

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН

На правах рукописи

Ветошко Петр Михайлович

**ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ОДНОРОДНЫМ ВРАЩЕНИЕМ ФЕРРИТ-
ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК В ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ
МАГНИТНЫХ СЕНСОРОВ**

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Шавров Владимир Григорьевич

Москва – 2017

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	5
1 Физические механизмы возникновения магнитных флуктуаций в объеме магнитного элемента сенсора при различных процессах перемагничивания.....	16
1.1 Флуктуации намагниченности в сенсорах с объемным сердечником.....	16
1.2 Нестационарность процесса перемагничивания ферромагнитного микропровода трансляционным движением доменной стенки.....	20
1.3 Перемагничивание сердечников когерентным вращением вблизи равновесного положения намагниченности.....	23
1.4 Циркулярное вращение намагниченности в плоскости тонкой пленки.....	26
2 Особенности процесса перемагничивания феррит-гранатовых пленок вращающимся магнитным полем в плоскости (111)	28
2.1 Влияние анизотропных свойств феррит-гранатовой пленки на вращение намагниченности в плоскости (111).....	28
2.1.1 Выбор кристаллографической ориентации для плоскости вращения.....	28
2.1.2 Векторный отклик на внешнее квазистационарное магнитное поле.....	30
2.1.3 Взаимная компенсация влияния первой и второй констант кубической анизотропии в плоскости (111).....	35
2.2 Динамическая магнитная восприимчивость феррит- гранатовых монокристаллических пленок в плоскости (111).....	37
2.3 Оценки амплитуды и частоты вращения магнитного поля необходимого для реализации режима вращения намагниченности в плоскости пленки.....	39
2.4 Алгоритм векторного измерения внешнего квазистационарного поля.....	40

2.5	Экспериментальное исследование магнитной восприимчивости в плоскости (111) замещенных ферритов-гранатов	41
2.5.1	Зависимость магнитной восприимчивости в плоскости (111) от X, Y и Z компонент вектора внешнего магнитного поля.....	41
2.5.2	Экспериментальная установка для измерения угловой зависимости магнитной восприимчивости.....	42
2.5.3	Результаты измерений магнитной восприимчивости в плоскости (111) феррит-гранатовых пленок составов $Y_3Fe_5O_{12}$, $Tm_3Fe_{4.3}Sc_{0.7}O_{12}$, и $Lu_{2.15}Pr_{0.85}Fe_5O_{12}$	44
2.5.4	Зависимость поля наведенной магнитной анизотропии в плоскости (111) от констант одноосной и кубической анизотропии феррита-граната	52
2.6	Выводы.....	54
3	Терромагнитные флуктуации при когерентном вращении намагниченности в плоскости магнитной пленки.....	56
3.1	Флуктуационно-диссипационные соотношения при когерентном вращении намагниченности в плоскости феррит-гранатовой пленки.....	56
3.2	Особенности диссипации энергии в реальных кристаллах феррита-граната.....	58
3.3	Экспериментальная методика измерения комплексной магнитной восприимчивости.....	60
3.4	Оценка параметров диссипации магнитных пленок феррита-граната с учетом вклада упругой релаксации	65
3.5	Оценка величины магнитного шума сенсора с учетом влияния возбуждающих катушек.....	68
3.6	Выводы.....	71
4	Измерение вектора магнитного поля путем регистрации ангармонизма вращения вектора намагниченности в пленке феррита-граната.....	73

4.1	Распределение намагниченности в краевых областях пленочного образца феррита-граната и определение критериев перехода в состояние насыщения.....	73
4.1.1	Влияние формы края на процесс насыщения пленочного феррит-гранатового элемента.....	73
4.1.2	Микромагнитное моделирование распределения намагниченности в феррит-гранатовом диске со ступенчатым профилем края методом конечных разностей.....	77
4.1.3	Микромагнитное моделирование распределения намагниченности в феррит-гранатовом диске со ступенчатым профилем края методом конечных элементов.....	82
4.1.4	Технология изготовления феррит-гранатового диска со ступенчатым профилем края.....	85
4.1.5	Экспериментальное изучение влияния степени насыщения магнитного элемента на собственный магнитный шум сенсора .	90
4.2	Реализация сенсорного элемента на основе вращения намагниченности в феррит-гранатовом диске.....	92
4.3	Спектральная плотность шума магнитометра на основе диска из феррит-гранатовой пленки $Tm_3Fe_{4.3}Sc_{0.7}O_{12}$	99
4.4	Предельно достижимые параметры магнитометров на основе феррит-гранатовых структур и пути их реализации.....	101
4.5	Выводы.....	104
	Заключение.....	106
	Список Литературы.....	109
Приложение 1	Измерения магнитокардиограмм с помощью магнитомодуляционного сенсора магнитного поля на основе пленок феррита-граната	127
Приложение 2	Программа симуляции процесса перемагничивания диска с трехступенчатым краем.....	132

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертации

В настоящее время в мире идут интенсивные поиски явлений и способов, позволяющих регистрировать магнитные поля с высокой чувствительностью и пространственным разрешением. Это диктуется потребностью таких областей, как системы безопасности, а также такими важными научными направлениями, как спинтроника и медицина. Например, бурное развитие медицинских методов диагностики с применением магнитных наночастиц, таких как иммуноферментный анализ, гипертермия и транспорт лекарств обуславливает вновь возникающие потребности в сверхчувствительных магнитных измерениях для диагностики “*in-vivo*” магнитных наномаркеров для обнаружения и локализации патологий. Самыми чувствительными датчиками магнитного поля на сегодняшний день являются охлаждаемые сверхпроводящие квантовые магнитометры (СКВИД-магнитометры), работающие при гелиевой температуре, но эти приборы дороги и мало технологичны.

