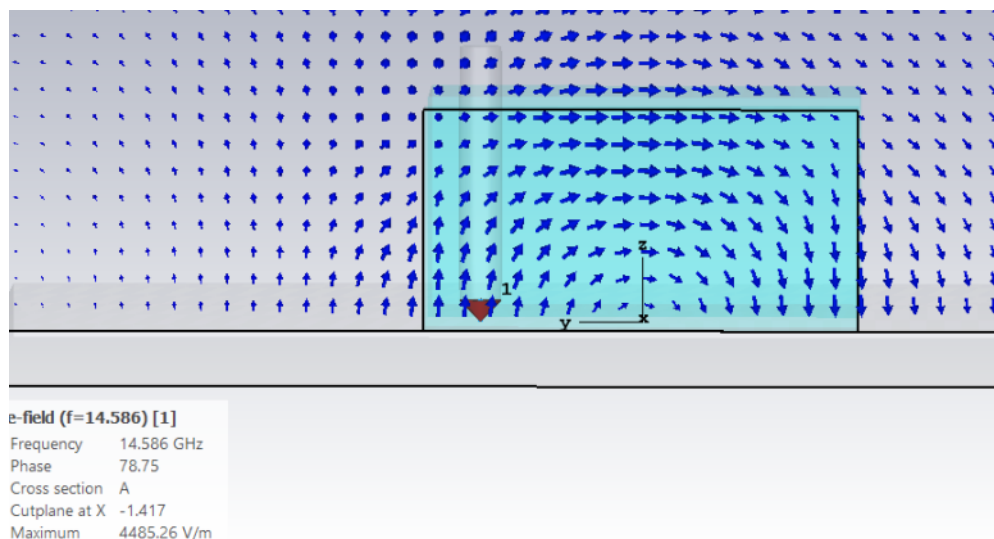


Рисунок 8 – Распределение векторов E -поля при смещении зонда к краям ДР

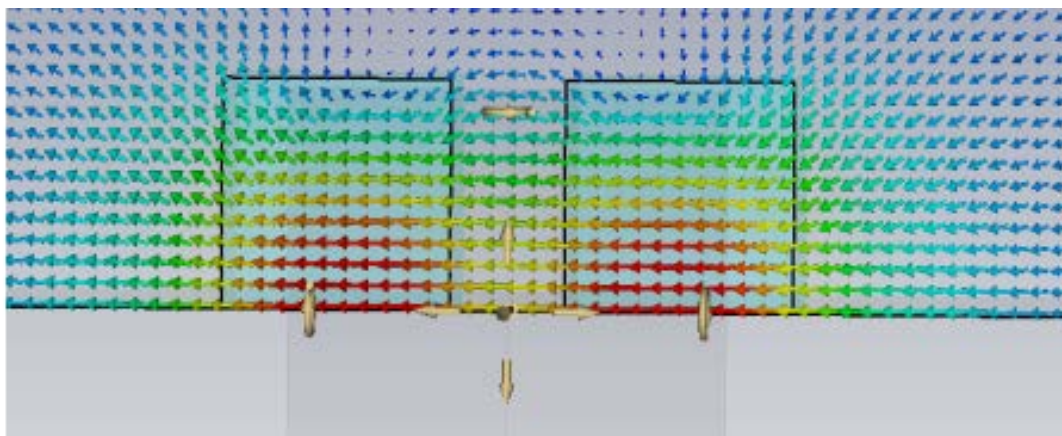


Рисунок 9 – Распределение векторов H -поля при смещении зонда к краям ДР

Таким образом, за счет перемещения зонда возбуждения относительно ДР возможно достижение требуемых технических параметров микроволновой антенны и их диаграмм направленности при определенной смене направлений магнитных моментов пары ДР относительно друг друга.

Вид диаграммы направленности рассматриваемого случая положения зонда возбуждения изменяется к более равномерному распределению относительно угла θ , как показано на рис. 10.

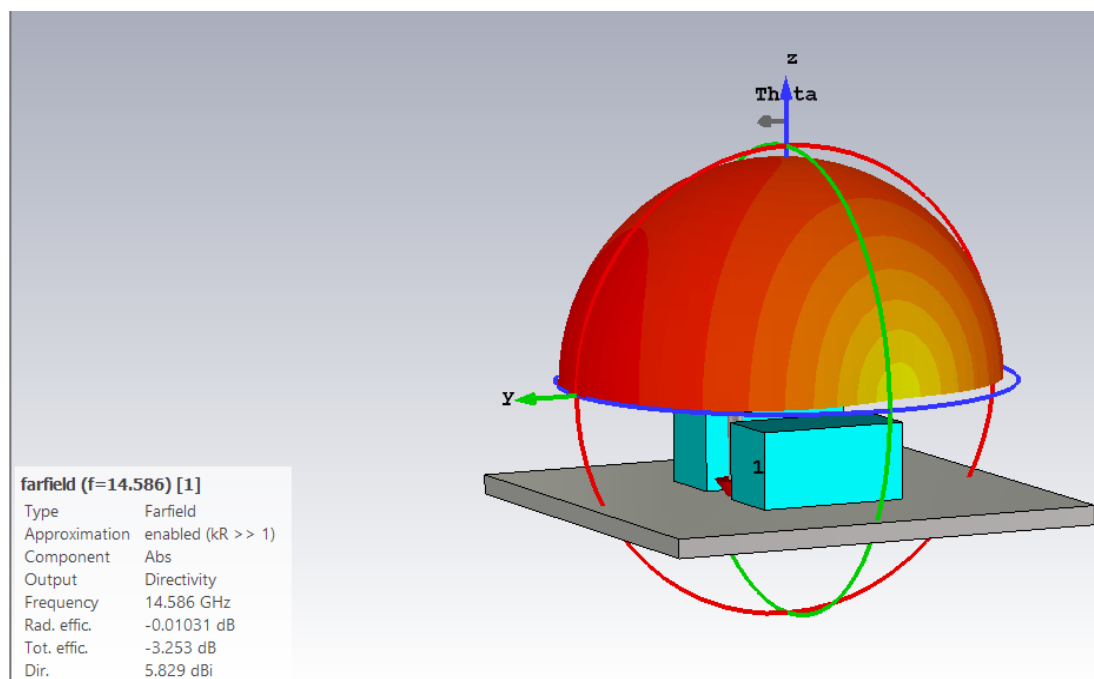


Рисунок 10 – 3-D Диаграмма направленности антенны при смещении зонда

Характеристики устанавливаемых на корпусе беспилотного летательного аппарата элементов антенной решетки (рис. 10) изменяются под влиянием нескольких факторов: искривления отражающей поверхности, влияния корпуса летательного аппарата, который может быть как металлическим, так и из композитного материала, а также из-за взаимного влияния отдельных элементов ФАР. На рис. 11 изображен БПЛА «Грант» [12] с установленной на его корпусе антенной решеткой.

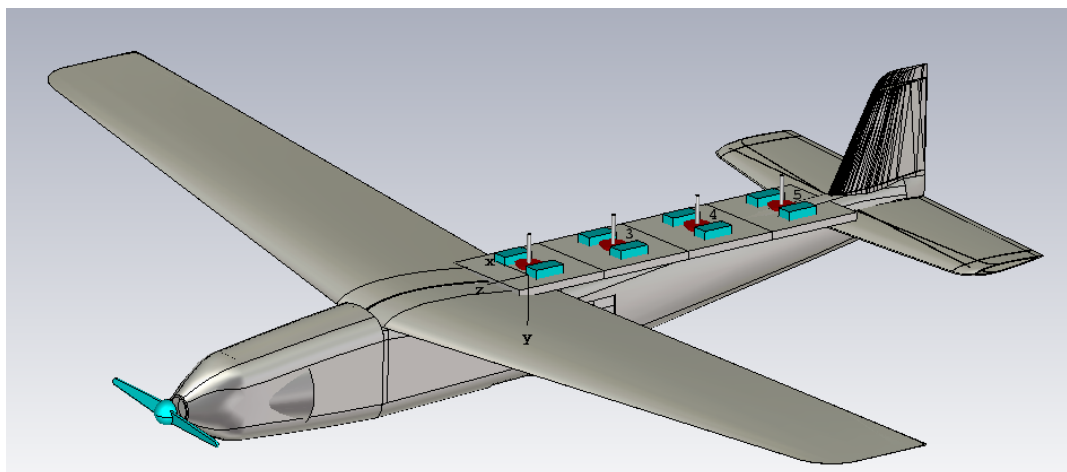


Рисунок 11– БПЛА «Грант» и установленная на его корпусе антенная решетка из 4-х пар ДР

Антенные системы на беспилотных летательных аппаратах представляют в настоящее время сложные конструкции, которые выполняют роль приема, передачи и обработки данных, связывающих БПЛА с командным пунктом, с навигационными системами, находящимися на спутниках, самолетах наведения, а также слежения за поражающими объектами, объектами противодействия во время ведения боя и др. функции. В рамках освоения СВЧ и КВЧ диапазона актуальным является разработка антенных систем на БПЛА, работающим в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн. Рассчитанные ДН при синфазном возбуждении элементов ФАР показаны на рис. 12.

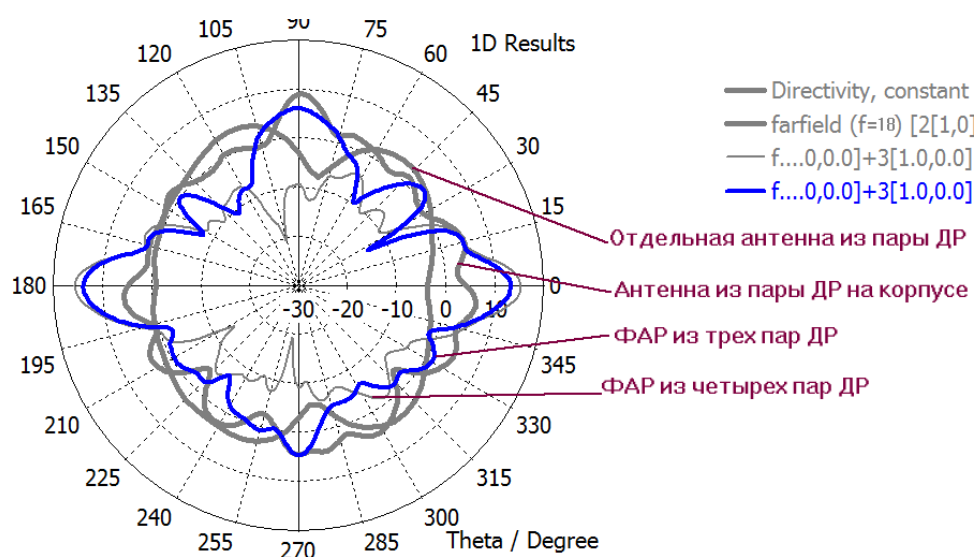


Рисунок 12 – Сечения ДН в азимутальной плоскости различных вариантов антенн, устанавливаемых на корпусе БПЛА в зависимости от числа пар ДР

Из рис. 12 видно, что при увеличении количества элементов ФАР имеет место сужение диаграммы направленности в направлении, перпендикулярном линии, соединяющей сдвоенные ДР, что характерно для линейной антенной решетки начиная с двух излучателей. Однако, в случае одной пары ДР достаточно использование единственного источника возбуждения, что существенно отличает антенну на сдвоенных ДР от антенной решетки из двух излучающих элементов с двумя источниками возбуждения.

Заключение

В результате проведенной работы получены следующие результаты:

1. Проведено численное моделирование основных электродинамических характеристик микроволновой антенны на сдвоенных ДР, установленных на металлической пластине, а также на корпусе БПЛА, и возбуждаемых коаксиальным зондом для разных его положений относительно ДР.

2. Определены типы колебаний ДР и их вариации при изменении геометрии ДРА.

3. Подтверждено, что при смещении положения зонда возбуждения к краям ДР имеет место возбуждение низшего магнитного типа колебаний, более близкого к «идеальному типу колебаний $H_{11\delta}$ », при этом однонаправленные магнитные моменты (и линии векторов H -поля) перпендикулярны наибольшей грани каждого ДР, в отличие от случая, когда магнитные моменты отдельных ДР противоположны по направлению и перпендикулярны к малым граням ДР, что подтверждается картинками векторов поля.

4. Показано, что при изменении расстояния между двумя ДР достигается более широкий выбор режимов возбуждения ДР при разных значениях коэффициента взаимной связи между ДР, как докритического, критического и закритического, при которых обеспечивается формирование трех видов АЧХ антенны, подобных АЧХ двухзвенного фильтра. Таким образом микроволновая антенна на двух ДР дополнительно обладает свойствами полосно-пропускающего фильтра, что улучшает ее избирательность и упрощает ее настройку.

Полученные результаты представляют интерес при разработке современных миниатюрных микроволновых антенн и антенных решеток, предназначенных для применения в широком диапазоне СВЧ частот, включая изделия поколения 5-G, в том числе для использования в современных автономных летательных аппаратах.

Литература

1. Алексейчик Л.В., Бродуленко И.И., Гаврилюк Н.Г. и др. Параметры и методы расчета диэлектрических резонаторов и генераторов и фильтров на их основе. М.: Центральный исследовательский институт «Электроника», Изд-во ЭТ. Серия 1. Электроника СВЧ, 1990. 64 с.
2. Алексейчик Л.В., Геворкян В.М., Калугин Е.И. Исследование миниатюрных диэлектрических СВЧ резонаторов в качестве антенных СВЧ элементов, - Труды МЭИ, 1981, выпуск 528, с. 31-40.
3. Long, S. A., M. W. McAllister, and L. C. Shen, "The resonant cylindrical dielectric cavity antenna," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 31, No. 3, 406 - 412, May 1983
4. K. M. Luk and K. W. Leung, Eds., *Dielectric Resonant Antenna*, Research Studies Press, 2003.
5. Coulibaly, Y., T. A. Denidni, and H. Boutayeb, "Broadband microstrip-fed dielectric resonator antenna for X-band applications," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Vol. 7, 341-345, 2008.
6. Dielectric Resonator Antennas: Designs and Advances, Dipali Soren¹, *, Rowdra Ghatak, Rabindra K. Mishra³, and Dipak R. Poddar. // *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 60, 195-213, 2014

7. A. Petosa and S. Thirakoune, "Rectangular dielectric resonator antennas with enhanced gain", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 59, no. 4, pp. 1385–1389, 2011.
8. «Dielectric Materials for Compact Dielectric Resonator Antenna Applications» L. Huitema and T. Monediere <http://dx.doi.org/10.5772/50612>
9. S. Maity and B. Gupta, "Closed form expressions to find radiation patterns of rectangular dielectric resonator antennas for various modes," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 62, no. 12, pp. 6524–6527, 2014.
10. K. W. Leung, State Key Laboratory of Millimeter Waves & Department of Electronic Engineering, City University of Hong Kong Presented to the IEEE LI Section Antenna and Propagation Society on Monday October 8th 2012.
11. Keyrouz¹ and D. Caratelli¹. Dielectric Resonator Antennas: Basic Concepts, Design Guidelines, and Recent Developments at Millimeter-Wave Frequencies, Hindawi Publishing Corporation International Journal of Antennas and Propagation, Volume 2016, Article ID 6075680, 20 pages, <http://dx.doi.org/10.1155/2016/6075680>
12. Дайуб А, Курушин А.А, Силкин А.А. Моделирование навигационной антенны с круговой поляризацией, расположенной на БПЛА. "Вестник Донецкого национального университета". Серия Г: Технические науки. – № 1/2025. – С. 26-36

MODELING OF A MICROWAVE ANTENNA ON DUAL DIELECTRIC RESONATORS WITH PROBE EXCITATION

L.V. Alekseychik, M.P. Zhokhova, A.A. Kurushin

¹National Research University "Moscow Power Engineering Institute"

The paper presents the results of modeling the main electrical characteristics of a microwave antenna on dual dielectric resonators (DR) mounted on a metal plate and symmetrically excited by a coaxial probe. The characteristics of the antenna radiation on the lowest magnetic type of DR oscillations are given. For the first time, the dual DRs in such an antenna design have a side-view antenna pattern with the ability to rotate the DR magnetic moments when the probe is shifted from the center to the edges of the DR and a corresponding change in the antenna pattern of Unmanned Aerial Vehicles.

Keywords: microwave antennas, dielectric resonators, probe excitation, numerical modeling methods, Unmanned Aerial Vehicles.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ СВЧ

Л.В. Алексейчик, М.П. Жохова, А.А. Курушин

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Россия, Москва

Проведено моделирование электромагнитного поля и диаграмм направленности линейной антенной решетки и определение её рабочих параметров в дальней зоне, предназначенной для использования в средствах мобильной и космической связи СВЧ диапазона длин волн. Линейная антенная решетка выполнена на парах диэлектрических резонаторов, что позволило улучшить ее эффективность излучения и полосу пропускания.

Ключевые слова: диэлектрический резонатор, антенные решетки, моделирование в программе CST MWS.

Введение

Линейная антенная решетка (ЛАР) представляет собой систему излучателей электромагнитной энергии (или приемных антенных элементов), установленных вдоль прямой линии, которая формирует диаграмму направленности антенны, перпендикулярную этой линии. Рассматриваемая в работе конструкция линейной антенной решетки выполнена на основе микрополосковой линии, на поверхности диэлектрической подложки которой симметрично вдоль ее полоскового проводника установлены по два ДР прямоугольной формы, возбуждаемые распределенными токами полоскового проводника, как показано на рис.1 для одного звена антенной решетки [1] с демонстрацией диаграммы направленности элемента излучения.

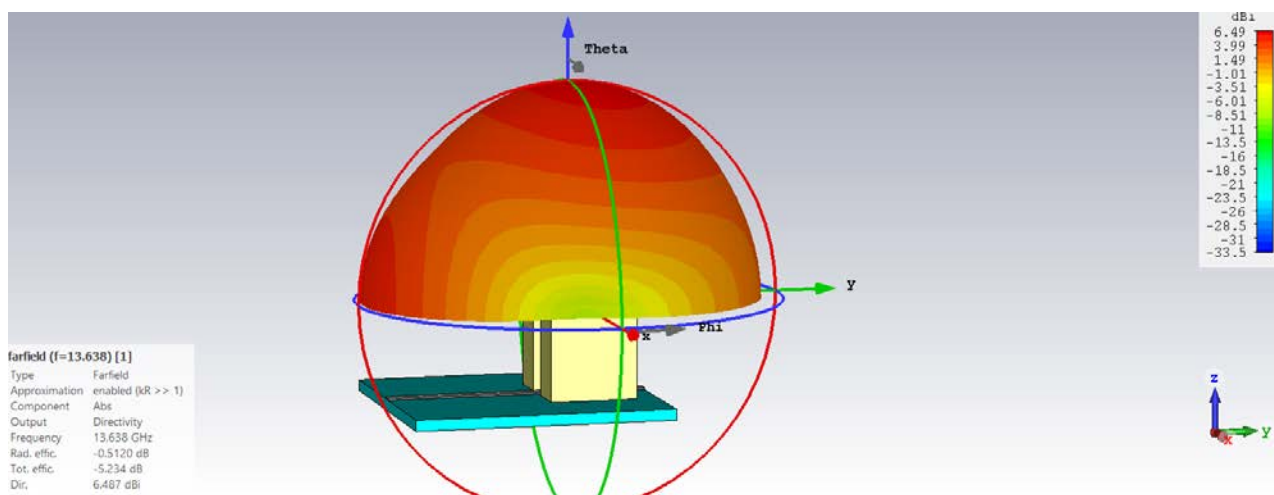


Рисунок 1 – Антенна на двух диэлектрических резонаторах, установленных на подложке микрополосковой линии и ее диаграмма направленности излучения

На сегодня имеется значительное число работ по разработке антенных элементов и антенных решеток на ДР [1-4]. Однако достижение оптимальных характеристик ЛАР на ДР является актуальной задачей, которой до настоящего времени уделяется значительное внимание [5-8], в частности при конструировании антенн для СВЧ диапазона длин волн, включая субмиллиметровый диапазон, что явилось основным предметом данной работы.