Особое место среди средств регистрации магнитных полей занимают магнитомодуляционные сенсоры с использованием магнитоупорядоченного материала, поскольку они обеспечивают наибольшую энергию взаимодействия с исследуемым полем и, потенциально, чрезвычайно высокую чувствительность, не требуют охлаждения, дешевы и технологичны.

Принцип действия магнитомодуляционного датчика (феррозонда) основан на регистрации нарушения симметрии петли гистерезиса магнитного сердечника в присутствии внешнего измеряемого поля, возникающей вследствие нелинейности процесса намагничивания. Нарушение симметрии порождает четные гармоники сигнала перемагничивания, амплитуда которых пропорциональна величине измеряемого поля.

Чувствительность феррозондов определяется флуктуациями магнитной энергии сердечника, возникающими в процессе перемагничивания, которые,

как правило, на много порядков превышают энергию взаимодействия магнитного сердечника с измеряемым магнитным полем. Причина этого состоит в том, что физическая картина процесса перемагничивания сердечника феррозонда чрезвычайно сложна. Это неравновесный и нестационарный процесс, сопровождающийся, как правило, образованием доменных структур, динамических неустойчивостей и т.д. Традиционным способом решения этой проблемы является использование магнитных сердечников с высокой намагниченностью и малой анизотропией на основе железо-никелевых сплавов. Это позволяет уменьшить размер и увеличить число доменов в пределах магнетика и тем самым получить более гладкое усреднение кривой перемагничивания. Однако, при этом сохраняется стохастический характер возникновения и уничтожения доменов в процессе перемагничивания, сама кривая зависимости намагниченности от приложенного к магнетику поля будет состоять из множества ступенек, связанных с процессами перестройки доменной структуры – скачками Баркгаузена.

Существует альтернативный подход к решению этой проблемы, который заключается в контроле процесса перемагничивания в основном объеме чувствительного элемента магнитометра. Такой контроль может быть осуществлен посредством насыщения магнетика в каждый момент времени процесса перемагничивания. С практической точки зрения интерес к этим сенсорам связан с тем, что в них чувствительность и пространственное разрешение приближаются к теоретическому пределу, обусловленному тепловыми флуктуациями в магнитоупорядоченной среде.

До сих пор исследования процессов перемагничивания когерентным вращением намагниченности в основном проводились на тонких пермалловых пленках, однако для насыщения пермалловой пленки толщиной более 100 нм перпендикулярно краю пленки требуется приложить поле сравнимое с намагниченностью самой пленки. Это ограничивало угол поворота намагниченности и соответственно применение принципов

симметрии для измерения магнитного поля. Очевидно, что дисперсия анизотропии, характерная для поликристаллических материалов, и высокая намагниченность пермаллоя стали основными препятствиями при реализации детерминированных процессов перемагничивания. В результате чувствительность датчиков на основе пермаллоя составляет в лучших образцах $\sim 10^{-7}$ Э/Гц^{0.5}.

В этой связи использование в качестве сердечников магнитометров высокосовершенных монокристаллических эпитаксиальных пленок феррит-гранатов представляется весьма перспективным для повышения чувствительности сенсоров. Помимо высокого структурного совершенства и отсутствия дефектов, такие пленки обладают стабильными и однородными по объему параметрами магнитной анизотропии, что особенно важно для обеспечения малошумящего вращения вектора намагниченности. Кроме того, многие ферриты-гранаты отличаются рекордно низким параметром затухания, а как следует из флуктуационно-диссипационных соотношений, этот параметр определяет предельную чувствительность сенсора.

Тем не менее, несмотря на очевидные преимущества перемагничивания когерентным вращением намагниченности феррит-граната, существует лишь крайне ограниченное число работ, посвященных созданию и исследованию таких элементов. Это связано, прежде всего, со специфическими требованиями налагаемыми условиями монодоменности на материальные константы феррита-граната и форму рабочего элемента сенсора.

Прежде всего, необходимо определить состав и кристаллографическую ориентацию монокристаллической пленки феррита-граната, чтобы скомпенсировать влияние кубической анизотропии на вращение вектора намагниченности в плоскости пленки. Также достижение монодоменного состояния требует детального анализа распределения намагниченности, возникающего в объеме рабочего тела сенсора в зависимости от формы элемента, величины намагниченности и приложенного магнитного поля. Для оптимального выбора режима возбуждения сенсора необходимы

экспериментальные данные о магнитной восприимчивости чувствительного элемента магнитного сенсора в зависимости от частоты вращения и величины возбуждающего поля.

Цель и задачи работы:

Выяснение особенностей перемагничивания монокристаллических пленок замещенных ферритов-гранатов в зависимости от состава, формы образца, кристаллографической ориентации, величины намагниченности, одноосной и кубической анизотропии в диапазоне насыщающих полей 10 - 20 Э и в диапазоне частот 10^3 - 10^6 Гц с целью реализации возможности регистрации сверхслабых магнитных полей вплоть до 10^{-9} Э и менее.

Для достижения поставленной цели были поставлены следующие задачи:

1. Провести теоретическое и экспериментальное исследование динамики намагничивания эпитаксиальной феррит - гранатовой пленки с ориентацией (111) в диапазоне частот до 1 МГц с учетом первой и второй констант кубической магнитной анизотропии.

2. На основании полученных данных изготовить образцы пленок феррита-граната, с эффективным полем анизотропии в плоскости пленки, менее 0,1 Э.

3. Реализовать метод измерения полного вектора магнитного поля путем регистрации ангармонизма вращения вектора намагниченности в пленке феррита-граната с кристаллографической ориентацией (111).

4. Провести теоретические анализ и экспериментальные исследования величины тепловых флуктуаций намагниченности в объеме чувствительного элемента на основе монокристаллической пленки феррита-граната.

5. Определить распределение намагниченности в краевых областях пленочного образца феррита-граната и выяснить критерии перехода в насыщенное состояние, с учетом влияния краевых областей пленки. Изготовить образцы с минимальным полем насыщения в плоскости пленки.

Научная новизна и практическая значимость работы

В диссертации определены условия, при которых наступает компенсация вкладов от кубической анизотропии четвертого и шестого порядков в эффективную анизотропию в плоскости (111) кубического магнетика.

Изготовлены образцы замещенных редкоземельных ферритов-гранатов с наведенным в плоскости полем анизотропии менее, чем $3 \cdot 10^{-2}$ Э, что на два порядка величины меньше, чем в незамещенном железо-иттриевом гранате. Определены критерии минимизации уровня магнитного шума сенсора с учетом вкладов от магнитного материала и возбуждающего резонатора.

Методом микромагнитного моделирования обоснована и экспериментально реализована схема снижения поля насыщения магнитной пленки в форме диска путем плавного уменьшения толщины в направлении края диска.

Практическая значимость заключается в том, что на основе исследования процесса циркулярного вращения намагниченности в плоскости тонкой пленки феррита-граната построен магнитометр с уровнем собственного шума 10^{-9} Э/Гц^{0.5} (100 фТл/Гц^{0.5}). Продемонстрированный уровень чувствительности на два порядка величины лучше уровня существующих магнитомодуляционных сенсоров. В модельных экспериментах показана возможность регистрации магнитокардиограмм мелких животных. Применение новых датчиков по сравнению с традиционными сверхпроводящими магнитометрами имеет преимущество в экономичности, удобстве эксплуатации, технологичности.

Работы по применению новых датчиков поддержаны грантами: МНТЦ 3134 «Демонстрация использования магнитно-индукционных методов в системах обнаружения и противодействия контрабанде оружия», РФФИ 14-07-00943 «Магнитомодуляционные сенсоры на эпитаксиальных пленках феррит-граната с рекордной чувствительностью», РФФИ 14-32-00010 «Сверхчувствительные сенсоры магнитного поля для магнитокардиографии».

Основные положения и результаты, выносимые на защиту

1. Существует оптимальная комбинация параметров: кристаллографической ориентации, констант K_1 и K_2 кубической анизотропии, одноосной анизотропии и намагниченности магнитной пленки, которая обеспечивает нулевое поле анизотропии в плоскости пленки феррита-граната с ориентацией (111).

2. Эпитаксиальные пленки феррита-граната состава $Tm_3Fe_{4.3}Sc_{0.7}O_{12}$ с ориентацией (111) демонстрируют величину поля анизотропии в плоскости пленки около 0.03 Э. Это на два порядка меньше, чем анизотропия в плоскости (111) феррит-гранатовых пленок стехиометрического состава $Y_3Fe_5O_{12}$.

3. Ангармонизм вращения вектора намагниченности пленки феррита-граната, вызванный совместным действием циркулярно вращающегося в плоскости пленки насыщающего поля и произвольно направленного внешнего квазистационарного измеряемого поля несет в себе информацию обо всех трех компонентах вектора измеряемого поля.

4. Полный шум сенсора определяется суммой вкладов электромагнитной системы и магнитного материала. Собственный магнитный шум эпитаксиальной пленки феррита-граната определяется намагниченностью насыщения и параметром диссипации магнитного материала пленки. Доминирующим является вклад от возбуждающей электромагнитной системы. Полный шум сенсора снижается при уменьшении поля насыщения магнитной пленки и увеличении частоты вращения намагниченности.

5. Величина поля насыщения магнитной пленки феррита-граната в форме диска может быть существенно снижена путем плавного уменьшения толщины в направлении края диска.

6. Уровень собственных шумов магнитометра, использующего циркулярное вращение намагниченности в плоскости тонкой пленки феррита-граната, составляет не более 10^{-9} Э/Гц^{0.5}, что на два порядка ниже уровня шума существующих магнитомодуляционных сенсоров. Увеличение

чувствительности достигнуто благодаря высокой степени насыщения пленки феррита-граната, малой величине поля анизотропии в плоскости вращения, а также низкому уровню диссипации в феррите-гранате.