Электромагнитное поле H_{118} -типа колебания прямоугольного ДР подобно полю магнитного диполя, поэтому возможно появление дополнительной взаимной связи ДР по ближнему полю, влияние которого в антенной решетке следует уменьшать за счет размещения пар ДР на относительно больших расстояниях порядка $\lambda_0/2$, где λ_0 – длина волны в свободном пространстве). Однако, дальнейшее увеличение расстояния между элементами решетки приводит, как правило, к возможному появлению дополнительных главных лепестков в диаграмме направленности

При настройке ЛАР на ДР необходимо учитывать экспериментально наблюдаемые отклонения резонансных частот и собственной добротности ДР от места размещения ДР и влияния на эти параметры полоскового проводника и подложки МПЛ. Возбуждение диэлектрических резонаторов сторонним полем МПЛ удобно рассчитывать в интегральной форме в виде векторного представления токов поляризации ДР, согласно [2]:

$$\vec{j}_p^{\text{э}} = \frac{Q_{\text{ор}}}{\omega_{\text{ор}} N_p^0 (1 + j\xi_p)} \left(\int_{V_p} \vec{j}^{\text{э}*} \vec{E}_p^{\text{ст}} dv \right) \vec{j}_p^{\text{оэ}}, \quad (1)$$

где $\vec{E}_p^{\text{ст}}$ – векторная функция стороннего электрического поля, ответственная за возбуждение тока поляризации ДР; N_p^0 – норма собственного типа колебания ДР; $\omega_{\text{ор}}$ – резонансная частота; ξ_p – обобщенная частотная расстройка; $\vec{j}_p^{\text{э}}$ – векторное представление плотности тока поляризации на рабочем типе колебания ДР, $\vec{j}^{\text{оэ}}$ – его единичный сопряженный вектор.

В рассматриваемой микрополосковой конструкции было необходимо обеспечить возбуждение ДР на низшем магнитном типе колебаний TE_{118} . С этой целью образцы ДР устанавливались перпендикулярно к диэлектрической подложке так, чтобы они были ориентированы по высоте с максимальным размером прямоугольной призмы. При этом ДР по своим центрам устанавливались в пучности магнитного поля МПЛ, в области которой вектор стороннего электрического поля $\vec{E}_p^{\text{ст}}$ испытывает скачек фазы на 180° , благодаря чему силовые линии электрического поля МПЛ оказываются совпадающими по направлению с доминирующей частью замкнутых на себя силовых линий собственного электрического поля ДР, возбужденных на низшем типе колебаний TE_{118} . При этом векторы собственных магнитных полей каждого из пары ДР совпадают по направлению и «согласно» взаимосвязаны между собой, образуя аналог двухзвенного полосового фильтра. Настройку величины коэффициента взаимной связи можно регулировать путем изменения расстояния между ДР относительно полоскового проводника МПЛ. Следует отметить, что в случае размещения образцов прямоугольных призм ДР с наименьшим размером, перпендикулярным поверхности диэлектрической подложки МПЛ имеет место противофазное возбуждение каждого ДР из пары. Таким образом, в линейной решетке на парных ДР либо все пары ДР могут быть возбуждены в фазе, либо в противофазе, в зависимости

от указанных ориентаций образцов ДР в МПЛ. При возбуждении прямоугольных ДР преобладает использование в качестве рабочих мод низшие типы колебаний. При этом ДР на низшем магнитном типе колебаний TE_{116} излучает как горизонтальный магнитный диполь. Так как ДР обладают спектром собственных типов колебаний, то каждый из них имеет свою собственную полосу пропускания для антенны, что позволяет вести прием и передачу сигналов в отдельных полосах частот.

В приближении слабых связей между парами ДР, диаграмму направленности антенной решетки удобно представлять как произведение нормированной диаграммы направленности $S_e(\vartheta)$ одного элемента (пары ДР) на коэффициент решетки $S_a(\vartheta)$, как предложено в [3]:

$$S(\vartheta) = S_e(\vartheta) \cdot S_a(\vartheta), \quad (2)$$

$$S_a(\vartheta) = \sum_{i=1}^K e^{jk_0(K-i)d \sin(\vartheta)}, \quad (3)$$

где k_0 – волновое число свободного пространства, d – расстояние между элементами решетки, K – число пар ДР в ЛАР. Хотя выражение (3) получено для изотропных безразмерных (точечных) излучателей, оно в первом приближении может описывать диаграммы направленности коротких электрических и магнитных диполей, к которым можно отнести диэлектрические резонаторы, используемые в качестве антенных элементов.

В рассматриваемой конструкции ЛАР пары ДР установлены последовательно на подложке микрополосковой линии, как показано на рис 2. и разделены примерно на половину длины волны по свободному пространству. Подложка МПЛ выполнена из диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_r , равной примерно 4, и с заземляющей поверхностью размером 200 мм на 20 мм.

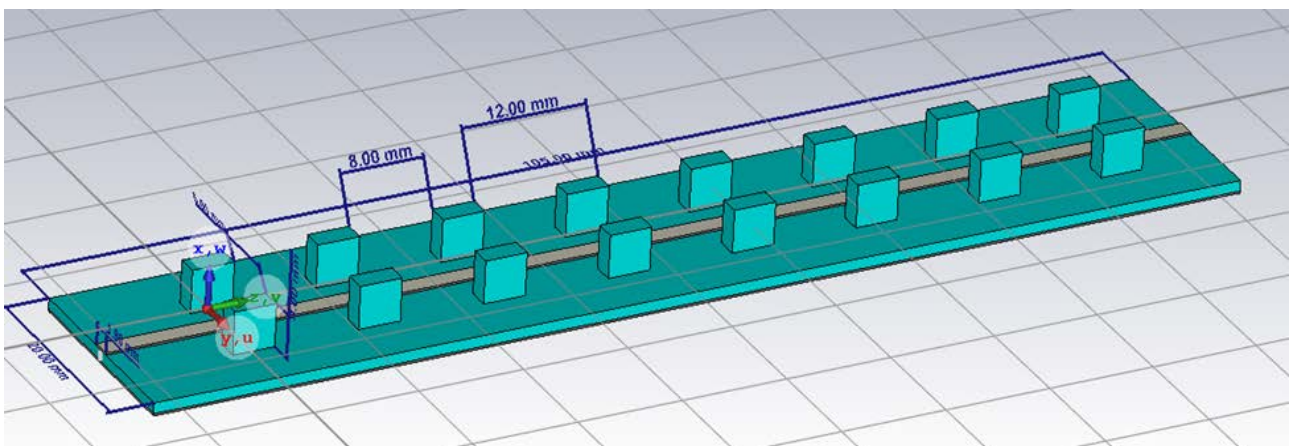


Рисунок 2 – Линейная антенная решетка на восьми парах диэлектрических резонаторах, с подачей питания от микрополосковой линии

При использовании 8 пар прямоугольных ДР с размерами $4,0 \times 4,0 \times 2,0$ мм и относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 44$ был получен коэффициент усиления антенны 15,6 дБ на частоте 13,52 ГГц при уровне боковых лепестков на -12,3 дБ ниже максимального значения (рис. 3).

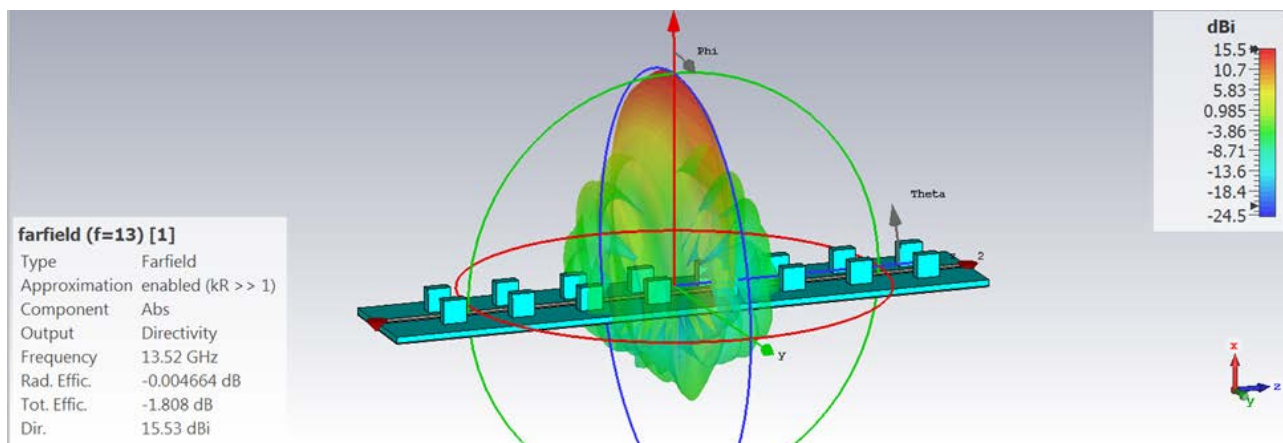


Рисунок 3 – 3-D диаграмма направленности линейной антенной решетки

Улучшение полосы пропускания линейной решетки было достигнуто за счет парного расположения ДР с разных сторон относительно полоскового проводника МПЛ. Для линейной решетки из 8 пар ДР ширина главного лепестка ДН на уровне -3 дБ составила 10,5 градуса, как следует из кривой диаграммы направленности в плоскости XOZ, представленной на рис. 4.

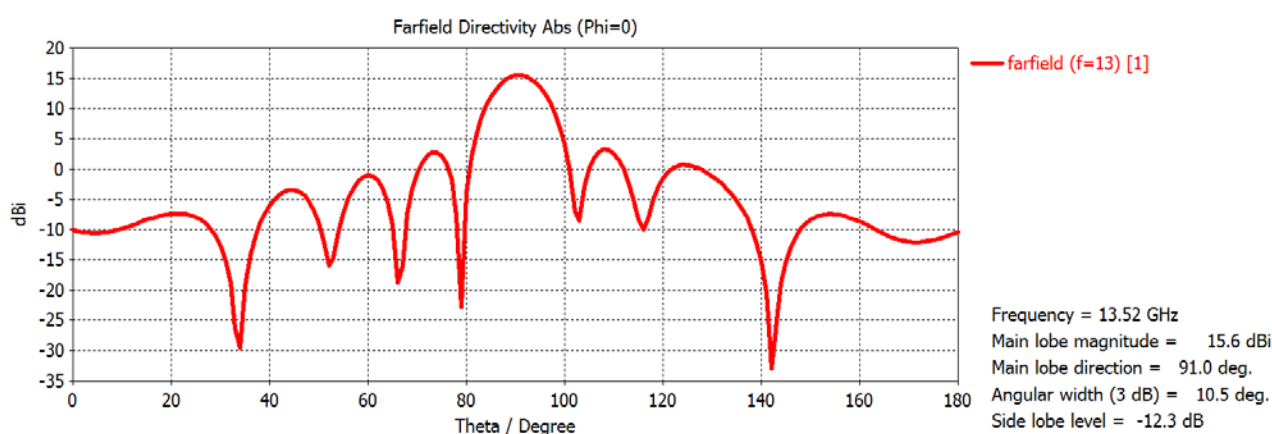


Рисунок 4 – Кривая диаграммы направленности линейной антенной решетки в плоскости XOZ

Известные линейные решетки с тем же числом одиночных ДР с микрополосковой схемой подачи питания в целом уступают по основным техническим характеристикам аналогичным решеткам с щелевым или зондовым возбуждением ДР, поэтому ожидается, что использование в качестве антенных элементов парных ДР позволит достигнуть улучшения показателей качества линейных решеток, в том числе с щелевым и зондовым возбуждением ДР.

Заключение

В результате численного моделирования линейной антенной решетки на распределенной системе парных ДР, выполненной на открытой микрополосковой линии получены значения основных параметров эффективности излучения и диаграмм направленности в дальней зоне. Установлен низший тип колебаний парных ДР, как низший магнитный H_{116} тип колебания при "согласном" типе взаимной связи в отдельной паре ДР. Впервые отмечено, что имеет место

эффект дополнительного влияния пары ДР, как линейной решетки на двух ДР, на вид результирующей диаграммы направленности антенной решетки, характерный для планарной антенной решетки. При этом не потребовалось вводить дополнительные элементы возбуждения ДР. Рассчитаны рабочие параметры линейной антенной решетки на парных ДР, включая параметры усиления, направленности, ширины основного луча, уровня боковых лепестков, а также 3D диаграммы направленности, согласующиеся с известными данными. Полученные в работе результаты представляют интерес при разработках антенн и антенных решеток на основе диэлектрических резонаторов, получивших широкое распространение в средствах космической и мобильной связи 5G поколения.

Литература

1. Патент РФ № 2789727, приоритет от 04.08.2022, *Алексейчик Л.В., Курушин А.А.* Микроволновая антенна на диэлектрических резонаторах.
2. Li, B. and K. W. Leung, // Strip-fed rectangular dielectric resonator antennas with/without a parasitic patch, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 53, No. 7, 2200{2207}, Jul. 2005.
3. *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 60, 195-213, 2014. Dielectric Resonator Antennas: Designs and Advances *Dipali Soren1, Rowdra Ghatak, Rabindra K. Mishra, and Dipak R. Poddar*
4. L. Huitema, M. Koubeissi, C. Decroze, T. Monediere, "Compact and multiband dielectric resonator antenna with reconfigurable radiation pattern," // *Antennas and Propagation (EuCAP)*, 2010 Proceedings of the Fourth European Conference, pp.1-4, 12-16 April 2010
5. Dielectric Resonator Antennas: Designs and Advances, *Dipali Soren1, Rowdra Ghatak, Rabindra K. Mishra 3, and Dipak R. Poddar*. // *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 60, 195-213, 2014.
6. *Сомов А.М., Кабетов Р.В.* Проектирование антенно-фидерных устройств // М. Горячая линия – Телеком, 2015, 500 с.
7. *Алексейчик Л.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. С. 1012; *Alexeychik L.V.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2018. V. 82. P. 913.
8. *Алексейчик Л.В., Курушин А.А.* Комплексное моделирование в программе CST SUITE. 2022, Москва, Солон-Пресс, 276 с.
9. *L.Keyrouz, D. Caratelli.* Dielectric Resonator Antennas: Basic Concepts, Design Guidelines, and Recent Developments at Millimeter-Wave Frequencies, // *Hindawi Publishing Corporation International Journal of Antennas and Propagation*, Volume 2016, Article ID 6075680, 20 pages, <http://dx.doi.org/10.1155/2016/6075680>

MODELING OF A LINEAR ANTENNA ARRAY ON DIELECTRIC MICROWAVE RESONATORS

L.V. Alekseychik, M.P. Zhokhova, A.A. Kurushin,
National Research University "Moscow Power Engineering Institute"

The electromagnetic field and radiation patterns of a linear antenna array were simulated and its operating parameters in the far zone were determined, intended for use in mobile and space communications in the microwave range of wavelengths. The linear antenna array is made on pairs of dielectric resonators, which allowed improving its radiation efficiency and bandwidth.

Keywords: dielectric resonator, antenna arrays, simulation in the CST MS program.

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И ХАРАКТЕРИСТИК У МАТЕРИАЛОВ РОТОРОВ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ

**С.Ю. Останин¹, Н. Абдугалиев¹, М.Г. Коновалов¹,
И.А. Федоров¹, Цуй Шумэй²**

¹ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

²ХПУ, Харбин, Китай

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

В статье разрабатываются вопросы создания и апробации технологии формирования магнитных свойств и характеристик у материалов роторов гистерезисных электродвигателей, работающих в несимметричных режимах при реализации перспективных роторных технологий. Показана эффективность специальных нестандартных устройств намагничивания и способов термомагнитной обработки гистерезисных роторов, имеющих разную геометрическую форму, в частности, роторов цилиндрической формы, когда надо создавать магнитное поле с осью лёгкого намагничивания.

Ключевые слова: гистерезисные электрохимические преобразователи энергии, несимметричные режимы, магнитные свойства, исследование.

Введение

Формирование магнитных свойств и характеристик у роторов гистерезисных электрохимических преобразователей энергии, широко применяемых, в частности, в качестве гистерезисных электродвигателей [1-3], при выполнении этих роторов на базе традиционно используемых для них магнитных материалов достаточно хорошо освещено в литературе [4-10]. Однако формирование магнитных свойств у новых хромокобальтовых сплавов, как и у материалов класса ЮНК, надо выполнять при нестандартных режимах обработки, в том числе термомагнитной обработки (ТМО) и отпуска. Кроме того, формы магнитопроводов роторов гистерезисных электродвигателей: цилиндрическая, конусная, тороидальная, требуют разработки и применения специальных нестандартных устройств намагничивания при ТМО.

Особенно важно то, что гистерезисные электродвигатели обладают принципиально нелинейными магнитными системами, поскольку в них существенно проявляются нелинейные магнитные эффекты: гистерезис, вихревые токи, насыщение. При этом такие электродвигатели в большинстве применений работают в электроприводах в несимметричных режимах, обусловленных условиями реализуемых технологий и производств.

Цель работы, рассматриваемой в докладе, – отработка и апробация технологии формирования магнитных свойств и характеристик у материалов роторов гистерезисных электродвигателей, работающих в несимметричных режимах при реализации перспективных роторных технологий.

1. Технология формирования требуемых магнитных свойств и характеристик у гистерезисных материалов

Хромокобальтовые сплавы, особенно новые сплавы, обладают высокими магнитными, гистерезисными и механическими свойствами и технологическими показателями (табл. 1), поэтому в проведённом исследовании основное внимание уделено этому классу сплавов.

Таблица 1 – Физические свойства и параметры хромокобальтовых сплавов

№	Параметр (свойство)	Обозначение	Единица измерения	Значение
1	Тип заготовки гистерезисного ротора		–	Пруток, лист, литьё, прессовка
2	Технологические особенности		–	Деформируемые
3	Максимальная магнитная индукция гистерезисного цикла при максимальной магнитной проницаемости материала	$B_{m\mu}$	Тл	0,9-1,1
4	Максимальная магнитная напряжённость гистерезисного цикла при максимальной магнитной проницаемости материала	$H_{m\mu}$	А/см	30-350
5	Остаточная индукция гистерезисного цикла при максимальной магнитной проницаемости материала	$B_{r\mu}$	Тл	0,90-1,20
6	Коэрцитивная сила гистерезисного цикла при максимальной магнитной проницаемости материала	$H_{c\mu}$	А/см	100-400
7	Относительная остаточная индукция гистерезисного цикла при максимальной магнитной проницаемости материала	$b_{r\mu}$	Отн. ед.	0,75-0,80
8	Относительная коэрцитивная сила гистерезисного цикла при максимальной магнитной проницаемости материала	$h_{c\mu}$	Отн. ед.	0,90-0,95
9	Коэффициент выпуклости гистерезисного цикла при максимальной магнитной проницаемости материала	$k_{B\mu}$	Отн. ед.	0,70-0,85
10	Удельное электрическое сопротивление	ρ_{ϵ}	мкОм·см	60
11	Плотность	ρ	г/см ³	8,0
12	Коэффициент линейного расширения	λ	10 ⁻⁶ 1/°C	11-12
13	Предел прочности	σ_B	МПа	800-900
14	Предел текучести	σ_T	МПа	700-800
15	Твёрдость	HBW		38-45

Необходимость разработки и применения специальных нестандартных устройств намагничивания при ТМО обусловлена, в частности, тем, что для гистерезисного электродвигателя с магнитопроводом ротора цилиндрической формы для снижения намагничивающей мощности необходимо создавать круговое магнитное поле с осью лёгкого намагничивания ротора, что может быть достигнуто за счёт круговой магнитной текстуры. Такая текстура, в свою очередь,

формируется при ТМО в круговом магнитном поле, которое наиболее просто создаётся проводником с током. Предложенная принципиальная схема устройства для ТМО цилиндрических роторов приведена на рис. 1. Основные элементы этой схемы: одиночный индуктор (1), выполненный из шинной меди, и источник тока (1-5 кА) (5). Часть индуктора (2) представляет собой намагничивающий стержень цилиндрической формы. Для удобства установки ротора (3) электродвигателя индуктор выполнен разъёмный. Изотермическая выдержка или необходимая скорость охлаждения при ТМО обеспечивается специальным подогревателем, например, муфельной печью (4).

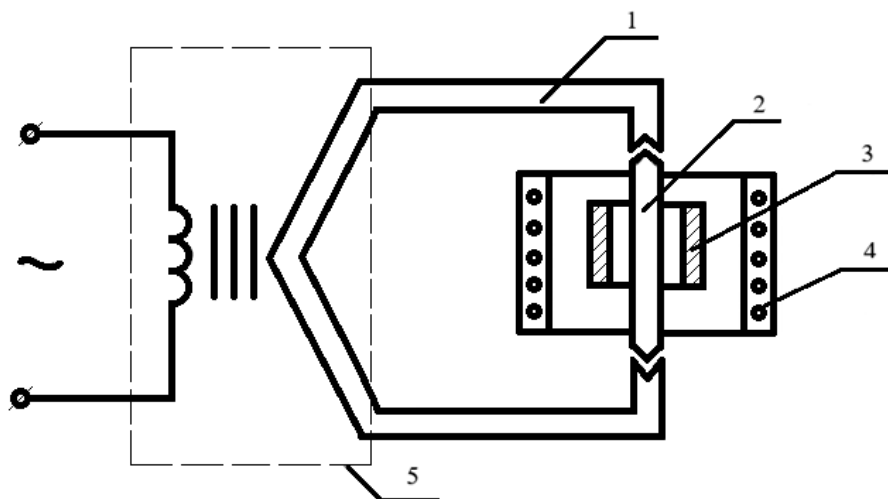


Рисунок 1 – Принципиальная схема технологического устройства для термоманитной обработки на переменном токе

Исследование свойств и характеристик новых хромокобальтовых сплавов и их ближайших аналогов – сплавов класса ЮНК при использовании их для роторов гистерезисных электродвигателей позволило сформировать и апробировать оптимальную последовательность и режимы проведения технологических операций при ТМО и отпуске указанных типов роторов.

В соответствие с этим сплавы ЮНК при ТМО нагреваются до температуры 1000-1250° С, проводится их изотермическая выдержка в течение 10-20 мин, далее заготовка ротора устанавливается на намагничивающий стержень, подаётся намагничивающий ток и заготовка охлаждается со скоростью не более 100° С/мин до 650-600° С. Затем намагничивающий ток отключается и охлаждение заготовки ведётся с произвольной скоростью.

Для хромокобальтовых сплавов режимы ТМО несколько иные: нагрев и изотермическая выдержка ведётся при меньшей температуре (700-500° С), что является достоинством этих сплавов, так как возможно вести нагрев заготовок прямо в намагничивающем устройстве. После нагрева до 750° С подаётся намагничивающий ток и заготовки роторов охлаждаются в магнитном поле до 620° С со скоростью 3-5° С/мин. Для обеспечения малой скорости охлаждения заготовки либо помещаются в массивный металлический контейнер – аккумулятор тепла, либо используется подогреватель. После ТМО сплавы ЮНК в зависимости от скорости охлаждения уже обладают гистерезисным циклом, форма которого

близка к прямоугольной (с коэффициентом выпуклости $k_{в\mu} = 0,05-0,90$), но с малой магнитной жёсткостью $H_{м\mu} = 10-15$ А/см, а хромокобальтовые сплавы практически не имеют гистерезисного цикла.

Для получения необходимой для ротора гистерезисного электродвигателя магнитной жёсткости материала, наиболее распространённой в диапазоне 20-250 А/см, необходимы иные режимы отпуска. Отпуск проводится после ТМО либо прямо в тех же устройствах как единый технологический процесс при отключённом магнитном поле, либо в печах на заводах – изготовителях гистерезисных электродвигателей. Отпуск представляет собой изотермическую выдержку на ряде последовательно снижаемых температур (ступеней) T_o или медленное охлаждение со скоростью менее 5°С/мин до 500°С/мин. Первый путь проведения отпуска более простой для реализации на производстве.

Магнитная жёсткость материала ротора $H_{м\mu}$ возрастает по мере увеличения количество ступеней отпуска и времени выдержки $t_{в}$ на соответствующих ступенях. В результате проведённых исследований, в частности, было установлено, что для сплавов ЮНК в зависимости от требуемой магнитной жёсткости $H_{м\mu}$ необходимы ступени отпуска (табл. 2).

Таблица 2 – Ступени отпуска, необходимые для получения требуемой магнитной жёсткости ближайшего сплава – аналога

№	Обозначение	Единица измерения	Значение	Технологические операции
1	$H_{м\mu}$	А/см	20	а) нагрев до $T_n = 700 \pm 5$ °С и выдержка в течение $t_{в} = 0,5$ ч; б) охлаждение до $T_o = 500$ °С со скоростью примерно 100°С/мин; в) дальнейшее охлаждение на воздухе.
2	$H_{м\mu}$	А/см	50	а) нагрев до $T_n = 700 \pm 5$ °С и выдержка в течение $t_{в} = 1,0$ ч; б) охлаждение до $T_o = 500$ °С со скоростью примерно 100°С/мин; в) дальнейшее охлаждение на воздухе.
3	$H_{м\mu}$	А/см	100	а) нагрев до $T_n = 700 \pm 5$ °С и выдержка в течение $t_{в} = 1,0$ ч; б) дополнительная ступень отпуска с $T_o = 600$ °С и $t_{в} = 20$ мин; в) охлаждение до $T_o = 500$ °С со скоростью примерно 100°С/мин; г) дальнейшее охлаждение на воздухе.
4	$H_{м\mu}$	А/см	150	а) нагрев до $T_n = 700 \pm 5$ °С и выдержка в течение $t_{в} = 1,0$ ч; б) первая дополнительная ступень отпуска с $T_o = 600$ °С и $t_{в} = 20$ мин; в) вторая дополнительная ступень отпуска с $T_o = 560$ °С и $t_{в} = 20$ мин; г) охлаждение до $T_o = 500$ °С со скоростью примерно 100°С/мин; д) дальнейшее охлаждение на воздухе.

	Обозначение	Единица измерения	Значение	Технологические операции
5	$H_{т\mu}$	А/см	200	а) нагрев до $T_H = 700 \pm 5$ °С и выдержка в течение $t_B = 1,0$ ч; б) первая дополнительная ступень отпуска с $T_O = 600$ °С и $t_B = 1,0$ ч; в) вторая дополнительная ступень отпуска с $T_O = 560$ °С и $t_B = 1,0$ ч; г) охлаждение до $T_O = 500$ °С со скоростью примерно 100° С/мин; д) дальнейшее охлаждение на воздухе.

Исследования показали, что для получения наиболее востребованных значений магнитной жёсткости новых хромокобальтовых сплавов необходимы специальные ступени отпуска, приведённые в табл. 3. Сформированные и апробированные режимы отпуска являются базовыми для указанных сплавов и могут корректироваться по $t_B = 0,5$ ч и температуре T ступеней в зависимости от размера заготовок для роторов гистерезисных электродвигателей.

Таблица 3 – Ступени отпуска, необходимые для получения наиболее востребованных значений магнитной жёсткости базового хромокобальтового сплава

№	Обозначение	Единица измерения	Значение	Технологические операции
1	$H_{т\mu}$	А/см	20	а) выдержка в течение $t_B = 0,5$ ч при $T_H = 620$ °С; б) последующее постепенное охлаждение.
2	$H_{т\mu}$	А/см	100	а) выдержка в течение $t_B = 0,5$ ч при $T_H = 620$ °С; б) первая дополнительная ступень отпуска при $T_O = 600$ °С и $t_B = 1,0$ ч; в) вторая дополнительная ступень отпуска при $T_O = 580$ °С и $t_B = 1,0$ ч; г) последующее постепенное охлаждение.
3	$H_{т\mu}$	А/см	200	а) выдержка в течение $t_B = 2,0$ ч при $T_H = 620$ °С; б) первая дополнительная ступень отпуска при $T_O = 600$ °С и $t_B = 1,0$ ч; в) вторая дополнительная ступень отпуска при $T_O = 580$ °С и $t_B = 1,0$ ч; в) третья дополнительная ступень отпуска при $T_O = 560$ °С и $t_B = 2,0$ ч; г) последующее постепенное охлаждение.

Заключение

Таким образом, проведено исследование, отработка и апробация технологии формирования магнитных свойств и характеристик у материалов роторов гистерезисных электродвигателей, работающих в несимметричных режимах. Показана эффективность специальных нестандартных устройств намагничивания при ТМО роторов гистерезисных электродвигателей, имеющих различную геометрическую форму, в частности, цилиндрических роторов, когда для снижения намагничивающей мощности надо создавать круговое магнитное поле с осью лёгкого намагничивания ротора.

Важным качеством рассматриваемых сплавов по отношению к материалам, традиционно используемым для роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии, является возможность полной или частичной корректировки после отпуска их магнитных свойств с уменьшением $H_{m\mu}$. Это позволяет при практической реализации практически полностью исключить брак, связанный с нарушением технологических процессов. Так, если после отпуска вновь нагреть заготовку ротора до температуры T_H и выдержать 5-10 мин, то сплав вернётся в исходное (до отпуска) состояние без потери магнитной текстуры, сформированной при ТМО. Затем возможно повторить отпуск до получения требуемых магнитных свойств. Реализуется также частичная корректировка $H_{m\mu}$ при нагреве не до температуры T_H , а до температуры, предшествующей температуре конечной ступени отпуска, что предотвратит затраты времени и электрической энергии для устранения брака от нарушения технологических процессов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ) в рамках научного проекта № 24-29-00763.

Список литературы

1. Тарасов В. Н., Останин С. Ю. Разработка научных основ и технических решений для автоматизации и роботизации роторных и центрифужных технологий // Доклады IX Международной выставки-конгресса «Высокие технологии. Инновации. Инвестиции» (Санкт-Петербург, 2004 г.). С.-Пб. 2004. С. 127-131.
2. Стома С. А., Верещагин В. П., Вейнберг Д. М. Электромеханические исполнительные органы с магнитными опорами для управления ориентацией космических станций // Космический бюллетень. 1995. Т. 2. № 1. С. 5 – 7.
3. Руковицын И. Г., Сарычев А. П. Применение электромагнитных подшипников в газовой промышленности // Компрессорная техника и пневматика. 2008. № 1. С. 12-14.
4. Миляев И.М., Юсупов В.С., Останин С.Ю., Стельмашок С.И., Миляев А.И., Лайшева Н.В. Магнитные гистерезисные и механические свойства магнитотвёрдого сплава 27X15K2MCTФ // Физика и химия обработки материалов, 2017, № 1, с. 69-76.
5. Jung H.J., Nakamura T, Tanaka N, Muta I, Hoshino T. Characteristic analysis of hysteresis-type BI-2223 bulk motor with the use of equivalent circuit // Physica C: Superconductivity and its Applications. 2004. V. 405. № 2. Pp. 117-126.
6. Dlala E., Belahcen A., Arkkio A. Efficient magnetodynamic lamination model for two-dimensional field simulation of rotating electrical machines // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2008. V. 320. № 20. Pp. 123-132.

7. Абрамовский И.Е., Власов В.С., Плешев Д.А. и др. Исследование нелинейных режимов прецессии намагниченности в двухслойной ферромагнитной структуре. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 721.
8. Алехина Ю.А., Перов Н.С. Моделирование процессов перемагничивания аморфных магнитных микропроводов. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 2. С. 170.
9. Пашуева И.М., Бондарев А.В., Батаронов И.Л. Моделирование методом Монте-Карло релаксации намагниченности в аморфных сплавах Re–Tb и Re–Gd. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 682.
10. Иванов П.А., Бобровский С.Ю., Розанов К.Н., Петров Д.А. Применимость одномодового приближения при измерении магнитной проницаемости в полосковых линиях передачи. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 687.

**FORMATION OF MAGNETIC PROPERTIES
AND CHARACTERISTICS IN MATERIALS OF ROTORS
OF HYSTERETIC ELECTROMECHANICAL ENERGY CONVERTERS**

**S.Y. Ostanin¹, N. Abdugaliyev¹, M.G. Konovalov¹,
I.A. Fyodorov¹, Cui Shumei²**

¹National Research University «MPEI», Moscow, Russia

²Harbin Institute of Technology, Harbin, China

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

The article discusses the creation and testing of technology for the formation of magnetic properties and characteristics of rotor materials for hysteretic electric motors operating in non symmetric modes in the implementation of promising rotary technologies. The effectiveness of special non-standard magnetization devices and methods of thermo magnetic treatment of hysteretic rotors with different geometric shapes, in particular, cylindrical rotors, is shown when it is necessary to create a magnetic field with an axis of light magnetization.

Key words: hysteretic electromechanical energy converters, non symmetric modes, magnetic properties, research.

**ТЕХНОЛОГИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ
ХРОМОКОБАЛЬТОВЫХ СПЛАВОВ
ДЛЯ РОТОРОВ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ
ДЛЯ ЭЛЕКТРОПРИВОДОВ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ
И СВЕРХВЫСОКОСКОРОСТНЫХ СИСТЕМ**

**С.Ю. Останин¹, Н. Абдугалиев¹, А.С. Лискин¹,
М.Г. Коновалов¹, Чжу Чунбо²**

¹ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

²ХПУ, Харбин, Китай

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

В статье разрабатываются вопросы исследования пластической деформации хромокобальтовых сплавов для роторов гистерезисных электродвигателей, работающих в несимметричных режимах в электроприводах высокоскоростных и сверхвысокоскоростных систем, с формированием научно-технических решений для таких электродвигателей. Сформированы комплексные требования к материалам роторов указанных электродвигателей, предложена технология изготовления гистерезисных роторов с высокой и сверхвысокой прочностью на основе пластической деформации хромокобальтовых сплавов.

Ключевые слова: гистерезисные электромеханические преобразователи энергии, несимметричные режимы, пластическая деформация, исследование.

Введение

Высокие физические, в том числе магнитные и прочностные, свойства сплавов хромокобальтовой группы выделяют их из всех существующих материалов для роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии [1-4]. Обладая высоким пределом прочности $\sigma_B = 800-1000$ МПа, возможной монолитностью ротора с выполнением его в виде одной детали, широким диапазоном рабочих магнитных полей с напряжённостью $H_{m\mu} = 40-400$ А/см хромокобальтовые сплавы широко используются в сверхскоростных электроприводах [1-7]. На базе гистерезисных электродвигателей разработаны сверхскоростные электроприводы с частотами вращения $n = 30\,000-300\,000$.

Цель работы, которая рассматривается в докладе, – исследование пластической деформации хромокобальтовых сплавов для роторов гистерезисных электродвигателей, работающих в несимметричных режимах в электроприводах высокоскоростных и сверхскоростных устройств, с формированием научно-технических решений для таких электродвигателей.

Требования к гистерезисным электродвигателям электроприводов роторов высокоскоростных и сверхскоростных устройств и систем, в частности, турбомолекулярных насосов, основаны на требованиях к самим устройствам и системам и условиях работы электродвигателя в них составе, в частности, для достижения высоких показателей турбомолекулярных насосов это:

- 1) Высокие вакуумные характеристики, в том числе: максимальная быстрота откачки на единицу массы насоса, степень сжатия не ниже 10^3 по лёгким газам, предельное остаточное давление на уровне 10–8 Па и ниже.
- 2) Высокая готовность к действию (малое время разгона).
- 3) Высокая эксплуатационная надёжность и длительный срок службы.

1. Научно-технические требования к гистерезисным электродвигателям для электропривода высокоскоростных и сверхскоростных устройств с роторами на базе сплавов, прошедших пластическую деформацию

Для достижения указанных очень высоких вакуумных характеристик необходимо обеспечивать высокие частоты вращения, которым соответствуют частоты тока (напряжения) электропитания $f = 200\text{--}1\,500$ Гц, а время разгона ротора до номинальной частоты вращения, определяющей готовность турбомолекулярного насоса к действию, надо, по возможности, сводить к минимуму. Требования высокой надёжности из-за ограниченности допустимых механических напряжений в материалах, из которых выполнены вращающиеся детали, в том числе ротор гистерезисного электродвигателя, и температур этих деталей налагают ограничения на верхние пределы, как угловой скорости, так и температуры. В ряде случаев ограничения есть и на скорость изменения этих скорости и температуры. Выполнение этих ограничений создаёт предпосылки стабильного положения центра масс ротора при эксплуатации и, сохраняя неизменными динамическое состояние и распределение нагрузок в опорах ротора, обеспечивает в итоге повышение эксплуатационной надёжности.

Эффективность работы гистерезисного электродвигателя в составе электропривода турбомолекулярного насоса определяется также тем, что электродвигатель встраивается в конструкцию изделия и, следовательно, условия его работы характеризуются величиной остаточного давления газа в зоне электродвигателя, которое находится на уровне 10–100 Па, что обуславливает необходимость применения принципиального охлаждения электродвигателя, например, жидкостного, в частности, водного, охлаждения.

Другим важным условием работы гистерезисного электродвигателя в составе высокоскоростных изделий, в частности, турбомолекулярных насосов, связанным с условиями эксплуатации, является переменный режим нагружения. Наиболее характерный режим, эквивалентный режиму холостого хода, – безрасходный режим для насоса и режим нагружения, соответствующий постоянной газовой нагрузке, в частности, при давлениях 10–100 Па на входе, например, в насос класса НВТ-300Х. Требование поддержания быстроты действия насоса при таких режимах нагружения гистерезисного электродвигателя требует обеспечения стабильности частоты вращения ротора, от которой прямо зависит эта важная характеристика изделия.

Гистерезисные электродвигатели, спроектированные для электропривода конкретных классов турбомолекулярных насосов, в частности, насоса НВТ-300Х с роторами конкретных значений массы и конкретными значениями момента инерции, с учётом рассмотренных выше требований должны обеспечивать следующие принципиальные характеристики:

- 1) Высокую или сверхвысокую стабильную частоту вращения.
- 2) Малое время разгона (набора оборотов) до номинальной частоты.
- 3) Максимальный КПД, то есть минимальное тепловыделение.
- 4) Избыточный вращательный момент при любой частоте вращения.
- 5) Обеспечение стабильной частоты вращения и стабильного режима синхронного вращения при трёхкратном изменении газовой нагрузки.

Степень выполнимости этих требований определяется совершенством гистерезисного электродвигателя в электромагнитном и электромеханическом отношении, которое достигается в определяющей степени качеством активного материала ротора электродвигателя. Материал должен быть однородным, иметь максимально высокую удельную прочность, минимальный коэффициент линейного расширения, стабильные во времени физико-механические свойства, независимые от температуры магнитные свойства и характеристики.

2. Технология пластической деформации хромокобальтовых сплавов

Исследования показали, что высокоскоростные гистерезисные электродвигатели с массивными роторами из хромокобальтовых сплавов, имеют заметно меньший максимальный синхронный момент $M_{мс}$ по сравнению с гистерезисными электродвигателями с шихтованными роторами. Особенно этот физический эффект проявляется при рабочих магнитных полях со сравнительно малыми значениями максимальной напряжённости $H_{м\mu} = 40-80$ А/см. Причина этого – действие в массиве ротора вихревых токов от высших гармоник магнитного поля, которые особенно сильно проявляются именно в роторах гистерезисных электродвигателях, обладающих широким рабочим циклом гистерезиса и перемагничивающихся и по основным и по частным циклам гистерезиса, и работающих при этом в несимметричных режимах.

Исследования показали, что закрытие пазов статора высокоскоростного гистерезисного электродвигателя магнитными клиньями, оптимальное распределение обмотки в пазах статора, увеличение рабочего воздушного зазора снижают уровень высших гармоник, но не повышают $M_{мс}$ до значений, которые у электродвигателя с шихтованным ротором. Поэтому важно улучшение шихтованного ротора с повышением показателей электродвигателя.

Возможно создание постоянных магнитов и гистерезисных роторов различного профиля путём пластической деформации [1, 2, 8-10]. Профили, полученные путём пластической деформации, имеют высокие механические и магнитные свойства.

В результате проведённого исследования получены зависимости прочностных свойств базового хромокобальтового сплава от температуры, основная зависимость из которых на рис. 1, и зависимости механических свойств этого сплава в деформированном состоянии от температуры испытания, базовая зависимость из них на рис. 2. Зависимости показывают, что хромокобальтовые сплавы в зоне температур 900-1200 °С обладают высокой пластичностью, и деформация сплава практически не уменьшает их предел прочности (рис. 1). На практике исходный материал для пластической деформации в большинстве случаев слитки массой 200-250 кг или круглые поковки диаметром 90-100 мм. Полученные результаты позволяют реализовать технологический процесс изготовления пластин (полос) из базового исследуемого хромокобальтового сплава для гистерезисных роторов, содержащий основные технологические операции, приведённые в табл. 1.