Степень достоверности

Достоверность полученных результатов обусловлена многократным повторением экспериментов, использованием высококачественных монокристаллических пленок ферритов-гранатов, полученных методом жидкофазной эпитаксии, надежных экспериментальных и теоретических методик, удовлетворительным соответствием основных теоретических положений с результатами компьютерного моделирования и экспериментальными данными.

Личный вклад автора

Личный вклад автора заключался в постановке цели и конкретных задач исследования, проведении измерений магнитной восприимчивости магнитных пленок, анализе полученных данных, подбором состава эпитаксиальных пленок феррита-граната, микромагнитном моделировании распределения намагниченности и измерении шумовых характеристик магнитометров.

Результаты, изложенные в диссертации, получены автором в кооперации с сотрудниками лаборатории Магнитных явлений ИРЭ РАН, микромагнитное моделирование проводилось в кооперации с сотрудниками отдела проектирования микроэлектронных компонентов для нанотехнологий ИППМ РАН, магнитные измерения проводились в кооперации с сотрудниками группы магнитооптики и плазмоники Российского Квантового Центра, эпитаксиальный рост пленок ферритов-гранатов проводился совместно с сотрудниками НПО «Карат».

Апробация работы

Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались на:

- 38-th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Minneapolis, Minnesota, november 15-18, 1993;
- 6-th European Magnetic Materials and Applications Conference. Vien, Austria, September 4-8, 1995;
- 7-th International Symposium on Non-linear Electromagnetic Systems. Cardiff, Wales, September 17-20, 1995;
- 7th International conference on ferrites. Bordeaux, France, September 3-6, 1996;
- 1st European Conference on Magnetic Sensors & Actuators. Iasi, Romania, July 22-24, 1996;
- 3rd European Conference on Magnetic Sensors & Actuators. Dresden, Germany, July 19-21, 2000;
- International Scientific Scholl: High Sensitivity Magnetometer-Sensors & Applications. Port-Bail, France, November 4-8, 2002;
- 4th European Conference on Magnetic Sensors & Actuators. Athens, Greece, July 3-5, 2002;
- Eurosensors XVII Conference. Guimaraes, Portugal, September 21-24, 2003;
- Юбилейной XX международной школе-семинаре "Новые магнитные материалы микроэлектроники", приглашенный доклад. Москва, 12-16 июня, 2006;
- Ninth World Congress "Biosensors-2006", oral talk. Toronto, Canada, May 10-12, 2006;
- 6th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators "EMSA-2006", oral talk. Bilbao, Spain, July 2-5, 2006;
- Доклад на заседании секции "Магнетизм" Научного совета РАН по физике конденсированных сред. Москва, 8 декабря, 2006;
- 6th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators, "EMSA-2008", oral talk. Caen, France, 30 June - 2 July, 2008;
- 11th International Conference on Advanced Materials. Rio de Janeiro, Brasil, Sept.20-25, 2009;
- MPMNS'10. Donetsk, Ukraine, May 29, 2010;

- 8th European Magnetic Sensors Conference (EMSA). Bodrum, Turkey, July 4-7, 2010;
- 9th European Magnetic Sensors & Actuators Conference. Prague, Czech., 1-4 of July, 2012;
- V Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism": Nanomagnetism (EASTMAG-2013), invited oral talk. Russky Island, Vladivostok, Russia. 15-21 September 2013;
- Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2014). Moscow, 29 June – 3 July 2014;
- 10th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators, EMSA-2014, Vienna, Austria, July 6 – 9, 2014;
- 20th International Conference on Magnetism, Barcelona, Spain, 5-10 July 2015;
- 11th European Magnetic Sensors and Actuators Conference (EMSA), invited oral talk. Torino, Italy, 11–16 July, 2016;
- VI Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" (EASTMAG-2016), oral talk. Krasnoyarsk, Russia, August 15 -19, 2016;
- 8th Joint European Magnetic Symposia (JEMS2016), oral talk. Glasgow, UK, August 21-27, 2016.

Соответствие диссертации паспорту специальности

Содержание диссертации соответствует пункту 2. «Экспериментальные исследования магнитных свойств и состояний веществ различными методами, установление взаимосвязи этих свойств и состояний с химическим составом и структурным состоянием, выявление закономерностей их изменения под влиянием различных внешних воздействий» паспорта специальности 01.04.11 – физика магнитных явлений.

Публикации

Основное содержание работы изложено в 18 статьях в журналах, включенных в Перечень ВАК и индексируемых в Web of Science, и в 3 патентах, результаты диссертационной работы были представлены на 24

международных и российских конференциях.

Диссертационная работа соответствует требованиям, установленным п.14 Положения о присуждении ученых степеней. Текст диссертации представляет собой научно-квалификационную работу, не содержит заимствованного материала без ссылки на автора и (или) источник заимствования, не содержит результатов научных работ, выполненных в соавторстве, без ссылок на соавторов.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитированной литературы из 175 наименований и 2-х приложений. Диссертация изложена на 134 страницах, включая 2 приложения, содержит 5 таблиц, 81 формулу и 71 рисунок.

Основное содержание работы:

Во введении обоснована актуальность темы исследования, приведено краткое описание состояния проблемы, сформулирована цель работы, научная новизна, описана структура диссертации, изложены основные научные положения, выносимые на защиту.

Первая глава содержит обзор основных свойств магнитных материалов и способов перемагничивания чувствительных элементов магнитных сенсоров с внешней модуляцией. Показано, что порог чувствительности магнитного сенсора с внешней модуляцией может быть уменьшен вплоть до предельных значений при перемагничивании путем когерентного вращения. Выявлены преимущества применения железиттриевого граната в качестве рабочего материала магнитного сенсора.

Вторая глава содержит теоретические и экспериментальные исследования магнитной восприимчивости кубического магнетика при перемагничивании путем когерентного вращения в плоскости монокристаллической тонкой магнитной пленки.

Третья глава посвящена оценке термодинамических флуктуаций в сенсоре с учетом тепловых возбуждений в магнетике и возбуждающих катушках.

В четвертой главе рассмотрены критерии перехода пленки в монокристаллическое состояние, описана установка для измерения степени насыщения магнетика, описана процедура оптимизации профиля толщины чувствительного элемента с целью уменьшения поля насыщения. Приведена блок-схема магнитометра и результаты магнитных измерений.

В приложении 1 приведены результаты биомагнитных измерений, выполненных с помощью магнитометра на основе феррит-гранатовой пленки. Показана возможность прямых измерений магнитокардиограммы человека, без накопления сигнала, с видимым отношением сигнал/шум порядка 10. Приведены данные векторных измерений магнитокардиограмм мелких животных, выполненные в компактном, пермалловом магнитном экране.

В приложении 2 приводится программа расчета распределения намагниченности методом конечных разностей для трехступенчатого диска феррита-граната.

1 ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ОБЪЕМЕ МАГНИТНОГО ЭЛЕМЕНТА СЕНСОРА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССАХ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

1.1 Флуктуации намагниченности в сенсорах с объемным сердечником

С момента своего изобретения в 1936 году [1], сенсор с модуляцией магнитного потока сердечника – феррозонд, остается одним из самых чувствительных и простых в реализации приборов для измерения магнитного поля. Принцип действия всех феррозондов примерно одинаков: возбуждающее поле, модулирующее магнитную проницаемость сердечника, должно приводить весь объем магнитного материала в состояние полного насыщения. Кривая гистерезиса магнитного сенсора и форма возбуждающего сигнала должны быть совершенно симметричны, тогда в отсутствие измеряемого поля выходной сигнал, пропорциональный намагниченности сердечника, содержит только нечетные гармоники. Внешнее измеряемое магнитное поле нарушает симметрию кривой намагничивания сердечника и вызывает появление четных гармоник на выходе сенсора [2,3].

Условие полного насыщения сердечника в цикле перемагничивания возбуждающим полем необходимо для устранения эффекта памяти о предыстории состояния намагниченности, прежде всего, локальных участков сердечника с обратной фазой намагниченности - “perming effect” [4]. На рис.1.1 схематически изображен феррозонд Ашенбреннера и Губо [1].

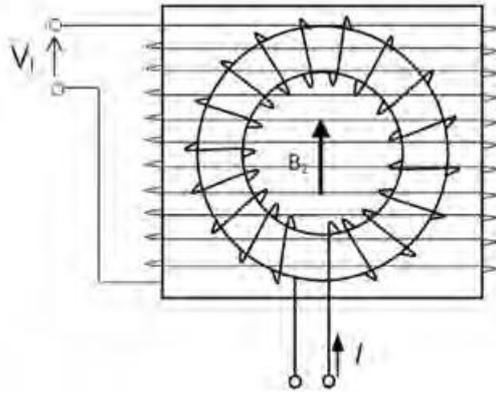


Рисунок 1.1. Феррозонд Ашенбреннера и Губо.

Кольцевая форма сердечника феррозонда позволяла достигать насыщения материала вследствие замыкания магнитного потока в объеме сердечника. В то же время коэффициент заполнения измерительной катушки магнитным материалом оставался невысоким, что ограничивало возможности данной конструкции.

Для устранения этого недостатка в начале 1940х годов Ф. Фёрстер разработал схему со стержневым сердечником [5] (рис 1.2).

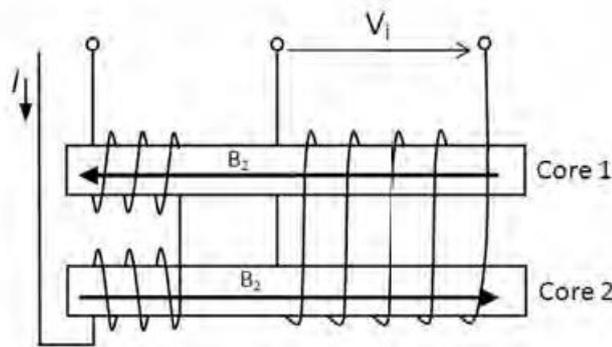


Рисунок 1.2. Феррозонд со стержневым сердечником.