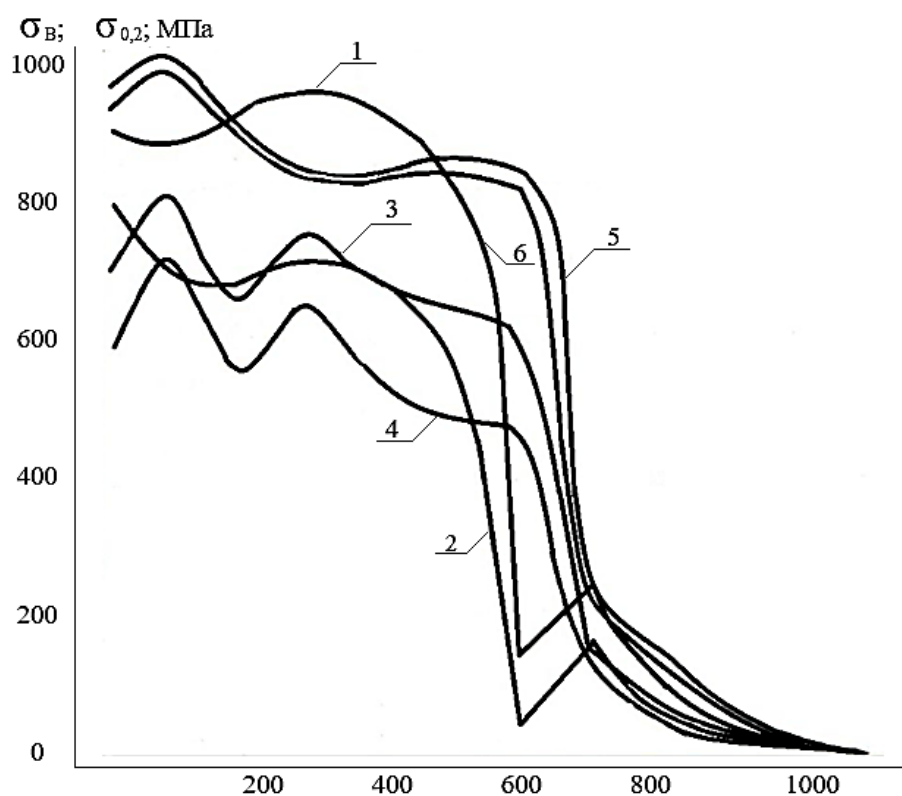


Рисунок 1 – Зависимости прочностных свойств базового хромокобальтового сплава от температуры

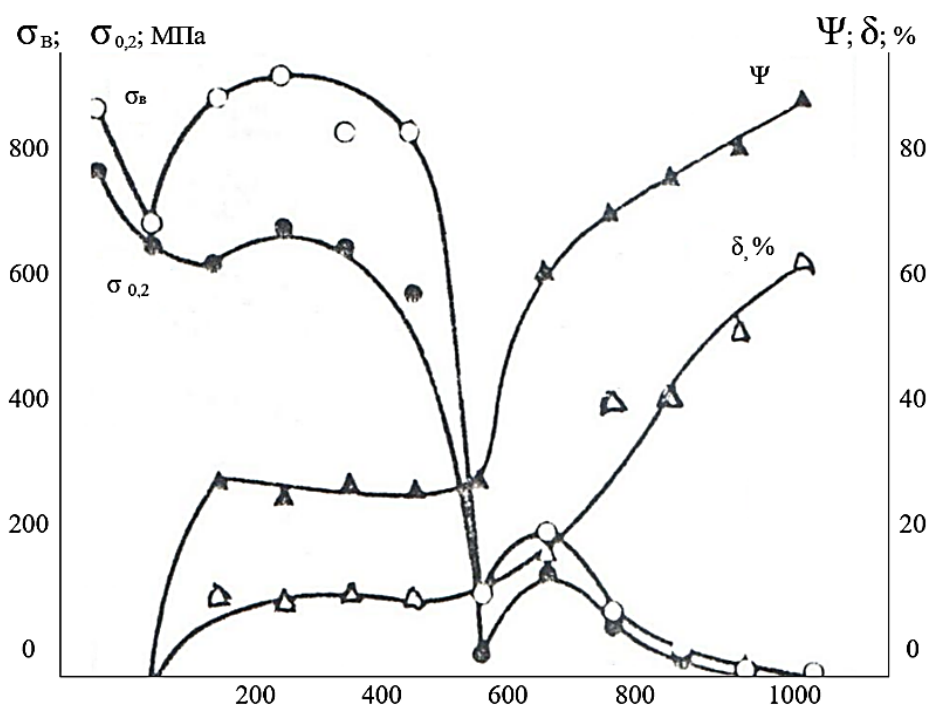


Рисунок 2 – Зависимости механических свойств базового хромокобальтового сплава в деформированном состоянии от температуры испытания

Таблица 1 – Основные технологические операции технологического процесса изготовления пластин (полос) из базового исследуемого хромокобальтового сплава

Технологическая операция	Технологические особенности
Обработка слитков исходного материала	Обработка обусловлена тем, что корковый слой слитков имеет дефектный поверхностный слой (плёны, завороты и т. п.) и ведётся твёрдосплавным резцом, например, класса ВК-8, при малой частоте вращения шпинделя (12 об/мин) с подачей резца $S = 1,0$ мм/об с обильным охлаждением эмульсией.
Ковка слитков исходного материала	В процессе ковки слитки преобразуются в круглые заготовки диаметром 90-100 мм. Ковка осуществляется после разогрева слитка до температуры 1180 °С с выдержкой на верхнем пределе 1 ч. Вес падающего молота 3-6 т, температура конца ковки 850 °С. Заготовка диаметром 80-90 мм обычно куётся за два передела промежуточной чисткой (обдиркой) заготовки.
Ковка круглой заготовки в плоскую заготовку (сутунку)	Ковка в плоскую заготовку размером 100 мм × 20 мм ведётся после разогрева до температуры 1180 °С и при текущей температуре не ниже 850 °С.
Прокатка плоской заготовки на лист (на полосу)	Перед прокаткой плоской заготовки её поверхность зачищается абразивным инструментом. Прокатка заготовки осуществляется после её прогрева до температуры 1180 оС. Температура окончания прокатки не ниже 950 оС. После прокатки листы охлаждаются на воздухе вразброс.
Рихтовка листов (полос), полученных из плоской заготовки	Это обусловлено тем, что после прокатки листы имеют кривизну в направлении прокатки, поэтому их необходимо подвергать правке (рихтовке) для придания листам требуемой по технологическим условиям плоскостности.

Заключение

Таким образом, проведённое исследование показало эффективность пластической деформации хромокобальтовых сплавов, используемых для роторов гистерезисных электродвигателей, работающих в несимметричных режимах в электроприводах высокоскоростных и сверхскоростных устройств, и позволило сформировать научно-технические решения для электродвигателей. На основе анализа электромагнитных и электромеханических процессов в базовых вариантах гистерезисных электромеханических преобразователей энергии, разработаны базовые варианты гистерезисных электродвигателей применительно к одному из перспективных направлений практического применения – электроприводу турбомолекулярных насосов. Сформированы комплексные требования к материалам роторов указанных электродвигателей, предложена технология изготовления шихтованных гистерезисных роторов, обладающих высокой и сверхвысокой прочностью, на основе использования возможностей пластической деформации хромокобальтовых сплавов.

Показано, что требования высокой надёжности в условиях ограниченности допустимых механических напряжений в материалах, из которых выполнены вращающиеся детали, в том числе ротор гистерезисного электродвигателя, и температур этих деталей налагают ограничения на верхние пределы, как угловой скорости, так и температуры. В ряде случаев ограничения есть и на скорость изменения этих скорости и температуры. Выполнение этих ограничений создаёт стабильное положение центра масс ротора и, сохраняя неизменными динамическое состояние и распределение нагрузок в опорах ротора, обеспечивает в результате повышение эксплуатационной надёжности.

Предложенная методика пластической деформацией хромокобальтовых сплавов является базовой и обеспечивает перспективную методологию деформации хромокобальтовых сплавов в режиме сверхпластичности. В результате такой технологии сплавы, деформированные в двухфазном состоянии в режиме сверхпластичности, приобретают высокие магнитные и механические свойства. Предлагаемая технология апробирована и показала высокие результаты при создании сверхпрочных роторов сверхскоростных гистерезисных электромеханических преобразователей энергии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ) в рамках научного проекта № 24-29-00763.

Список литературы

1. Тарасов В. Н., Останин С. Ю. Разработка научных основ и технических решений для автоматизации и роботизации роторных и центрифужных технологий // Доклады IX Международной выставки-конгресса «Высокие технологии. Инновации. Инвестиции» (Санкт-Петербург, 2004 г.). С.-Пб. 2004. С. 127-131.
2. Миляев И.М., Юсупов В.С., Останин С.Ю., Стельмашок С.И., Миляев А.И., Лайшева Н.В. Магнитные гистерезисные и механические свойства магнитотвёрдого сплава 27X15K2MCTФ // Физика и химия обработки материалов, 2017, № 1, с. 69-76.
3. Блинова Е.Н., Либман М.А., Петровский В.Н. и др. Влияние лазерной обработки на прочностные характеристики γ -фазы в сплавах системы железо–хром–никель. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 984.
4. Jin S., Chin G. Y., Wonsiewicz B. C. A low cobalt ternary Cr-Co-Fe alloy for telephone receiver magnet use // IEEE Transactions on Magnetics. 1980. MAG-16. No. 1. P. 139-146.
5. Мартынов И. А., Прошков А. Ф., Яскин А. П. и др. Машины и агрегаты текстильной и легкой промышленности: Энциклопедический справочник. Том IV-13. М.: Машиностроение. 1997.
6. Шнайдер А. Г., Пчелин И. К. Динамика мотор-подшипников. Москва: Наука. 2007. 276 с.
7. Musina T. K. 100 years of chemical fibres' development in Russia. M.: Mytisch. October, 2009.
8. Ковалевская Т.А., Данейко О.И. Формирование максимальной прочности дисперсно-упрочненных кристаллических сплавов на основе алюминия, содержащих некогерентные частицы. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 1002.
9. Филиппова В.П., Блинова Е.Н., Жуков О.П. и др. Компьютерное моделирование химической неоднородности в конструкционных сталях, полученных совмещением прокатки с непрерывным литьем (по технологии "Strip-Casting"). // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 1053.
10. Соловьева Ю.В., Старенченко С.В., Старенченко В.А. и др. Структура и механические свойства монокристаллов Ni3Fe после интенсивной пластической деформации. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 9. С. 1229.

**PLASTIC DEFORMATION TECHNOLOGY
OF CHROMIUM-COBALT ALLOYS FOR ROTORS
OF HYSTERETIC ELECTRIC MOTORS FOR ELECTRIC DRIVES
OF HIGH-SPEED AND ULTRA-HIGH-SPEED SYSTEMS**

**S.Y. Ostanin¹, N. Abdugaliyev¹, A.S. Liskin¹,
M.G. Konovalov¹, Zhu Chunbo²**

¹National Research University «MPEI», Moscow, Russia

²Harbin Institute of Technology, Harbin, China

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

The article deals with the study of plastic deformation of chromium-cobalt alloys for rotors of hysteretic electric motors operating in non symmetric modes in electric drives of high-speed and ultra-high-speed systems, with the formation of scientific and technical solutions for such electric motors. Complex requirements for the materials of the rotors of these electric motors have been formed, and a technology for manufacturing hysteretic rotors with high and ultrahigh strength based on plastic deformation of chromium-cobalt alloys has been proposed.

Key words: hysteretic electromechanical energy converters, non symmetric modes, plastic deformation, research.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ЭНЕРГИИ С НЕЛИНЕЙНЫМИ МАГНИТНЫМИ ЦЕПЯМИ

С.Ю. Останин¹, М.Г. Коновалов¹, Ф.Д. Успенский¹,
Цуй Шумэй², Чжу Чунбо²

¹ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

²ХПУ, Харбин, Китай

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

В статье разрабатываются вопросы расчёта тепловых процессов в электромеханических преобразователях энергии с нелинейными магнитными цепями в несимметричных режимах, реализующих роторные технологии. Разрабатываются вопросы подхода, формирования методологии и алгоритма для этих расчётов. Прорабатываются предложения по применению результатов для разработки гистерезисных электродвигателей и электроприводов для реализации новых роторных технологий в химической, текстильной, горной, сельскохозяйственной, пищевой и смежных с ними отраслях промышленности.

Ключевые слова: электромеханические преобразователи энергии, нелинейные магнитные цепи, несимметричные режимы, тепловые процессы, расчёты.

Введение

Многие электромеханические преобразователи энергии, в том числе применяемые как электродвигатели в электроприводах, имеют нелинейные магнитные системы, то есть системы, где присутствуют нелинейные магнитные эффекты: насыщение, гистерезис, вихревые токи. Кроме того, большинство таких преобразователей работают в несимметричных режимах. Нелинейные магнитные эффекты и несимметричные режимы в полной мере присущи гистерезисным электромеханическим преобразователям энергии [1-3], которым в докладе уделено основное внимание.

Электроприводы с электродвигателями с нелинейными магнитными системами, работающими в несимметричных режимах, широко используются для роторных технологий [2-4]. Основные классификационные группы роторных технологий приведены в табл. 1.

Цель работы, которая рассматривается в докладе – исследование тепловых режимов электромеханических преобразователей энергии с нелинейными магнитными системами, работающих в несимметричных режимах при реализации роторных технологий, с использованием возможно общего подхода к расчёту тепловых режимов таких преобразователей энергии.

Общность предлагаемого подхода к расчёту таких режимов в следующем:

1) Обеспечение расчётов электромеханических преобразователей энергии с моментами, отличающимися в десятки тысяч раз – от преобразователей для гидродвигателей до преобразователей для турбокомпрессоров.

Таблица 1 – Основные классификационные группы роторных технологий

№	Технологии	Область и примеры применения
1	Гироскопические технологии	Приборы и системы ориентации, стабилизации, навигации и управления движением автономных воздушных, космических водных, наземных автономных объектов, в том числе электрических транспортных средств; системы геодезии, геологии, гравиметрии, инклинометрии, маркшейдерии
2	Центрифужные технологии	Системы для разделения и очистки веществ, суспензий и для других целей в физических, химических, молекулярно-биологических, биохимических, биотехнологических, медицинских лабораториях; объекты медицинской техники и промышленности, учреждений здравоохранения
3	Мотор-подшипниковые технологии	Мотор-подшипники, сканирующие устройства, системы факсимильной связи, стабилизаторы, насосы, в том числе, турбомолекулярные насосы, распылители
4	Электрошпиндельные и электроветёрные технологии	Машины для производства искусственных и синтетических волокон и нитей из растворов и расплавов, крутильные, тростильные и другие химические и текстильные машины
5	Приёмно-намоточные технологии	Перемоточные, бобинажные, бобинажно-перемоточные машины химической и текстильной промышленности, продукция, выпускаемая ими, – все основные типы паковок текстильного материала и волокна
6	Маховичные технологии	Накопители механической энергии, системы стабилизации, изменения положения и направления движения космических летательных аппаратов в безвоздушном пространстве
7	Турбомашинные технологии	Компрессоры, турбокомпрессоры и турбодетандеры систем кондиционирования, криогенных и других систем технического сервиса и жизнеобеспечения

2) Учёт всех видов теплообмена, которые в разной степени присутствуют во всех электромеханических преобразователях, реализующих роторные технологии: теплопередачей (теплопроводностью), излучением (лучеиспусканием), свободной и принудительной конвекцией и их сочетанием.

3) Охват широких классов магнитно-твёрдых и магнитно-мягких материалов, имеющих различные химический состав, свойства и размеры элементов из них, контактирующих между собой, часто с взаимным давлением.

4) Учёт импульсного изменения температурных состояний преобразователей энергии при импульсном увеличении в 3-4 раза токов в обмотках их статоров при импульсном управлении преобразователями энергии.

5) Анализ тепловых режимов преобразователей при расположении их активных элементов в средах, имеющих разное агрегатное состояние, в том числе, в гироскопах, заполненных газом или жидкостью, в турбонасосах, перекачивающих жидкости, в частности, в химически активных средах: расплавах, растворах химических материалов при реализации мотор-подшипниковых, электрошпиндельных и электроверетённых технологий.

1. Исследование тепловых режимов электромеханических преобразователей энергии с нелинейными магнитными системами

Базовые фундаментальные подходы к тепловым расчётам электромеханических преобразователей энергии сформированы в [3, 5, 6]. Общим и наиболее эффективным является метод расчёта на основе эквивалентных электротепловых схем замещения [7-9], базирующийся на подобии физических процессов теплопередачи между объектами и их элементами и протекания токов в электрической цепи. При использовании этого метода преобразователь в модели тепловых процессов представляется как взаимосвязанная совокупность однородных физических – тепловых подсистем.

В однородных физических подсистемах возможны элементы ёмкостного, индуктивного и резистивного видов ёмкостного, индуктивного и резистивного видов ёмкостного, индуктивного и резистивного видов ёмкостного, индуктивного и резистивного видов, им соответствуют простые модели:

$$u = R \cdot i ; \quad u = L \cdot \frac{di}{dt} ; \quad i = C \cdot \frac{du}{dt} . \quad (1)$$

Здесь i, u, R, L, C – параметры подсистемы элементов, t – время.

Для тепловой подсистемы (табл. 2) соответствующие модели имеют вид:

$$\Delta P = C \cdot \frac{dT}{dt} ; \quad T = R \cdot \Delta P . \quad (2)$$

Здесь ΔP – мощность потерь, Вт, ей численно равен тепловой поток; C – теплоёмкость, Дж/°C; T – температура, °C; R – тепловое сопротивление.

Таблица 2 – Соотношения аналогии фазовых переменных и параметров элементов электрической и тепловой подсистем

№	Фазовые переменные и параметры элементов	Наименование	
		Электрическая	Тепловая
1	Подсистема	Электрическая	Тепловая
2	Фазовые переменные вида потенциала u	Электрическое напряжение	Температура
3	Фазовые переменные вида потока i	Электрический ток	Тепловой поток
4	Ёмкостной параметр подсистемы C	Электрическая ёмкость	Теплоёмкость
5	Индуктивный параметр подсистемы L	Электрическая индуктивность	—
6	Резистивный параметр подсистемы R	Электрическое сопротивление	Тепловое сопротивление

Предложенный алгоритм теплового расчёта электромеханического преобразователя энергии содержит следующие основные этапы:

1) Составление на базе конструкционной структуры преобразователя схемы замещения, содержащей источники тепла и тепловые сопротивления и охватывающей наиболее вероятные пути отвода тепла от нагретых частей преобразователя (табл. 3) с учётом необходимых теплоёмкостей (табл. 4).

2) Установление соответствия тепловым потокам численно равных им мощностей потерь в соответствующих узлах эквивалентной схемы замещения.

3) Расчёт тепловых сопротивлений элементов схемы замещения.

Таблица 3 – Параметры наиболее вероятных путей отвода тепла от нагретых частей электромеханического преобразователя энергии

Путь отвода тепла	Вид теплообмена	Параметр	Единица измерения
Пазовая часть обмотки статора – магнитопровод статора	теплопередача	Тепловое сопротивление	$^{\circ}\text{C} / \text{Вт}$
Пазовая часть обмотки статора – лобовая часть обмотки статора	теплопередача	Тепловое сопротивление	$^{\circ}\text{C} / \text{Вт}$
Магнитопровод статора – внутренняя среда	принудительная конвекция за счёт вращения	Тепловое сопротивление	$^{\circ}\text{C} / \text{Вт}$
Лобовая часть обмотки статора – внутренняя среда	теплопередача + свободная конвекция	Тепловое сопротивление	$^{\circ}\text{C} / \text{Вт}$
Активная часть ротора – переходная втулка ротора с валом	теплопередача	Тепловое сопротивление	$^{\circ}\text{C} / \text{Вт}$
Активная часть ротора – статор	свободная конвекция	Тепловое сопротивление	$^{\circ}\text{C} / \text{Вт}$
Активная часть ротора – корпус	теплопередача	Тепловое сопротивление	$^{\circ}\text{C} / \text{Вт}$
Активная часть ротора – внутренняя среда	принудительная конвекция за счёт вращения	Тепловое сопротивление	$^{\circ}\text{C} / \text{Вт}$
Корпус – внешняя среда	свободная конвекция	Тепловое сопротивление	$^{\circ}\text{C} / \text{Вт}$
Внутренняя среда – корпус	свободная конвекция	Тепловое сопротивление	$^{\circ}\text{C} / \text{Вт}$

Таблица 4 – Теплоёмкости, необходимые для исследования тепловых процессов и теплообмена в наиболее вероятных путях отвода тепла от нагретых частей преобразователя

Параметр	Единица измерения
Теплоёмкость лобовой части обмотки статора	$\text{Дж} / ^{\circ}\text{C}$
Теплоёмкость пазовой части обмотки статора	$\text{Дж} / ^{\circ}\text{C}$
Теплоёмкость активной части ротора	$\text{Дж} / ^{\circ}\text{C}$
Теплоёмкость магнитопровода статора	$\text{Дж} / ^{\circ}\text{C}$
Теплоёмкость корпуса	$\text{Дж} / ^{\circ}\text{C}$
Теплоёмкость переходной втулки ротора	$\text{Дж} / ^{\circ}\text{C}$

4) Определение методами расчёта электрических цепей температурного поля преобразователя и значений перегревов элементов его конструкции.

5) Подготовка мер для снижения температур и их перепадов между узлами: выявление участков схемы замещения, наиболее влияющих на распределение температур, и подбор распределения мощности потерь между узлами, наиболее благоприятного с позиций минимума градиентов температур.

6) Анализ результатов теплового расчёта преобразователя.

7) При необходимости, с целью получения оптимального распределения температур, коррекция геометрических размеров и параметров преобразователя, уточнение значений давления газовой или жидкостной среды.

С использованием этого подхода и предложенного алгоритма были выполнены расчёты тепловых процессов в гистерезисных электродвигателях для электроприводов машин по производству химических волокон и нитей.

Для анализа точности расчётов были использованы результаты проведённых испытаний на нагрев при номинальных и предельных нагрузках указанных гистерезисных электродвигателей. В докладе приводятся результаты испытаний на нагрев электродвигателя, обладающего базовым электромагнитным моментом в составе спроектированного ряда гистерезисных электродвигателей. Результаты испытаний приведены в табл. 5.

Таблица 5 – Изменение параметров гистерезисного электромеханического преобразователя энергии в процессе работы в двигательном режиме при разных уровнях мощности потерь

Параметр	Единица измерения	Значения параметров			
Время работы	мин	0	20	40	60
Рассеиваемая мощность потерь	Вт	90	90	90	90
Сопротивление обмотки статора	Ом	0,800	0,830	0,860	0,867
Температура корпуса	°С	24	29	37	40
Рассеиваемая мощность потерь	Вт	150	150	150	150
Сопротивление обмотки статора	Ом	0,867	0,915	0,917	0,922
Температура корпуса	°С	40	48	52	60
Рассеиваемая мощность потерь	Вт	200	200	200	200
Сопротивление обмотки статора	Ом	0,922	0,950	0,970	1,000
Температура корпуса	°С	52	57	60	70

Испытания проводились при частоте тока электропитания 50 Гц и разных уровнях мощности потерь в электродвигателе. Анализ показал, что при номинальном моменте сопротивления нагрузки 3,0 Н·м потери составляют 90 Вт, а при максимальном моменте нагрузки 3,7 Н·м – не превышают 130 Вт.

Выбор параметров электропитания для рабочего режима давал возможность анализировать разные уровни мощности потерь, в частности, 90, 150 и 200 Вт. Измерялось электрическое сопротивление обмотки статора электродвигателя, изменяемое во времени, а с помощью термодатчика определялась температура корпуса электродвигателя. Нагрев обмотки статора анализировался по изменению электрического сопротивления его обмотки, а нагрев корпуса оценивался с помощью комбинированной термопары.

Температура обмотки статора определялась по соотношению [5]:

$$t_{\text{об.м}} = \frac{R_{\text{ф.г}}}{R_{\text{ф.х}}} \cdot (235 + t_{\text{опр}}) - 235. \quad (3)$$

Здесь $R_{\text{ф.г}}$, $R_{\text{ф.х}}$ – электрическое сопротивление фазы обмотки статора электродвигателя в нагретом и ненагретом состоянии; $t_{\text{опр}} = 24\text{ }^{\circ}\text{C}$.

При рассеиваемой мощности потерь 90 Вт температура обмотки $55\text{ }^{\circ}\text{C}$; при рассеиваемой мощности потерь 150 Вт температура обмотки $64\text{ }^{\circ}\text{C}$; при рассеиваемой мощности потерь 200 Вт температура обмотки $90\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Заключение

Предложенный подход и составленный алгоритм теплового расчёта электромеханических преобразователей энергии с нелинейными магнитными системами для работы в несимметричных режимах обеспечивают расчёты с учётом всех видов теплообмена; охватом разных материалов; учётом режимов импульсного управления; анализом теплового состояния преобразователей при размещении их активных частей в средах с разным агрегатным состоянием.

Наиболее благоприятное с точки зрения минимума градиентов температур распределение потерь между узлами преобразователя, определяется соотношением потерь в роторе и статоре. Указанное соотношение в большинстве реализаций зависит от соотношения объёмов статора и ротора, магнитопроводов и обмоток, активной и конструкционной частей ротора.

Испытания показали, что нагрев базового варианта гистерезисного электродвигателя при номинальной нагрузке составил не больше $60\ldots 70\text{ }^{\circ}\text{C}$ по обмотке статора преобразователя и не больше $40\ldots 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ по его корпусу. Перегрев обмотки был не более $70\text{ }^{\circ}\text{C}$, даже при мощности потерь, больших номинальной мощности потерь в 2 раза, что допустимо для выбранного класса изоляции и оптимально в плане тепловых режимов преобразователя.

Сопоставительный анализ результатов тепловых расчётов и опытных данных показал, что для всех спроектированных гистерезисных электродвигателей участка ряда с электромагнитными моментами от 0,4 до 7,2 Н·м расхождение расчётных и опытных значений показателей не более 10 %.

Полученные результаты перспективны для разработки электромеханических преобразователей энергии с нелинейными магнитными системами, работающих в несимметричных режимах при реализации роторных технологий, в частности, гистерезисных электродвигателей и электроприводов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ) в рамках научного проекта № 24-29-00763.

Список литературы

1. Делекторский Б. А., Тарасов В. Н. Управляемый гистерезисный электропривод. М.: Энергоатомиздат. 1983. 128 с.
2. Тарасов В. Н., Останин С. Ю. Разработка научных основ и технических решений для автоматизации и роботизации роторных и центрифужных технологий // Доклады IX Международной выставки-конгресса «Высокие технологии. Инновации. Инвестиции» (Санкт-Петербург, 2004 г.). С.-Пб. 2004. С. 127-131.

3. Гиродвигатели / Ю. В. Арбузов, Б. А. Делекторский, В. Б. Никаноров и др.; Под ред. И. Н. Орлова. М.: Машиностроение. 1983. 252 с.
4. Шнайдер А. Г., Пчелин И. К. Динамика мотор-подшипников. Москва: Наука. 2007. 276 с.
5. Базаров В. Н. Тепловые процессы в электромеханических преобразователях энергии летательных аппаратов. М.: МАИ. 1991.
6. Мастяев Н. З., Орлов И. Н. Нагрев и охлаждение электрооборудования летательных аппаратов. – М.: Издательство МЭИ. 1995.
7. Веников В. А. Теория подобия и моделирования (применительно к задачам электроэнергетики). М.: Высш. шк. 1976.
8. Крон Г. Тензорный анализ сетей. М.: Сов. Радио. 1978. 720 с.
9. Н. С. Бахвалов, Н. П. Жидков, Г. М. Кобельков. Численные методы. М.: БИНОМ. 2008.

**INVESTIGATION OF THERMAL PROCESSES
IN ELECTROMECHANICAL ENERGY CONVERTERS
WITH NONLINEAR MAGNETIC CIRCUITS**

**S.Y. Ostanin¹, M.G. Konovalov¹, F.D. Uspensky¹,
Cui Shumei² Zhu Chunbo²**

¹National Research University «MPEI», Moscow, Russia

²Harbin Institute of Technology, Harbin, China

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

The article deals with the calculation of thermal processes of electromechanical energy converters with nonlinear magnetic circuits in non symmetrical modes implementing rotary technologies. The issues of approach, formation of methodology and algorithm for these calculations are being developed. Proposals are being worked out on the application of the results for the development of hysteretic electric motors and electric drives for the realization of new rotary technologies in chemical, textile, mining, agricultural, food and related with them industries.

Key words: electromechanical energy converters, nonlinear magnetic circuits systems, non symmetric modes, thermal processes, calculations.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КОЭФФИЦИЕНТ НЕЛИНЕЙНОСТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ С ТОНКОЙ АМОРФНОЙ ПЛЕНКОЙ $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$

Ю.М. Носова, Ю.С. Басарев

НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: ozhoginaym@mpei.ru

В работе представлены результаты исследования зависимости коэффициента нелинейности тонкой аморфной пленки титаната бария-стронция ($\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$, BST) в конструкции планарного конденсатора. В исследуемом диапазоне температур BST находился в сегнетоэлектрической фазе. По полученным результатам можно сделать вывод, что исследуемые образцы при комнатной температуре обладают бóльшим коэффициентом нелинейности по сравнению с BST в параэлектрической фазе, который при увеличении температуры уменьшается.

Ключевые слова: планарный конденсатор, аморфная структура пленки, титанат бария-стронция, сегнетоэлектрическая фаза, коэффициент нелинейности.

Введение

Сегнетоэлектрические материалы имеют широкий спектр применения в электротехнических изделиях, но несмотря на их многочисленность только BST могут применяться в устройствах СВЧ диапазона [1] на частоте в несколько десятков гигагерц [2, 3].

Благодаря высокой диэлектрической проницаемости BST и ее зависимости от приложенного к нему электрического поля они успешно применяются в сегнетоэлектрических фазовращателях для фазированных антенных решеток [4]. Такие фазовращатели имеют множество преимуществ по сравнению со своими аналогами: малое потребление энергии, высокое быстродействие, малые СВЧ потери, высокую рабочую мощность, широкий частотный диапазон, высокую радиационную стойкость и надежность, низкую стоимость производства [5, 6]. Одним из основных параметров фазовращателя является коэффициент его нелинейности k , который в литературе часто называют коэффициентом управляемости [7] и рассчитывают как отношение начальной емкости конденсатора к его емкости при максимальном рабочем напряжении [8]. Для монокристаллических тонких пленок BST в параэлектрической фазе ($x \leq 0,6$) его значение лежит в пределах от 1,7 до 2 [3, 9, 10]. Применение BST в этой фазе обосновано малыми диэлектрическими потерями [10].

Однако коэффициент нелинейности фазовращателя больше для BST в сегнетоэлектрической фазе и достигает своего максимума равного ≈ 3 при $x=0,7$ [11]. Целью работы является изучение влияния температуры на коэффициент нелинейности тонких аморфных пленок BST. Следует отметить, что только применение тонкопленочной технологии изготовления фазовращателей может решить проблему их интегрального исполнения и согласования среды с большой диэлектрической проницаемостью с СВЧ цепями [6].

Еще одним важным преимуществом наноразмерных пленок является слабая зависимость их диэлектрической проницаемости от температуры [12], которая составляет несколько процентов в рабочем диапазоне температур [2].

1. Методика изготовления образцов

Тонкие пленки BST наносились методом ВЧ ионно-плазменного реактивного напыления на подложки из ситалла толщиной 650 мкм путем распыления керамической мишени состава $Ba_{0,7}Sr_{0,3}TiO_3$ без прямого нагрева подложки. В процессе напыления давление в рабочей камере поддерживалось равным 10^{-4} Торр, а мощность ВЧ разряда – 400 Вт. При таких режимах напыления структура пленки будет иметь аморфную структуру [13].

Технология получения таких пленок намного проще получения монокристаллических т.к. в этом случае не требуется поддержание постоянной высокой температуры подложки во время напыления пленки с последующим еще более высокотемпературным ее отжигом [14].

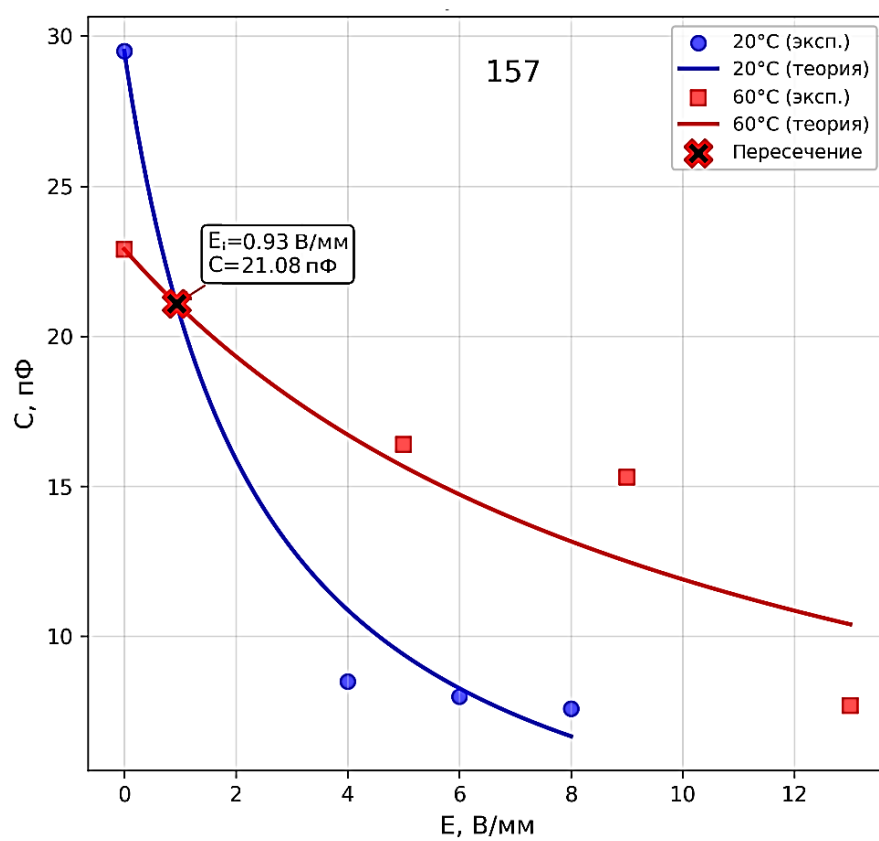
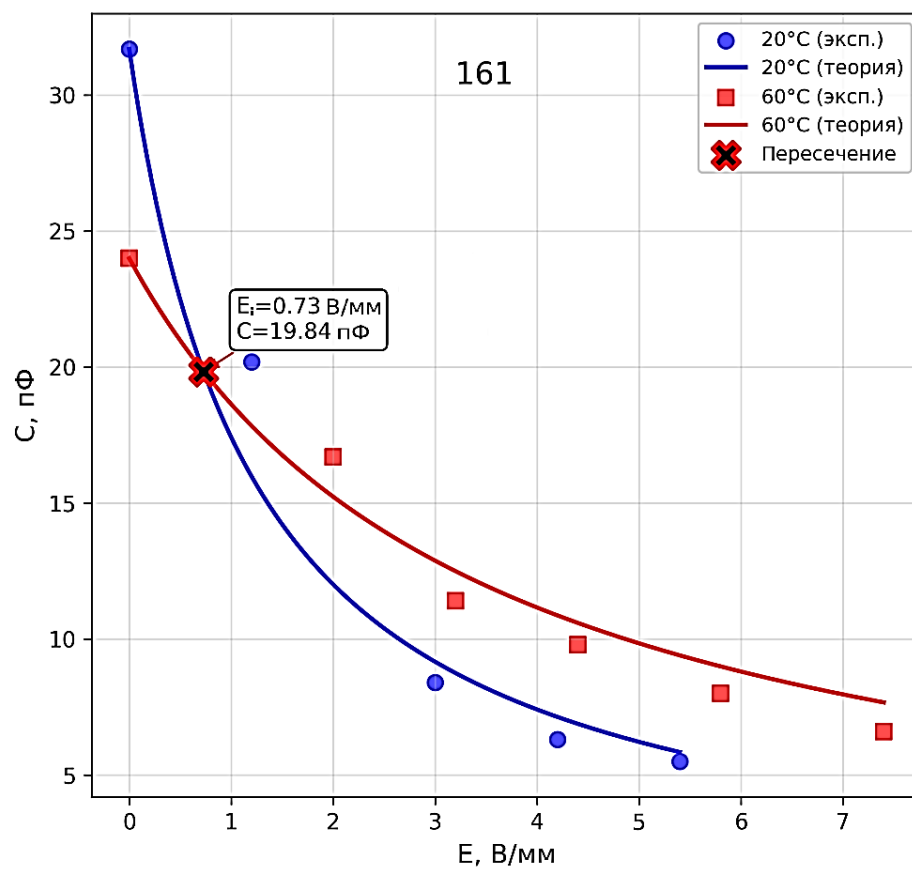
Планарные электроды были выполнены из алюминиевой фольги толщиной 50 мкм, шириной 4 мм и длиной 10 мм. Алюминиевые полоски прикреплялись к поверхности образца при помощи серебросодержащего токопроводящего клея с удельным сопротивлением 1,5 Ом·мм. Для подключения полученного планарного конденсатора в электрическую цепь измерительных приборов к его электродам при помощи графитового токопроводящего клея были присоединены электрические выводы.

Для измерения толщины h полученных пленок была сформирована резкая ступенька пленка – подложка. Перепад высот между подложкой и полученной пленкой измерялся на профилометре Dektak 150. Результаты измерения представлены в табл. 1.

2. Исследование коэффициента нелинейности

Исследование зависимости диэлектрической проницаемости от величины приложенного электрического поля проводилось на переменном сигнале синусоидальной формы с частотой 1 кГц. Емкость образцов измерялись на RLC измерителе Е7-22 при температуре окружающей среды равной 20 °С и 60 °С. По полученным данным была построена ее зависимость от величины напряженности электрического поля (рис. 1), рассчитанной по [15]. Теоретические вольт-фарадные характеристики построены по [8].

Также были рассчитаны максимальная C_{max} и минимальная C_{min} емкости исследуемой структуры, максимальная напряженность электрического поля E_{max} и коэффициент нелинейности k по [16]. Полученные значения представлены в табл. 1.



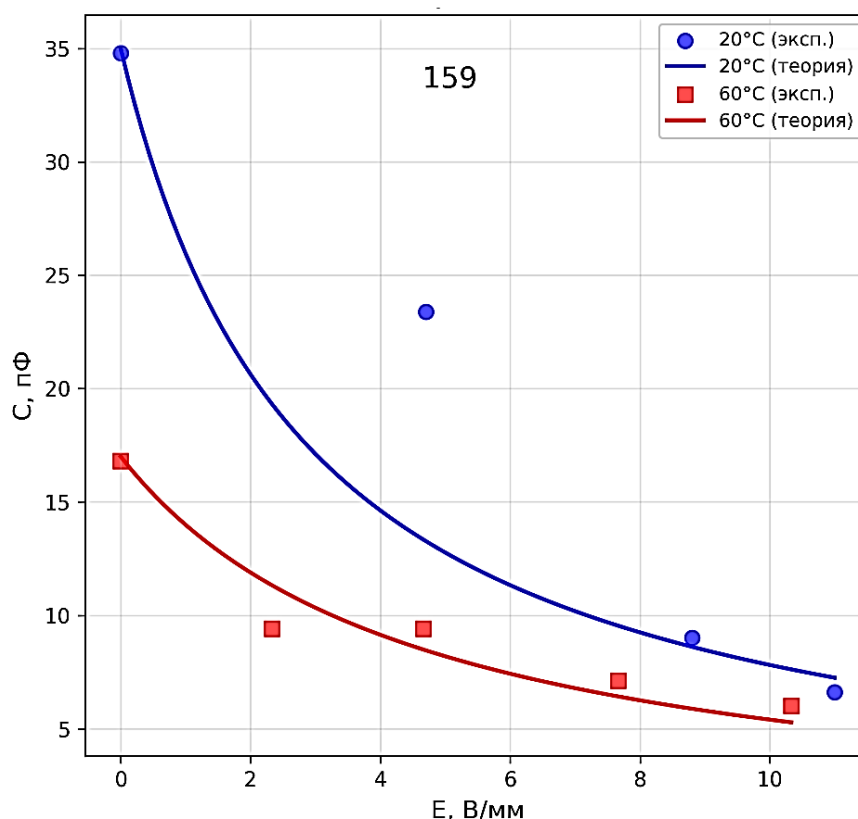


Рисунок 1 – Зависимость емкости исследуемых конденсаторных структур от напряженности электрического поля (номера образцов указаны на графиках)

Как видно из рис. 1, в отсутствии приложенного поля с ростом температуры емкость планарного конденсатора уменьшается, что хорошо согласуется с температурной зависимостью диэлектрической проницаемости для $\text{Ba}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{TiO}_3$ [11, 17 – 19]. При этом емкость исследуемой структуры уменьшается для образцов №161 и №157 на $\approx 20\%$, а для образца №159 – на $\approx 50\%$. Однако при приложенном электрическом поле величиной более E_i температурный коэффициент диэлектрической проницаемости образцов №161 и №157 меняет свой знак на положительный. Это может означать, что характер ее температурной зависимости диэлектрической проницаемости изменился, а температура Кюри сместилась в область более высоких температур. С такими результатами для поликристаллической пленки $\text{Ba}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{TiO}_3$ толщиной 53 нм столкнулись и авторы работы [12], однако объяснения такого явления дано не было. Поэтому для выяснения этих причин требуется проведение дополнительных исследований. Для образца №159 значение E_i лежит, возможно, за пределами рабочего диапазона напряженности электрического поля.