В такой конструкции размагничивание по отношению к измеряемому магнитному полю минимально, однако условия насыщения сердечника хуже, чем в кольцевом сердечнике. Сравнительный анализ феррозондов с кольцевым сердечником и стержневым [5,6] показал, что, несмотря на различную величину отклика по отношению к измеряемому полю,

чувствительности магнитометров примерно одинаковы и определяются уровнем собственного магнитного шума сердечника.

Механизм возникновения шума связан с эффектом Баркгаузена – нерегулярными скачками доменных границ при прохождении через неоднородности структуры магнитного материала сердечника [7].

Рассмотрим ферромагнитный образец, помещенный во внешнее периодически изменяющееся магнитное поле. Пусть магнитный поток от образца Φ проходит через приемную катушку, тогда ЭДС индукции в обмотке

$$\mathcal{E}(t) = -\frac{d\Phi}{dt} . \quad (1.1)$$

Если бы процесс перемагничивания строго повторялся от цикла к циклу, то $\mathcal{E}(t)$ была бы чисто периодической функцией и, разлагая ее в ряд Фурье, мы получили бы линейчатый спектр состоящий только из гармоник кратных частоте внешнего циклического возбуждения. Появление сплошной компоненты в спектре ЭДС индукции свидетельствует о присутствии неповторяющихся явлений в цикле перемагничивания [8,9]. Экспериментальные графики серии скачков Баркаузена показаны на рис.1.3 [8]. Хорошо видно, что кривые имеют похожую, но все же не одинаковую форму.

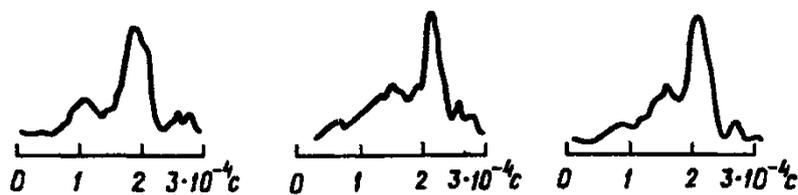


Рисунок 1.3. Графики скачков Баркаузена в различных циклах перемагничивания [8].

Скачкам Баркаузена посвящено большое количество исследований, накопленный экспериментальный материал позволяет сделать некоторые выводы о случайном характере скачков Баркгаузена в разных циклах изменения внешнего магнитного поля [8,10] :

- 1) наблюдаются флуктуации числа скачков, происходящих в заданном интервале времени;
- 2) флуктуируют временные интервалы между скачками;
- 3) флуктуирует форма и длительность скачков;
- 4) флуктуирует величина магнитного момента, который меняется при скачке.

Таким образом, неповторяемость в эффекте Баркгаузена носит сложный характер, помимо случайных изменений формы доменных границ на неоднородностях в объеме магнитного материала [11,12,13], в недавних работах [14,15] были выявлены новые механизмы динамической неустойчивости доменных конфигураций в процессе перемагничивания.

Для практики оценка шумовых свойств материала сердечника вполне удовлетворительно описывается эмпирической формулой [16]:

$$\langle B^2 \rangle_f = \frac{C_f^2}{V} \left[1 + \left(\frac{f_0}{f} \right)^\alpha \right]; \quad (1.2)$$

где C_f – коэффициент шума для данного материала, $\langle B^2 \rangle_f$ – среднеквадратичная спектральная плотность флуктуаций намагниченности сердечника, V – объем, f_0 – частота отсечки фликкер шума, α – показатель экспоненты для фликкер шума.

В таблице 1.1 представлены значения C_f для некоторых материалов, используемых в объемных сердечниках магнитометров.

Таблица 1.1. Сравнение магнитных материалов объемных сердечников по удельному шуму в режиме феррозонда [16].

Магнитный материал		$C_f * 10^{15}$	$T * M^3 * Hz^{\frac{1}{2}}$
Permalloy (Ni ₈₃ Fe ₁₁)	[17]		0.8
Mo-Permalloy (Ni ₈₁ Mo ₆)	[18]		0.23
Vitrovac6025	[19]		0.36
Co ₆₈ Fe ₃ Cr ₃ Si ₁₅ B ₁₂	[16]		0.2-0.36

Таким образом, для сердечника объемом 0.1 см^3 без учета шума $1/f$ чувствительность составит $\sim 3 \text{ пТл} \cdot \text{Гц}^{-0.5}$ ($3 \cdot 10^{-8} \text{ Э} \cdot \text{Гц}^{-0.5}$), что соответствует уровню современных феррозондов [20]. Если уменьшить объем хотя бы до величины 0.1 мм^3 , то уровень собственного шума магнитометра составит порядка $3 \text{ нТл} \cdot \text{Гц}^{-0.5}$ или $3 \cdot 10^{-5} \text{ Э} \cdot \text{Гц}^{-0.5}$, что существенно хуже современных сенсоров магнитного поля, использующих другие принципы перемагничивания [21].

Как видно из формулы (1.2), причина столь быстрой деградации чувствительности с уменьшением размера сенсора заключается в усреднении флуктуаций движения доменных стенок по объему материала, что выражается множителем $1/V$.