Полученные значения коэффициента нелинейности показывают его уменьшение с ростом температуры окружающей среды. При этом самое значительное его снижение наблюдается у образца №159 с наибольшей толщиной пленки. Таким образом наиболее термостабильными характеристиками обладает образец №157. Следует указать, что расчет коэффициента нелинейности производился по экспериментальным значениям емкости конденсатора. Теоретические кривые на рис. 1 приведены для наглядности.

Таблица 1 – Параметры вольт-фарадной характеристики исследуемых образцов.

Номер образца	161		157		159	
h, нм	57		132		323	
T, °C	20	60	20	60	20	60
C _{max} , пФ	31,7	24,0	30,0	22,9	34,8	16,8
C _{min} , пФ	7,9	7,3	7,3	5,9	6,8	6,4
E _{max} , В/мм	3,3	6,3	4,6	18,7	10,7	7,7
k	4,0	3,3	4,1	3,9	5,1	2,6
E _i , В/мм	0,73		0,93		>10	

Заключение

Проведенные исследования позволяют утверждать о хорошей перспективе применения аморфных тонких пленок $\text{Ba}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{TiO}_3$ в СВЧ устройствах, в частности в фазовращателях для фазированных антенных решеток. Полученные данные показывают, что для этих целей предпочтительнее применять структуры с толщиной пленки порядка 100 нм. Однако для подтверждения этой гипотезы необходимо провести дополнительные исследования температурных зависимостей диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь.

Список литературы

1. Фирсенков А.И., Мироненко И.Г., Иванов А.А., Велькин Д.В., Семёнов А.А., Мельник В.И. Сегнетоэлектрические плёнки с температурностабильными характеристиками для устройств СВЧ // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии. 2020. № 1-2. С. 259-260.
2. Майстренко А., Кочемасов В. СВЧ-фазовращатели на основе сегнетоэлектриков // СВЧ-электроника. 2017. № 1(2). С. 42-47.
3. Козырев А., Гайдуков М., Гагарин А., Тумаркин А., Разумов С. Волноводно-щелевой 60GHz фазовращатель на основе $(\text{Ba},\text{Sr})\text{TiO}_3$ сегнетоэлектрической пленки // Письма в журнал технической физики. 2002. Т. 28, №6. С. 51-56.
4. Юрцев О.А. Антенны бегущей волны, антенные решетки, антенны коротких, средних и длинных волн. Ч. 3. Мн.: БГУИР, 2001, 72 с.
5. Воротилов К.А., Мухортов В.М., Рассадин А.Э., Сигов А.С. Через столетие после открытия: сегнетоэлектрики как основа нового поколения отечественных систем обработки и передачи информации // Advanced Science. 2020. № 4(19). С. 42-56.
DOI: 10.25730/VSU.0536.20.039.
6. Вендик О., Парнес М. Фазовращатели сканирующих антенн для радаров обзора территорий // Беспроводные технологии. 2007. № 3(8). С. 28–30.
7. Мухортов В.М., Головки Ю.И., Бирюков С.В., Масычев С.И., Павленко А.В., Стрюков Д.В., Зинченко С.П., Ковтун А.П., Толмачев Г.Н. Наноразмерные сегнетоэлектрические пленки - новая активная среда для микроэлектроники // Наука Юга России. 2022. Т. 18. № 4. С. 33–43.
DOI: 10.7868/S25000640220404.
8. Васильев А.Н., Вендик О.Г., Якушин И.В. Влияние мощности СВЧ сигнала на управляемость сегнетоэлектрического фазовращателя // Журнал технической физики. 2011. Т.81. №10. С.55–59.
9. Тумаркин А.В., Гайдуков М.М., Разумов С.В., Гагарин А.Г. Конденсаторные структуры на основе пленок титаната стронция // Физика твердого тела. 2012. Т. 54, № 5. С. 911-914.

10. Тумаркин А.В., Разумов С.В., Гагарин А.Г., Одинец А.А., Михайлов А.К., Пронин И.П., Стожаров В.М., Сенкевич С.В., Травин Н.К. Сегнетоэлектрические пленки титаната бария-стронция на подложке полуизолирующего карбида кремния // Письма в журнал технической физики. 2016. Т. 42. № 8. С. 70–77.
11. Мыльников И.Л., Буровихин А.П., Дедык А.И., Павлова Ю.В., Белявский П.Ю., Антонова А.С., Ершов А.А. Измерения температурных зависимостей ёмкости конденсаторных структур на основе ВТО и BST в режиме "охлаждение - нагрев" // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2022. Т. 1. С. 324–329.
12. Basceri C., Streiffer S.K., Kingon A.I., Waser R. The Dielectric Response as a Function of Temperature and Film Thickness of Fiber-Textured (Ba,Sr)TiO₃ Thin Films Grown by Chemical Vapor Deposition // Journal Applied Physics. 1997. V. 82. №5. Pp. 2497-2504. DOI: 10.1063/1.366062.
13. Маслова Л.А., Носова Ю.М., Бородулин В.Н., Гордеев В.Н., Филиков В.А. Исследование структуры и диэлектрических характеристик нанопленок титаната бария-стронция, полученных высокочастотным распылением // Вакуумная техника и технология. 2010. Т. 20. № 2. С. 101–104.
14. Пат. № 2700901 С1 РФ. Способ получения сегнетоэлектрических пленок Ba_{1-x}Sr_xTiO₃ / Тумаркин А.В., Одинец А.А., Сапего Е.Н. // Бюл. изобрет. 2019. № 2019103452.
15. Вендик О.Г., Никольский М.А. Учет нелинейности сегнетоэлектрического слоя в модели планарного конденсатора. // Письма в журнал технической физики. 2003. Т. 29. № 5. С. 20–29.
16. Steer M.B., Palmer W.D. Multifunctional Adaptive Microwave Circuits and Systems. Edison: SciTech Publishing. 2009. 460 p.
17. Воротилов К.А., Мухортов В.М., Сигов А.С. Интегрированные сегнетоэлектрические устройства: монография / под ред. чл.-корр. РАН А.С. Сигова. М.: Энергоатомиздат. 2011. 175 с.
18. Zidi Y., Khaldi O., Patru R.E., Leonat L.N., Enculescu M., Toma V., Stepanova A., Younes R.B., Galca A.C. Experimental and Theoretical Perspective on Band Gap Modulation in Sr²⁺ Modified BaTiO₃ Capacitors // Ceramics International. 2025. V. 51. №13. Pp. 18166-18177. DOI: 10.1016/j.ceramint.2025.01.591.
19. Gatea H.A., Naji I.S. The Effect of Ba/Sr Ratio on the Curie Temperature for Ferroelectric Barium Strontium Titanate Ceramics // Journal of Advanced Dielectrics. 2020. V. 10. № 5. DOI: 10.1142/S2010135X20500216.

EFFECT OF TEMPERATURE ON THE NONLINEARITY COEFFICIENT OF A FERROELECTRIC PHASE SHIFTER WITH A THIN AMORPHOUS BA_xSR_{1-x}TiO₃ FILM

Nosova Y.M., Basarev Y.S.

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: ozhoginaym@mpei.ru

The work presents the results of a study of the dependence of the nonlinearity coefficient of a thin amorphous film of barium-strontium titanate (Ba_xSr_{1-x}TiO₃, BST) in a planar capacitor design. In the studied temperature range, BST was in the ferroelectric phase. Based on the results obtained, it can be concluded that the studied samples have a higher nonlinearity coefficient at room temperature compared to BST in the paraelectric phase, which decreases with increasing temperature.

Key words: planar capacitor, amorphous film structure, barium-strontium titanate, ferroelectric phase, nonlinearity coefficient.

ОБЪЕМНОЕ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЕ ПРИ ИНДУКЦИОННОМ НАГРЕВЕ В СТРУКТУРЕ «ТИТАНОВЫЙ ДИСК – ТАНТАЛОВОЕ ПОКРЫТИЕ»

М.А. Фомина, В.А. Кошуро, А.В. Войко, К.А. Новиков, А.А. Фомин

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.,
Саратов, Россия

E-mail: afominalex@rambler.ru

В работе изучены особенности объемного тепловыделения при индукционном нагреве структуры «титановый диск – танталовое покрытие». Решение задачи электродинамики и моделирование распределения мощности объемного источника тепловыделения осуществлено методом конечных элементов в программной среде «Elcut». Установлено, что по абсолютному значению величина мощности объемного тепловыделения в танталовом покрытии в 3 раза превышает данную величину в титановой основе. Указанное различие величины тепловыделения может оказать влияние на связанные процессы кинетики нагрева, что имеет существенное значение для получения защитных покрытий.

Ключевые слова: индукционный нагрев, объемное тепловыделение, титановый диск, танталовое покрытие, моделирование, метод конечных элементов.

Введение

Электрический нагрев нашел широкое применение для различных процессов термической обработки металлов и сплавов [1]. Особое место среди данного типа электротехнологий находит индукционный нагрев. Развитие индукционного нагрева связано с повышением эффективности обработки металлов, в частности сквозной нагрев заготовок для закалки [2]. Научные основы данного процесса достаточно подробно раскрыты в работах [3,4], разработаны различные типы технологического инструмента (индукторов) для повышения равномерности нагрева [5-7], при решении учитываются сложные явления на поверхности металлоизделий, в частности фазовые превращения [8].

Получение защитных покрытий, например танталовых, на титановых изделиях представляет большой интерес для расширения использования электрофизических и электротехнологических методов упрочняющей термообработки и инженерии поверхности. Для эффективного переноса тугоплавких металлов, в частности тантала, требуются особые условия, в частности повышенная энергия импульсов и увеличенное время контактного взаимодействия электрода-инструмента с модифицируемым изделием. Существенный перепад теплофизических характеристик в системе «покрытие – основа изделия» приводит к неизбежному возникновению большого числа дефектов, наиболее критическими из которых являются трещины и поры. Достаточно эффективным вариантом для устранения таких дефектов является метод индукционно-термической обработки титановых изделий, в том числе с танталовыми покрытиями [9]. Таким образом, в данной работе изучены закономерности объемного тепловыделения при индукционном нагреве титанового диска, фрагмент которого имеет тонкое танталовое покрытие.

1. Решение задачи электродинамики при индукционном нагреве структуры «титановый диск – танталовое покрытие»

При индукционном нагреве титанового диска, фрагмент которого имеет танталовое покрытие, решается краевая задача электродинамики. В результате решения данной задачи появляется возможность изучить характер распределенных процессов, в частности объемного тепловыделения Q , во фрагменте титанового диска с танталовым покрытием.

Нагревательным инструментом в системе является медный водоохлаждаемый трехвитковый индуктор (на 2D-модели показаны 6 полувитков), у которого внутренний диаметр 22 мм и длина 30,5 мм (Рис. 1, а).

В центральной части активной области индуктора размещается образец дисковой формы диаметром 18 мм и длиной 2 мм, левая половина которого имеет танталовое покрытие толщиной 0,1 мм. Данная толщина покрытия является типовой, которая может быть получена газотермическими или электрофизическими методами, в частности электроплазменным напылением порошковых покрытий, электроискровым нанесением слоев/покрытий [9] или вакуумным индукционно-термическим осаждением тугоплавких металлов [10]. Рассматриваемая система и ее геометрическая 2D-модель также содержит блоки «воздух» и «вода» (для охлаждения индуктора).

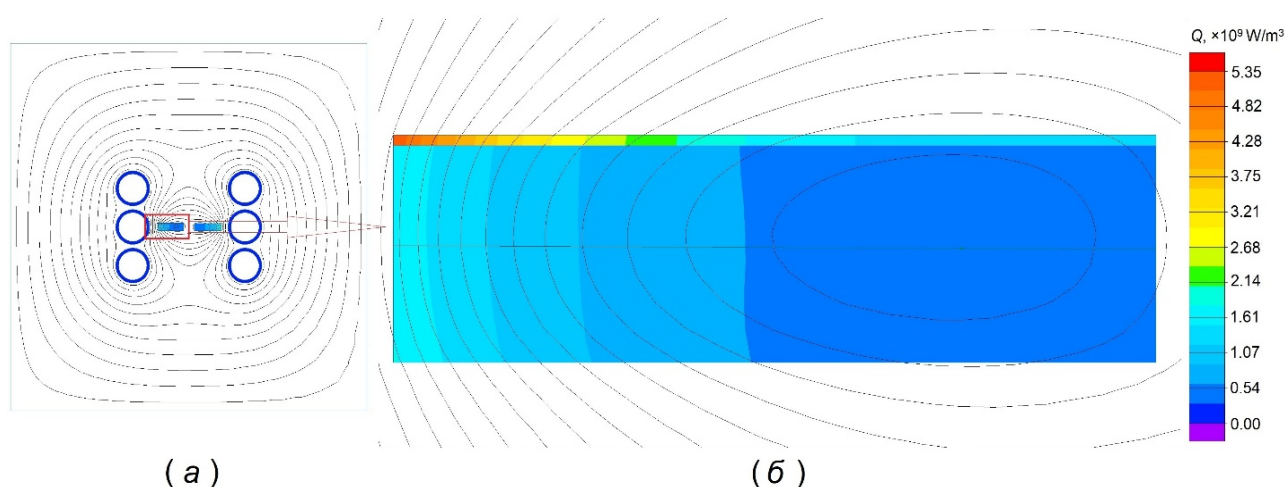


Рисунок 1 – Распределение объемного тепловыделения в структуре «титановый диск – танталовое покрытие» при токе индуктора 2 кА.

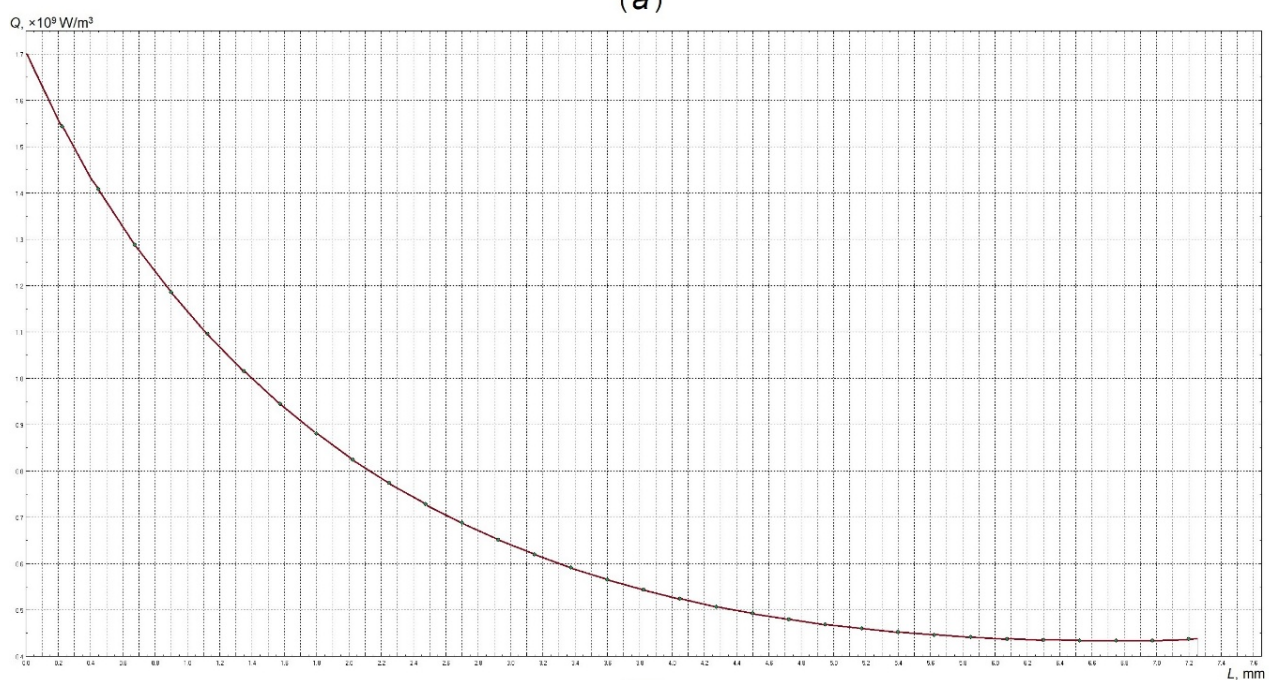
В данной работе показано частное решение задачи электродинамики при фиксированном значении тока индуктора 2 кА. Данная величина соответствует току ~ 330 А на каждый из полувитков 2D-модели. В титановом диске возникает объемный источник тепловыделения с максимальной мощностью $\sim 1,7 \times 10^9 \text{ Вт/м}^3$ (Рис. 1, б).

Данный источник тепловыделения Q имеет экспоненциальное распределение в глубину, мощность которого спадает в e раз на расстоянии от края диска $\sim 3,1$ мм (Рис. 2, б).

В танталовом покрытии возникает объемный источник тепла с максимальной мощностью $\sim 5,3 \times 10^9$ Вт/м³, что в ~ 3 раза больше чем в титане (Рис. 2, а). Источник объемного тепловыделения в танталовом покрытии имеет выраженный экспоненциальный спад в глубину таким образом, что его мощность спадает в e раз на расстоянии от края диска $\sim 2,9$ мм.



(а)



(б)

Рисунок 2 – Радиальное распределение мощности объемного источника тепловыделения для структуры «титановый диск – танталовое покрытие» при токе индуктора 2 кА в различных сечениях:
 a – танталового покрытия; b – титановой основы

Во всех случаях при расчете радиального распределения мощности объемного источника не наблюдается ее спад до нулевой отметки. В случае титанового диска минимальное значение мощности составляет $\sim 0,45 \times 10^9$ Вт/м³, что вчетверо меньше максимума, локализованного на поверхности. Для танталового покрытия локальный минимум составляет $\sim 1,3 \times 10^9$ Вт/м³, что практически эквивалентно максимальному значению тепловыделения в титане.

Заключение

В результате решения краевой задачи электродинамики при индукционном нагреве структуры «титановый диск – танталовое покрытие» определен характер распределения мощности объемного тепловыделения Q .

Установлено, что при фиксированном значении тока индуктора 2 кА в титановом диске диаметром 18 мм на его краевой части локализовался максимум, который составил $Q \sim 1,7 \times 10^9$ Вт/м³. В тонком слое покрытия тантала отмечалось наличие в 3 раза более мощного источника тепла. Радиальный спад мощности в покрытии в центральной части диска соответствовал максимуму мощности, выделяемой в титане.

Таким образом, наличие танталового покрытия обеспечивает дополнительный источник тепловыделения, а также более равномерное распределение тепла по радиусу для всей структуры «титановый диск – танталовое покрытие».

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-29-00010, <https://rscf.ru/project/25-29-00010/>.

Список литературы

1. Lupi S., Forzan M., Aliferov A. Induction and direct resistance heating: theory and numerical modeling. – Springer, Cham, 2015. – 370 p.
2. Бабат Г.И. Индукционный нагрев металлов и его промышленное применение. – М.-Л.: Энергия, 1965. – 552 с.
3. 12.15 - Induction hardening: technology, process design, and computer modeling / Rudnev V.I., Loveless D. Editor(s): S. Hashmi, G.F. Batalha, C.J. Van Tyne, B. Yilbas // Comprehensive Materials Processing, Elsevier, 2014. – P. 489–580.
4. A dynamic model for the simulation of induction heating devices / J. Nerg, K. Tolsa, P. Silventoinen, J. Partanen, J. Pyrhönen // IEEE Transactions on Magnetics. 1999. Vol. 35(5). P. 3592–3594.
5. Investigations of parameters of induction heating of metal coatings of cylindrical steel products / A.R. Lepeshkin, M.A. Fedin, A.B. Kuvaldin, S.S. Kondrashov, R.F. Suleymanov, O.I. Ilyinskaya, // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2024. Vol. 88. – P. 1752–1755.
6. Studying the EMF in rotating disks in the electromagnetic field of permanent magnets / A.R. Lepeshkin, A.B. Kuvaldin, Y.Y. Zakharov, O.I. Ilyinskaya, M.A. Fedin, A.O. Kuleshov // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2022. Vol. 86. – P. 1050–1053.
7. Modeling the thermal state of parts with ceramic coatings in a high-frequency electromagnetic field / A.B. Kuvaldin, A.R. Lepeshkin, O.I. Ilyinskaya, M.A. Fedin, A.O. Kuleshov // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2021. Vol. 85. – P. 1507–1509.
8. Optimization control of induction hardening process / Y. Ge, R. Hu, Z. Zhang, Q. Shen // 2006 International Conference on Mechatronics and Automation, Luoyang, Henan, 2006. – P. 1126–1130.

9. Superhard Ti-Ta-O coatings produced on titanium with electrospark deposited tantalum-containing layers using induction heat treatment / M.A. Fomina, V.A. Koshuro, A.A. Fomin // International Journal of Refractory Metals and Hard Materials. 2023. Vol. 115. – Article number 106314.
10. Niobium/molybdenum coatings produced on alumina using induction thermal vacuum deposition / V.A. Koshuro, M.A. Fomina, A.A. Fomin // Ceramics International. 2025. Vol. 51(25). – P. 45613-45627.

VOLUMETRIC HEAT RELEASE DURING INDUCTION HEATING IN A "TITANIUM DISK – TANTALUM COATING" STRUCTURE

M.A. Fomina, V.A. Koshuro, A.V. Voyko, K.A. Novikov, A.A. Fomin

Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, Saratov, Russia

E-mail: afominalex@rambler.ru

This paper examines the characteristics of volumetric heat release during induction heating of a "titanium disk – tantalum coating" structure. The electrodynamics problem and the simulation of the power distribution of the volumetric heat source were solved using the finite element method in the "Elcut" software. It was found that the absolute value of the volumetric heat release in the tantalum coating is 3 times higher than that in the titanium substrate. The given difference in heat release may affect the associated heating kinetics, which is essential for the production of protective coatings.

Key words: induction heating, volumetric heat release, titanium disk, tantalum coating, simulation, finite element method.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ БИМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ИНДУКЦИОННО-РЕЗИСТИВНОГО НАГРЕВАТЕЛЯ

М.А. Федин, А.Б. Кувалдин, А.Р. Лепёшкин, М.А. Булатенко,
А.И. Василенко

ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва,
Россия

E-mail: FedinMA@mpei.ru

В работе представлены результаты исследования электромагнитных процессов в биметаллических индукционно-резистивных системах нагрева с различными конфигурациями внутреннего шунтирования. Методом компьютерного моделирования в среде ELCUT исследованы три варианта конструктивного исполнения с медным проводником сечением 16 мм². Показано, что вариации геометрии поперечного шунта и наличие воздушного зазора не оказывают существенного влияния на характеристики системы.

Ключевые слова: электромагнитное поле, индукционно-резистивная система нагрева, внутреннее шунтирование, компьютерное моделирование, потери на гистерезис.

Введение

В практике обеспечения температурного режима продукта в магистральных трубопроводах значительную эффективность демонстрирует индукционно-резистивные системы нагрева (ИРСН). Конструктивной особенностью стандартной ИРСН является коаксиальная конфигурация, сформированная ферромагнитной трубой и размещенным внутри нее изолированным токопроводящим элементом (рис. 1, а).

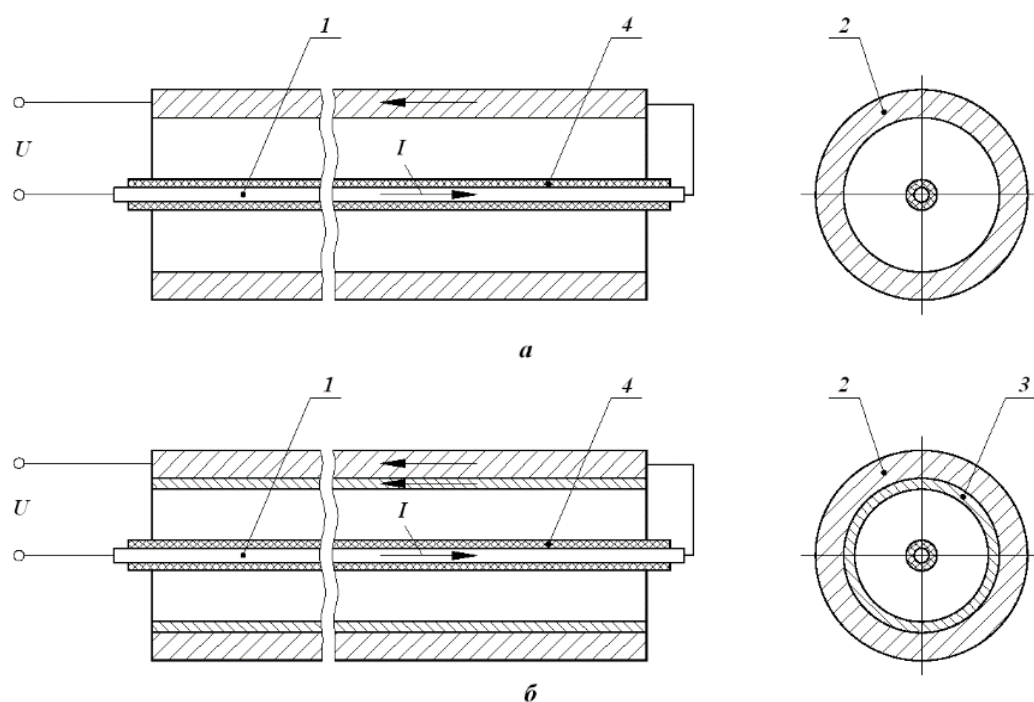


Рисунок 1 – Эскиз однослойной (а) и двухслойной (б) индукционно-резистивной системы нагрева:
1 – индуктор; 2 – ферромагнитный слой; 3 – медный слой; 4 – электроизоляция

Принцип действия системы заключается в подаче переменного напряжения между внутренним проводником и трубой с одного конца конструкции, в то время как с противоположного конца осуществляется их короткое замыкание. Вследствие встречной направленности токов в проводнике и трубе проявляются ярко выраженные электромагнитные эффекты: поверхностный скин-эффект и эффект близости. Их совместное действие приводит к концентрированию электрического тока в поверхностном слое внутренней стенки трубы. Данное явление обуславливает существенное снижение электрического потенциала на внешней поверхности трубы по сравнению с питающим напряжением, что, в свою очередь, позволяет выполнить её заземление и тем самым обеспечить высокий уровень электробезопасности эксплуатации.

К числу эксплуатационных преимуществ ИРСН следует отнести повышенную конструктивную надежность, оптимальный тепловой контакт с объектом нагрева (в частности, возможность приварки системы к металлической поверхности), а также отсутствие необходимости в развертывании сопроводительной инфраструктуры.

Указанный комплекс достоинств определяет целесообразность применения индукционно-резистивных систем в качестве предпочтительной альтернативы нагревательным кабелям при решении ряда задач низкотемпературного термостатирования, таких как обогрев трубопроводов сверхбольшой протяженности [1].

Эксплуатационная длина одной линии обогрева, как правило, ограничена величиной порядка 15 км. Данное ограничение является следствием зависимости между величиной питающего напряжения U , обычно не превышающего 5 кВ, и значение линейного падения напряжения в нагревателе, составляющего 0,3-0,5 В/м. Основным фактором, лимитирующим максимальное напряжение питания, является возникновение частичных разрядов в изоляционных компонентах системы при повышенных уровнях напряжения.

Важным конструктивным решением является возможность организации питания двух независимых плеч ИРСН от единой трансформаторной подстанции. Реализация данного подхода позволяет увеличить суммарную длину обогреваемого участка трубопровода и вдвое сократить количество требуемых подстанций. Эта особенность приобретает особую значимость в условиях отсутствия развитой электрической инфраструктуры вдоль трассы трубопровода.

ИРСН характеризуется значительной удельной мощностью, достигающей 120 Вт/м, и питаются от источников повышенного напряжения промышленной частоты [2].

Перспективным направлением для увеличения протяженности системы является снижение линейного падения напряжения без уменьшения мощности тепловыделения.

Данный эффект может быть достигнут путём внутреннего шунтирования ферромагнитной трубы с применением проводников, обладающих оптимизированной геометрией поперечного сечения.

В рамках данного исследования принимается, что внешний проводник (труба) обладает двухслойной биметаллической структурой. В данной конфигурации внутренний слой, характеризующийся высокой электропроводностью, формирует равномерное покрытие по всей внутренней окружности ферромагнитной трубы и находится в плотном механическом и электрическом контакте с ней [3].

На рис. 1, б приведен эскизный вариант ИРСН с двухслойной трубой (двухслойная ИРСН), где в качестве внутреннего слоя используется материал с высокой проводимостью, такие как медь. В этом случае суммарный ток обратного проводника представляет собой суперпозицию токов, протекающих соответственно в ферромагнитном и медных слоях [4].

Были смоделированы дополнительные случаи, направленные на анализ влияния геометрической конфигурации внутреннего шунта на электротехнические параметры ИРСН. В качестве объектов исследования рассматривались различные методы организации шунтирования: реализация биметаллического внешнего проводника, а также размещение внутри ферромагнитной трубы проводящей пластины или специализированного кабеля.

Математическое моделирование системы нагрева

Верификация эквивалентности рассмотренных методов внутреннего шунтирования проводилась методом компьютерного моделирования в программной среде *ELCUT*.

Для обеспечения корректности постановки краевой задачи были заданы граничные условия Дирихле первого рода на внешней границе расчётной области, где магнитный векторный потенциал принимается равным нулю ($A = 0$ Вб/м). Данное граничное условие позволяет моделировать бесконечно удалённую границу и обеспечивает однозначность решения задачи магнитостатики.

Задача формулируется как дифференциальное уравнение в частных производных относительно комплексной амплитуды векторного магнитного потенциала A ($B = \text{rot } A$, где B – вектор магнитной индукции). Вектор магнитной индукции предполагается лежащим в плоскости модели (x у или z), в то время как вектор плотности электрического тока j и векторный магнитный потенциал A ортогональны к нему.

Только компоненты j_z и A_z в плоской постановке и j_θ и A_θ в осесимметричном случае отличны от нуля. Будем обозначать их просто j и A . Уравнение для плоской задачи запишется как:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_y} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_x} \frac{\partial A}{\partial y} \right) - i\omega g A = -j_{\text{стор}},$$

где μ_x и μ_y – компоненты тензора магнитной проницаемости (постоянны в пределах каждого блока модели); $j_{\text{стор}}$ – сторонняя составляющая тока (постоянна в пределах каждого блока модели).

В ходе моделирования было принято допущение, что относительная магнитная проницаемость ферромагнитного слоя считается постоянной по его толщине и принимается равной среднему значению распределения магнитной проницаемости при идентичной величине напряженности магнитного слоя поверхности трубы [5, 6].

На основании проведённого комплекса численных исследований выполнен сравнительный анализ электромагнитных и энергетических параметров индукционно-резистивных систем нагрева классического исполнения (с использованием медного проводника сечением 16 мм^2 и диаметром $4,52 \text{ мм}$ (рис. 2, а)) с различными конфигурациями внутреннего шунтирования: система с цилиндрическим шунтом (рис. 2, б), конфигурация с шунтом секторного проводника (медной пластины) (рис. 2, в), с кольцевым зазором $0,2\text{--}0,3 \text{ мм}$ между шунтом и трубой (рис. 2, г).

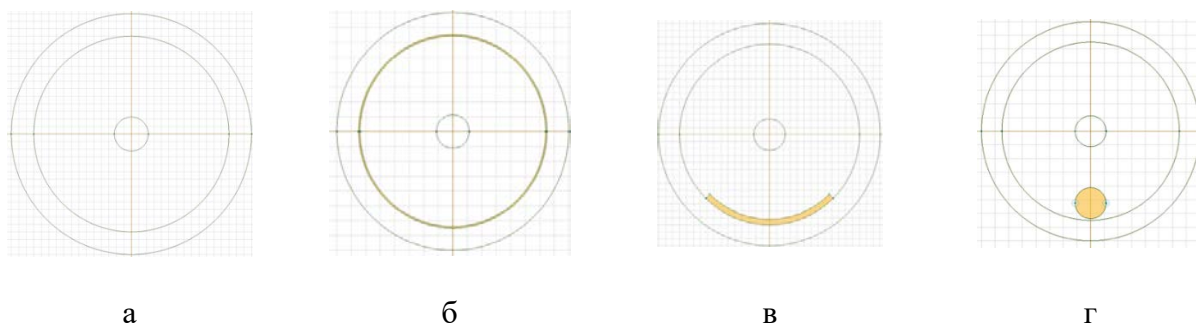


Рис. 2. Расчетные модели индукционно-резистивной системы нагрева:

- а – классическое исполнение системы,
- б – система с цилиндрическим шунтом,
- в – система с секторным шунтом в виде медной пластины,
- г – система с кольцевым зазором между шунтом и трубой.

Результаты математического моделирования

На основании проведенного комплекса численных исследований методом конечных элементов в программной среде *ELCUT* выполнен сравнительный анализ электромагнитных и энергетических параметров ИРСН с различными конфигурациями внутреннего шунтирования. Моделирование проводилось при частоте 50 Гц с введением поправки на гистерезисные потери с коэффициентом $k = 1500$ для обеспечения корректности расчётов. Определены основные электротехнические параметры системы: импеданс ферромагнитной трубы составил $45,5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом/м}$, а сопротивление медного шунта $R = 120,6 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}$, что определило коэффициент распределения токов равным $2,65$.

Анализ результатов моделирования выявил практическую идентичность интегральных энергетических параметров для всех трёх конфигураций. Распределение токов показало следующие значения: $58,11 \text{ А}$ – в ферромагнитной трубе, $153,99 \text{ А}$ – в медном шунте (рис. 3).

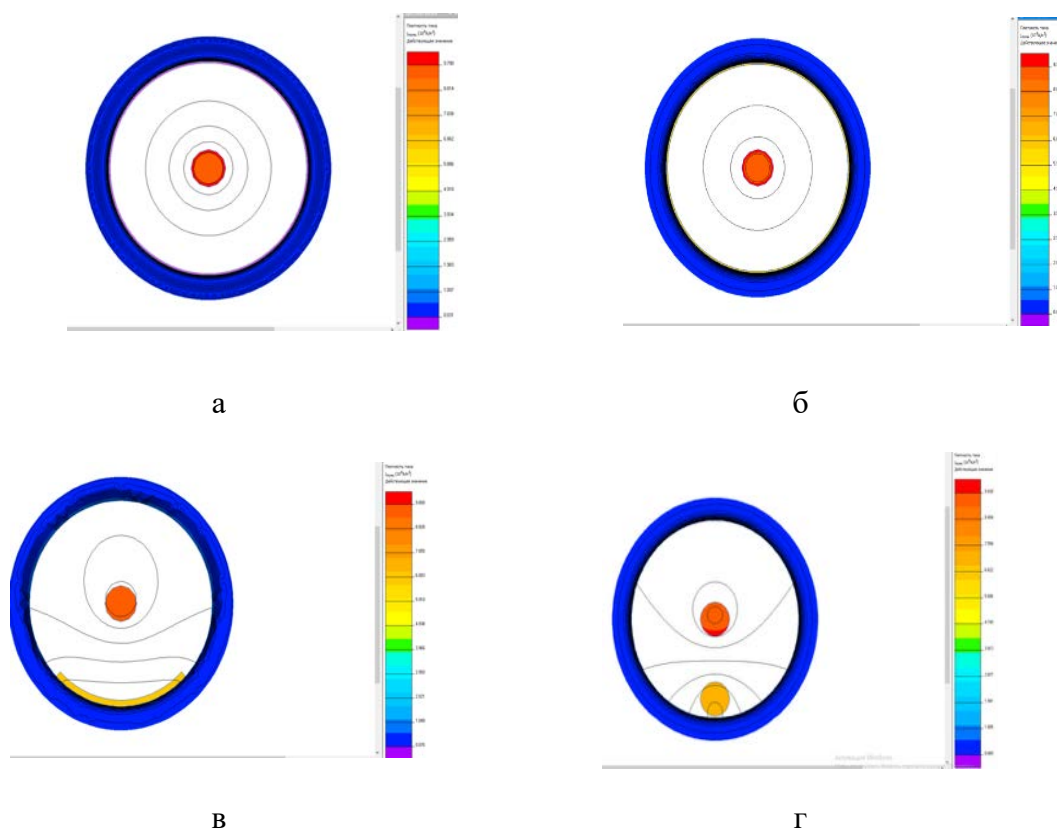


Рис. 3. Картина распределения электромагнитного поля в ИРСН:

- а – классическое исполнение системы
- б – система с цилиндрическим шунтом,
- в – система с секторным шунтом в виде медной пластины,
- г – система с кольцевым зазором между шунтом и трубой.

Результаты подтверждают эффективность шунтирования системы. При этом установлено, что вариации геометрии поперечного сечения шунта и наличие малого воздушного зазора не оказывают существенного влияния на интегральные характеристики системы. Совпадения результатов, полученных различными расчётными методами, подтверждают адекватность применённой методики моделирования. Доказанная эквивалентность рассмотренных конфигураций шунтирования расширяет возможности конструктивной оптимизации систем, что особенно актуально для задач увеличения длины обогреваемых участков без снижения энергетической эффективности. Полученные результаты представляют практическую ценность для проектирования систем термостатирования протяженных трубопроводов.

Заключение

В заключении следует отметить, что проведенное комплексное исследование позволило установить фундаментальные закономерности функционирования ИРСН с биметаллическими конфигурациями внутреннего шунтирования. Результаты численного моделирования, выполненные методом конечных элементов в программной среде ELCUT, доказали электродинамическую эквивалентность всех трёх рассмотренных вариантов конструктивного исполнения.

Установленный коэффициент распределения токов величиной 2,65 при приведённых значениях токов в ферромагнитном и медном слоях свидетельствует об эффективности предложенных методов шунтирования. Важным практическим результатом является доказательство независимости интегральных энергетических характеристик от геометрических вариаций поперечного сечения шунта и наличия малого воздушного зазора.

Полученные результаты имеют существенное значение для проектирования современных систем термостатирования протяженных трубопроводов, открывая новые возможности для энергетической эффективности.