Чтобы избежать усреднения доменов по объему магнитного материала, необходимы другие способы возбуждения, обеспечивающие отсутствие доменной структуры или детерминированное движение одной доменной стенки в течение всего цикла перемагничивания.

Один из таких процессов, а именно, изменение намагниченности магнетика движением доменной стенки, был реализован в феррозондах благодаря появлению магнитного микропровода.

1.2 Нестационарность процесса перемагничивания ферромагнитного микропровода трансляционным движением доменной стенки

Дж. Виганд реализовал и запатентовал в 1981 году магнитный сенсор с проволочным сердечником, в котором перемагничивание осуществлялось одним большим повторяющимся от цикла к циклу, скачком Баркгаузена [22]. Возможность и принципы такого перемагничивания были обоснованы в работах Ф. Прейзаха [23], В.Дюринга [24], К.Сикстуса и Л.Тонкса [25,26].

Дж. Виганду удалось реализовать этот эффект в скрученном проводе из сплава Викаллой благодаря возрастающему распределению напряжений по радиусу от центра. В настоящее время наибольшее распространение получили микропровода с оболочкой из боросиликатного стекла и сердцевиной из

аморфного сплава, изготовленные по технологии Улитовского — Тейлора [27,28].

Особенности процесса перемагничивания в микропроводе определяются наличием двух характерных областей с разными ориентациями намагниченности. Первая - это аксиально намагниченная центральная часть, и вторая - радиально (рис. 1.4.a) или циркулярно (рис. 1.4.b) намагниченная оболочка. Ориентация намагниченности в оболочке определяется анизотропией, возникающей в процессе изготовления микропровода. Анизотропия в свою очередь зависит от константы магнитострикции материала и метода изготовления микропровода.

Положительная константа магнитострикции приводит к радиальному распределению намагниченности (рис. 1.4.a), отрицательная – к циркулярному (рис. 1.4.b).

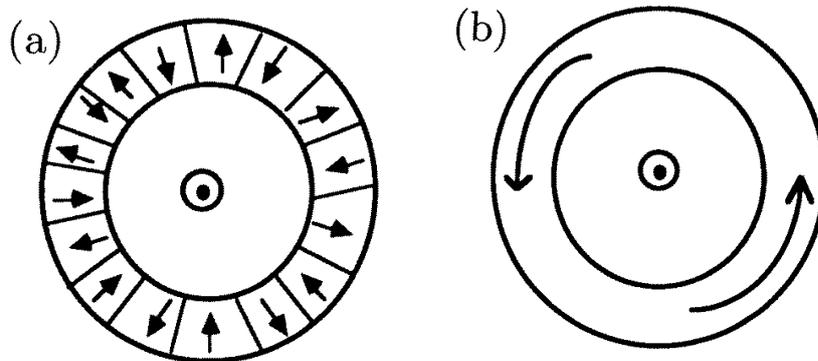


Рисунок 1.4. Распределение намагниченности по радиусу микропровода, а – с радиальной анизотропией, б – с циркулярной анизотропией.

Как было экспериментально показано в [29], процесс перемагничивания в такой структуре может протекать по типу смещения доменной стенки. На рис.1.5 схематически изображен процесс перемагничивания в микропроводе, приводящий к одному большому скачку Баркгаузена.

Как видно из рис.1.5. (a) - (d), движение доменной стенки происходит между двумя зародышами обратной фазы на краях микропровода

(закрывающимися доменами). Таким образом, каждый цикл перемагничивания сопровождается двумя актами зарождения и уничтожения доменной стенки. Неизбежная дисперсия анизотропии приводит к нестационарному по времени циклу зарождения и уничтожения доменной стенки. Тем не менее, поскольку топология магнитного элемента, в сравнение с объемным сердечником, существенно упрощена, удельные по объему магнитные флуктуации такого элемента оказываются значительно лучше.

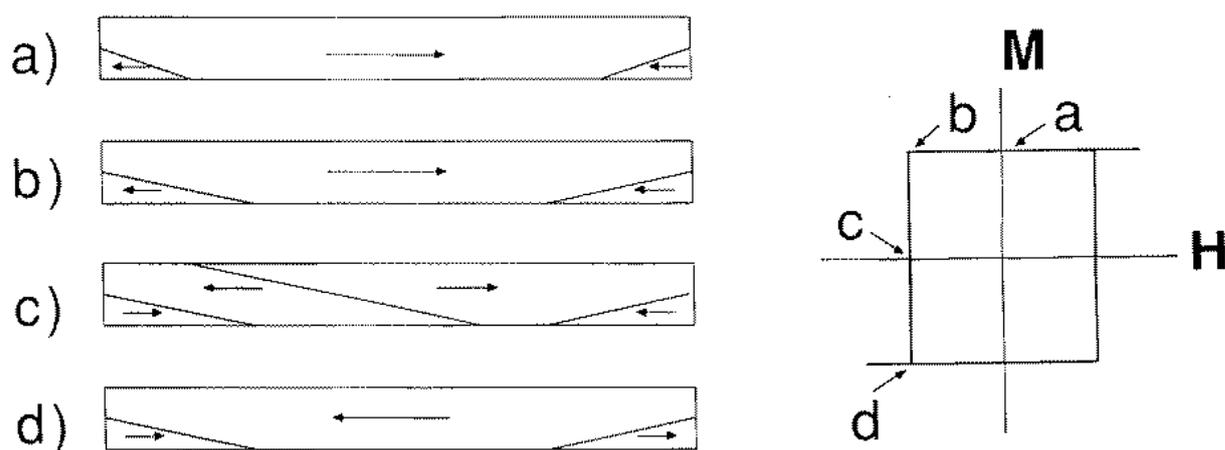


Рисунок 1.5. Схематическое изображение процесса перемагничивания в микропроводе.