Список литературы

1. Кувалдин А.Б., Струпинский М.Л., Хренков Н.Н., Шатов В.А. Математические модели для исследования электромагнитного поля в ферро-магнитных проводящих средах // Электричество, 2005, №11, С. 56 – 61.
2. Исследование параметров электромагнитного поля при индукционно-резистивном нагреве ферромагнитных материалов / М. А. Федин, А. Р. Лепешкин, А. Б. Кувалдин [и др.] // Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования): Материалы xxx международной конференции, Москва, 24–25 ноября 2023 года. – Москва: Издательство МЭИ, 2023. – С. 195-200.
3. Abramovski, I.E., Vlasov, V.S., Pleshev, D.A. et al. Investigating Nonlinear Modes of Magnetization Precession in a Two-Layer Ferromagnetic Structure. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 86, 606–609 (2022). <https://doi.org/10.3103/S1062873822050021>
4. Кувалдин А.Б., Струпинский М.Л., Хренков Н.Н., Федин М.А. Расчёт электрических и энергетических характеристик стержневого индуктора для нагрева ферромагнитной загрузки // Электричество, 2009, №10, С. 54 – 61.
5. Плотников С.М. Определение потерь на вихревые токи и на гистерезис в магнитопроводах электрических машин // Измерительная техника, 2020. № 11. С. 54 - 58.
6. Korzhov, V.P. Carbide Coatings on Metal Ribbons. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 85, 798–802 (2021). <https://doi.org/10.3103/S106287382107011X>

INVESTIGATION OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD OF A BIMETALLIC INDUCTION-RESISTIVE HEATER

**F.A. Fedin, A.B. Kuvaldin, A.R. Lepeshkin, M.A. Bulatenko,
A.I. Vasilenko**

National Research University "MPEI", Moscow, Russia

E-mail: FedinMA@mpei.ru

The paper presents the results of a study of electromagnetic processes in bimetallic induction-resistive heating systems with various configurations of internal bypass. Three design variants with a copper conductor with a cross-section of 16 mm² have been studied by computer simulation in the ELCUT environment. It is shown that variations in the geometry of the transverse shunt and the presence of an air gap do not significantly affect the characteristics of the system.

Key words: electromagnetic field, induction-resistive heating system, internal bypass, computer simulation, hysteresis losses.

СОДЕРЖАНИЕ

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ.....	3
ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ.....	5
МОСКОВСКИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ) –ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ПЕРЕДОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ЭНЕРГЕТИКИ И ИННОВАЦИОННОЙ ЭКОНОМИКИ Н.Д. РОГАЛЕВ.....	6
225 ЛЕТ СО ДНЯ ОТКРЫТИЯ ВОЛЬТОВА СТОЛБА П.А. БУТЫРИН, П.А. ПОЛЯКОВ, Ф.Н. ШАКИРЗЯНОВ.....	8
 СЕКЦИЯ 1: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ.....	 11
ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ С УЧЕТОМ ЕГО ТОРМОЗЯЩЕГО ЭФФЕКТА А.Р. ЛЕПЕШКИН, М.А. ФЕДИН, А.Б. КУВАЛДИН, А.В. ДАНЧЕНКО, С.С. КОНДРАШОВ.....	12
ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОДНОЧАСТОТНОМ И МНОГОЧАСТОТНОМ КООКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЯХ ПОВЫШЕННОЙ ЧАСТОТЫ А.Р. ЛЕПЕШКИН, М.А. ФЕДИН, А.Б. КУВАЛДИН, А.В. ДАНЧЕНКО, М.С. ОСИПОВА, М.А. БУЛАТЕНКО.....	19
ФИЗИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ И ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ЭЛЕКТРОЭРОЗИОННОЙ ОБРАБОТКЕ И НАНЕСЕНИИ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ А.Р. ЛЕПЕШКИН, М.А. ФЕДИН, А.Б. КУВАЛДИН, М.С. ОСИПОВА, С.С. КОНДРАШОВ, М.А. БУЛАТЕНКО.....	26
О ВЛИЯНИИ ИОНОВ ХРОМА НА МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ ГЕКСАФЕРРИТА БАРИЯ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ КОМБИНИРОВАННЫМ СПОСОБОМ В.Г. КОСТИШИН, А.Ю. МИРОНОВИЧ, М.Н. ШИПКО, Х.И. АЛЬ-ХАФАДЖИ, А.И. РИЛЬ, Е.С. САВЧЕНКО, М.А. СТЕПОВИЧ, В.В. КАЛМАНОВИЧ.....	34
МОРФОЛОГИЯ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_2\text{B}$ Т.П. КАМИНСКАЯ, М.А. СТЕПОВИЧ, М.Н. ШИПКО, Е.С. САВЧЕНКО, А.А. ВИРЮС, П.А. ПОЛЯКОВ, В.В. КАЛМАНОВИЧ.....	40
ОСОБЕННОСТИ МОРФОЛОГИИ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НИКЕЛЬ-ЗАМЕЩЁННЫХ НАНОЧАСТИЦ ГЕКСАФЕРРИТА БАРИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ГИДРОТЕРМАЛЬНОГО СИНТЕЗА А.Ю. МИРОНОВИЧ, В.Г. КОСТИШИН, М.Н. ШИПКО, Х.И. АЛЬ-ХАФАДЖИ, А.И. РИЛЬ, Е.С. САВЧЕНКО, М.А. СТЕПОВИЧ, В.В. КАЛМАНОВИЧ.....	46
ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ НА ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ А.В. НОСКОВ, С.В. БЛАЖЕВИЧ, Е.Д. ПРОНИНА, П.Д. ПУГИНА.....	52
КРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СЛОИСТОЙ СРЕДЕ С ТРЕМЯ СЛОЯМИ В ПЕРИОДЕ В ГЕОМЕТРИИ РАССЕЯНИЯ ЛАУЭ А.В. НОСКОВ, И.Н. БАРДАКОВА, Л.С. МАШКОВЦЕВА, Д.Ф. БИКБУЛАТОВА, Н.Р. ЯКУПОВА.....	59

ДПИ ПУЧКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В НАМАГНИЧЕННОЙ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ В ГЕОМЕТРИИ РАССЕЯНИЯ БРЭГГА <i>А.В. НОСКОВ, П.Д. ПУГИНА, К.А. СЕДОВА, М.С. МАКАРОВА</i>	66
ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА ПОСЛЕ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ В УСТАНОВКЕ ПЛМ «НИУ «МЭИ» <i>С.Д. ФЕДОРОВИЧ, В.П. БУДАЕВ, Ю.А. БОРИСОВА</i>	73
ФОТОННЫЕ ДОМЕНЫ ВО ВСЕЛЕННОЙ <i>Ф.Н. ШАКИРЗЯНОВ, П.А. БУТЫРИН, С.А. АБДУЛКЕРИМОВ, С.В. ДЯГИЛЕВА</i>	78
СЕКЦИЯ 2: ФИЗИЧЕСКИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ	82
ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНУЮ СЕЛЕКЦИЮ СИГНАЛОВ В СИСТЕМЕ ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ЖИГ МИКРОВОЛНОВОДОВ С ВКЛЮЧЕНИЕМ РЕЗОНАНСНОГО ЭЛЕМЕНТА <i>А.А. СОЛЯНОВ, П.А. ЖИРОНКИН, В.Д. КЛУСОВ, А.В. САДОВНИКОВ</i>	83
ДИНАМИКА СПИНОВЫХ ВОЛН В ЖИГ ДЕМУЛЬТИПЛЕКСОРЕ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ ОРТОГОНАЛЬНЫХ МИКРОВОЛНОВОДОВ С КОЛЬЦЕВЫМ РЕЗОНАТОРОМ <i>А.А. МАНЫШЕВА, К.Е. ЖУМАБЕКОВА, Н.Ю. ЯСНЕВ, А.В. САДОВНИКОВ</i>	87
ВЛИЯНИЕ УГЛА НАМАГНИЧИВАНИЯ НА ИНТЕРФЕРЕНЦИЮ СПИНОВЫХ ВОЛН В СИСТЕМЕ "МИКРОВОЛНОВОД-КОЛЬЦЕВОЙ РЕЗОНАТОР" С НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ВНУТРЕННЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ <i>Н.Ю. ЯСНЕВ, А.А. МАНЫШЕВА, К.Е. ЖУМАБЕКОВА, А.В. САДОВНИКОВ</i>	92
УПРАВЛЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ОБРАТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СУПЕРТОНКИХ ПЛЕНКАХ НА ОСНОВЕ БИГИРОТРОПНЫХ СРЕД <i>А.В. ЖАБОВА, С.В. ГРИШИН</i>	97
ОПИСАНИЕ ОБЪЕМНО-ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА <i>Э.Г. ЛОКК, С.В. ГЕРУС</i>	103
ОТРАЖЕНИЕ СВЕРХНАПРАВЛЕННОГО ЛУЧА ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ ОТ НЕМАГНИТНОЙ ПОЛОСЫ, СОЗДАННОЙ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ <i>С.В. ГЕРУС, Э.Г. ЛОКК</i>	110
СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ КОЭФФИЦИЕНТАМИ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИМИ ОБЪЕМНУЮ И ПОВЕРХНОСТНУЮ ЧАСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБРАТНОЙ ОБЪЕМНО-ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ <i>Э.Г. ЛОКК, С.В. ГЕРУС</i>	115
ТУННЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ПРЯМОЛИНЕЙНУЮ ПОЛОСУ НЕМАГНИТНОЙ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ, СОЗДАННУЮ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ <i>С.В. ГЕРУС, Э.Г. ЛОКК</i>	120

МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ПРОДОЛЬНО НАМАГНИЧЕННОМ БИГИРОТРОПНОМ ПОЛОСКОВОМ ВОЛНОВОДЕ С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ПЕРМАЛЛОЯ	<i>А.В. ЖАБОВА, С.В. ГРИШИН</i>	125
СЕКЦИЯ 3: ФИЗИКА СЛОЖНЫХ СИСТЕМ		131
ОЦЕНКА СРЕДСТВАМИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ НАКОПЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЛАВИНАХ В СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЗДУШНЫХ РАЗРЯДНЫХ ПРОМЕЖУТКАХ С ДИЭЛЕКТРИКАМИ	<i>А.В. ГАЛИМОВА, Н.Ю. ЛЫСОВ, А.А. БЕЛОГЛОВСКИЙ, Д.И. КОВАЛЕВ, С.В. БЕЛОУСОВ, М.А. КОШЕЛЕВ</i>	132
МАГНИТНАЯ СИЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ С ПОВЕРХНОСТНЫМ ПРОФИЛЕМ	<i>М.А. ПЯТАКОВ, М.Л. АКИМОВ, П.А. ПОЛЯКОВ</i>	138
РАСЧЁТНАЯ ОЦЕНКА НАЧАЛЬНОГО ЧИСЛА ЭЛЕКТРОНОВ В МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАВИН	<i>А.В. ГАЛИМОВА, А.А. БЕЛОГЛОВСКИЙ, С.В. БЕЛОУСОВ, Д.А. БУДАНОВА, Н.Ю. ЛЫСОВ, Т.П. ТАРАСОВА, Е.М. ТИМОФЕЕВ</i>	144
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕМЕНТА МАГНИТНОЙ СТРЕЙНТРОНИКИ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ МЕХАНИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН	<i>О.П. ПОЛЯКОВ, Д.А. ЖУКОВ, П.А. ПОЛЯКОВ, Е.П. ОРЛОВ, Д.В. КОСТЮК, В.В. АМЕЛИЧЕВ, С.И. КАСАТКИН</i>	150
СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК В ОКСИБОРАТАХ $\text{CO}_2\text{МЕВО}_5$ ($\text{ME} = \text{CO}, \text{Fe}$)	<i>А.Г. СМОЛЬНИКОВ, М.Е. КАШНИКОВА, Н.А. УТКИН, А.Ф. САДЫКОВ, Н.В. КАЗАК</i>	157
МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ СПИН-ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА С СИНТЕТИЧЕСКИМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОМ В КИЛОЭРСТЕДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ	<i>Д.В. ВАСИЛЬЕВ, О.П. ПОЛЯКОВ, П.А. ПОЛЯКОВ, Е.П. ОРЛОВ, В.В. АМЕЛИЧЕВ, Д.В. КОСТЮК, С.И. КАСАТКИН</i>	163
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ ОДНОРОДНОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	<i>А.В. МАТЮНИН, Г.М. НИКОЛАДЗЕ, П.А. ПОЛЯКОВ</i>	170
СТОХАСТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ НАНОГРАНУЛ В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОНДЕРОМОТОРНЫХ СИЛ	<i>В.С. ШЕВЦОВ, Е.А. ТОРОПОВА, П.А. ПОЛЯКОВ</i>	176
СЕКЦИЯ 4: ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ И ПОКРЫТИЙ		180
ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ СИЛЬНО ПОГЛОЩАЮЩИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В ВИДЕ ПЛАСТИН В КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН КВАЗИОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ	<i>А.В. МЯСНИКОВ, В.С. КУЗЬМИН, И.А. НАЛОГИН, П.Г. ПЕТРОВ, А.Г. НАЛОГИН, С.Ф. КУЗНЕЦОВ, М.П. ПАРХОМЕНКО, Д.С. КАЛЕНОВ</i>	181

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФЕРРИТОВЫХ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖЕК С МАЛЫМИ ПОТЕРЯМИ НА ОБРАЗЦАХ В ФОРМЕ ПЛАСТИН <i>И.А. НАЛОГИН, А.А. АЛЕКСЕЕВ, С.Б. САВИН</i>	187
ПРОГРАММНЫЙ МОДУЛЬ ДЛЯ АНАЛИЗА S-ПАРАМЕТРОВ И ПОДБОРА СОСТАВОВ МАТЕРИАЛОВ В ДИАПАЗОНЕ 3–70 ГГц С УЧЁТОМ ТЕНЗОРНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ВОЛНОВОДЕ TE₁₀ <i>В.С. ФЛАНДЕН, А.Н. УШКОВ</i>	195
МЕТОД МИКРОПОЛОСКОВОГО КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА ДЛЯ КОНТРОЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КЕРАМИЧЕСКИХ ПОДЛОЖЕК В УСЛОВИЯХ СЕРИЙНОГО ПРОИЗВОДСТВА <i>В.С. КУЗЬМИН, А.А. АЛЕКСЕЕВ, И.А. НАЛОГИН, М.В. МАТЯШ, Г.Е. ЛЕПИЛОВ</i>	199
МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФЕРРИТОВЫХ И КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ РАЗРАБОТКЕ И СЕРИЙНОМ ПРОИЗВОДСТВЕ <i>В.С. КУЗЬМИН, А.В. МЯСНИКОВ, А.Г. НАЛОГИН, А.А. АЛЕКСЕЕВ, И.А. НАЛОГИН, Г.Г. ЩУЧКИН, В.В. ПАРШИН, Е.А. СЕРОВ, М.П. ПАРХОМЕНКО, Д.С. КАЛЕНОВ</i>	203
РАЗРАБОТКА ФЕРРИТОВЫХ РАЗВЯЗЫВАЮЩИХ УСТРОЙСТВ КА-ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ НА ОСНОВЕ ТЕХНОЛОГИИ LTCC <i>Д.Н. ПОЛОЗОВ, А.Г. НАЛОГИН, В.С. КУЗЬМИН, А.Н. ПАШКОВ, В.Р. ЧЕРНЫШЕВ</i>	208
СЕКЦИЯ 5: ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ И АГРЕГАЦИЙ	212
ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НОВЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ЭПОКСИДНЫХ СМОЛ <i>Д.И. КОВАЛЕВ, Д.В. ГОЛУБЕВ, С.А. ЕЛФИМОВ, А.А. НЕСТЕРЕНКО, Д.А. КРУГЛИКОВ</i>	213
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ОБОРУДОВАНИЯ С НОВЫМ ТИПОМ ПОЛИМЕРНОЙ ИЗОЛЯЦИИ <i>Д.И. КОВАЛЕВ, Д.В. ГОЛУБЕВ, С.А. ЕЛФИМОВ, А.А. НЕСТЕРЕНКО, Д.А. КРУГЛИКОВ</i>	219
ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРИФИКАЦИИ МОБИЛЬНЫХ ПОЛЕВОДЧЕСКИХ РАБОТ В СЕЛЬСКОМ ХОЗЯЙСТВЕ <i>С.А. ЮСУПОВ</i>	228
РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕЛИО-ГРАВИТАЦИОННЫХ АККУМУЛИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ (ГГАЭС) <i>М.В. ШАМСИЕВ, С.А. АБДУЛКЕРИМОВ, Д.Т. МАМАДЖАНОВА</i>	232
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ДВУМЕРНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ НА ОСНОВЕ СВЯЗАННЫХ ЕВГ ВОЛНОВОДОВ <i>С.Е. БАНКОВ, В.И. КАЛИНИЧЕВ, Е.В. ФРОЛОВА</i>	237

ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТРЕХМЕРНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ СВЯЗАННЫХ КОАКСИАЛЬНЫХ ЛИНИЙ <i>С.Е. БАНКОВ</i>	243
СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ИНДУКЦИОННО- РЕЗИСТИВНОЙ СИСТЕМЫ НАГРЕВА ДЛЯ ВЫРАВНИВАНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ ТРИЗ <i>М.А. БУЛАТЕНКО, М.А. ФЕДИН</i>	250
КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕЦИАЛЬНОГО ТРАНСФОРМАТОРА ДЛЯ ВНУТРИСИСТЕМНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ <i>М.А. ФЕДИН, М.А. БУЛАТЕНКО, Е.В. КАЧАЛИНА, С.А. КОРОБКОВ, НИКОЛЯ ЭРО, П.В. ПЕТРОВ</i>	256
МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОВОЛНОВОЙ АНТЕННЫ НА СДВОЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ С ЗОНДОВЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ <i>Л.В. АЛЕКСЕЙЧИК, М.П. ЖОХОВА, А.А. КУРУШИН</i>	262
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ СВЧ <i>Л.В. АЛЕКСЕЙЧИК, М.П. ЖОХОВА, А.А. КУРУШИН</i>	272
ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И ХАРАКТЕРИСТИК У МАТЕРИАЛОВ РОТОРОВ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ <i>С.Ю. ОСТАНИН, Н. АБДУГАЛИЕВ, М.Г. КОНОВАЛОВ, И.А. ФЕДОРОВ, ЦУЙ ШУМЭЙ</i>	277
ТЕХНОЛОГИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ХРОМОКОБАЛЬТОВЫХ СПЛАВОВ ДЛЯ РОТОРОВ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ ДЛЯ ЭЛЕКТРОПРИВОДОВ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ И СВЕРХВЫСОКОСКОРОСТНЫХ СИСТЕМ <i>С.Ю. ОСТАНИН, Н. АБДУГАЛИЕВ, А.С. ЛИСКИН, М.Г. КОНОВАЛОВ, ЧЖУ ЧУНБО</i>	284
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ЭНЕРГИИ С НЕЛИНЕЙНЫМИ МАГНИТНЫМИ ЦЕПЯМИ <i>С.Ю. ОСТАНИН, М.Г. КОНОВАЛОВ, Ф.Д. УСПЕНСКИЙ, ЦУЙ ШУМЭЙ, ЧЖУ ЧУНБО</i>	291
ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КОЭФФИЦИЕНТ НЕЛИНЕЙНОСТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ С ТОНКОЙ АМОРФНОЙ ПЛЕНКОЙ $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ <i>Ю.М. НОСОВА, Ю.С. БАСАРЕВ</i>	298
ОБЪЕМНОЕ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЕ ПРИ ИНДУКЦИОННОМ НАГРЕВЕ В СТРУКТУРЕ «ТИТАНОВЫЙ ДИСК – ТАНТАЛОВЕ ПОКРЫТИЕ» <i>М.А. ФОМИНА, В.А. КОШУРО, А.В. ВОЙКО, К.А. НОВИКОВ, А.А. ФОМИН</i>	304
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ БИМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ИНДУКЦИОННО-РЕЗИСТИВНОГО НАГРЕВАТЕЛЯ <i>М.А. ФЕДИН, А.Б. КУВАЛДИН, А.Р. ЛЕПЁШКИН, М.А. БУЛАТЕНКО, А.И. ВАСИЛЕНКО</i>	309

Научное издание

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И МАТЕРИАЛЫ
(ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)

XXXII МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
МАТЕРИАЛЫ

ELECTROMAGNETIC FIELD AND MATERIALS
(FUNDAMENTAL PHYSICAL RESEARCHES)

XXXII INTERNATIONAL CONFERENCE
PROCEEDINGS

Компьютерная верстка Ю.И. Захаровой

Подписано в печать	21.11.25.	Печать ризография	Формат 60x84 1/16
Печ. л. 20,0	Тираж 21 экз.	Изд. № 25н-131	Заказ

Оригинал-макет подготовлен в РИО НИУ «МЭИ».

111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 14.

Отпечатано в типографии НИУ «МЭИ».

111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 13.