Экспериментальное исследование шумовых характеристик магнитных сенсоров на микропроводе, проведенное в [30], показало, что в режиме феррозонда микропровод диаметром 130 мкм и длиной 3 см (т.е. суммарным объемом 0.3 мм³), способен обеспечить чувствительность на уровне 10 пТл*Гц^{-0.5}. Согласно выражению (1.2) приведенное значение величины

$$C_f * 10^{15} = 0.04 T * M^{\frac{3}{2}} * Hz^{\frac{1}{2}}.$$

Для сенсора на двух микропроводах диаметром 22 мкм и длиной 1 см в работе [31] было получено значение 340 пТл*Гц^{-0.5}. Эти параметры также приводят к аналогичной оценке для величины C_f .

Таким образом, перемагничивание трансляционным движением доменной стенки позволяет существенно улучшить характеристики магнитного сенсора феррозонда.

Следующим радикальным шагом на пути избавления от эффекта Баркгаузена явилось использование перемагничивания сердечников в полностью насыщенном состоянии, т.е. перемагничивание когерентным вращением.

1.3 Перемагничивание магнитного элемента когерентным вращением вблизи равновесного положения намагниченности

Наибольшее распространение среди сенсоров с когерентным вращением намагниченности получили датчики с ортогональным возбуждением [32-34]. На рис. 1.6 и 1.7 приведены два основных типа таких сенсоров.

Сенсор с магнетиком в форме цилиндра изображен на рис. 1.6. Протекающий в обмотке постоянный ток насыщает магнетик в радиальном направлении. В результате образуется однородное распределение намагниченности, которое сохраняет достаточно высокую восприимчивость вдоль оси цилиндра.

Таким образом, намагничивание вдоль оси цилиндра происходит по типу когерентного вращения при условии, что угол вращения не слишком велик, так как по мере разворота вектора намагниченности вдоль оси цилиндра могут возникать замыкающие доменные структуры на торцах.

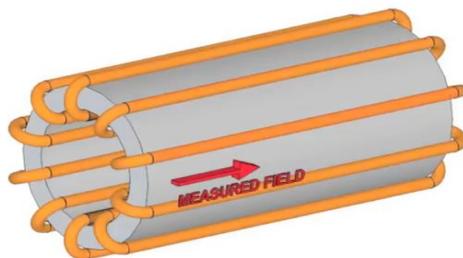


Рисунок 1.6. Ортогональный магнитомодуляционный сенсор с насыщающей обмоткой [35].

В микропроводах, такое распределение намагниченности может поддерживаться продольным постоянным током [35], рис. 1.7.

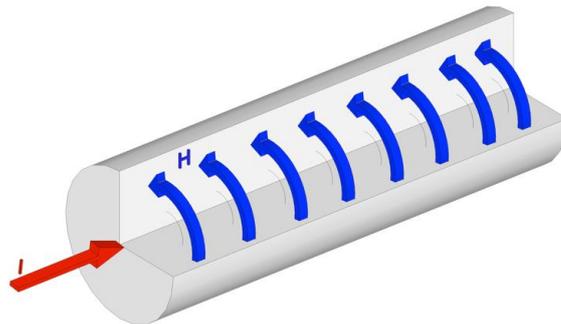


Рисунок 1.7. Ортогональный магнитомодуляционный сенсор на микропроводе [35]. Насыщение происходит под действием магнитного поля, создаваемого постоянным продольным током.

Однородное распределение намагниченности в металлическом магнетике позволило также применить магнитоимпедансный метод для регистрации сигнала [33], это существенно упростило конструкцию сенсора и позволило создавать простые и компактные магнитные сенсоры с чувствительностью на уровне $3 \text{ пТл} \cdot \text{Гц}^{-0.5}$ на частоте 1 Гц [36] (рис. 1.8).

Подробный анализ шумов ортогональных магнитомодуляционных сенсоров проведен в работах [37-40], важным результатом, полученным в этих работах, является подтвержденная косвенными измерениями возможность построения однодоменного магнитометра с уровнем шумов порядка $100 \text{ фТл} / \text{Гц}^{0.5}$ ($10^{-9} \text{ Э} / \text{Гц}^{0.5}$) [40].

Несмотря на очевидные преимущества перемагничивания когерентным вращением намагниченности, сенсоры с ортогональным возбуждением обладают серьезным недостатком: поскольку перемагничивание происходит в условиях приложенного постоянного поля, шумы и дрейф насыщающего поля, а также температурные изменения намагниченности и анизотропии магнитного материала вносят прямой вклад в величину измеряемого сигнала [41].

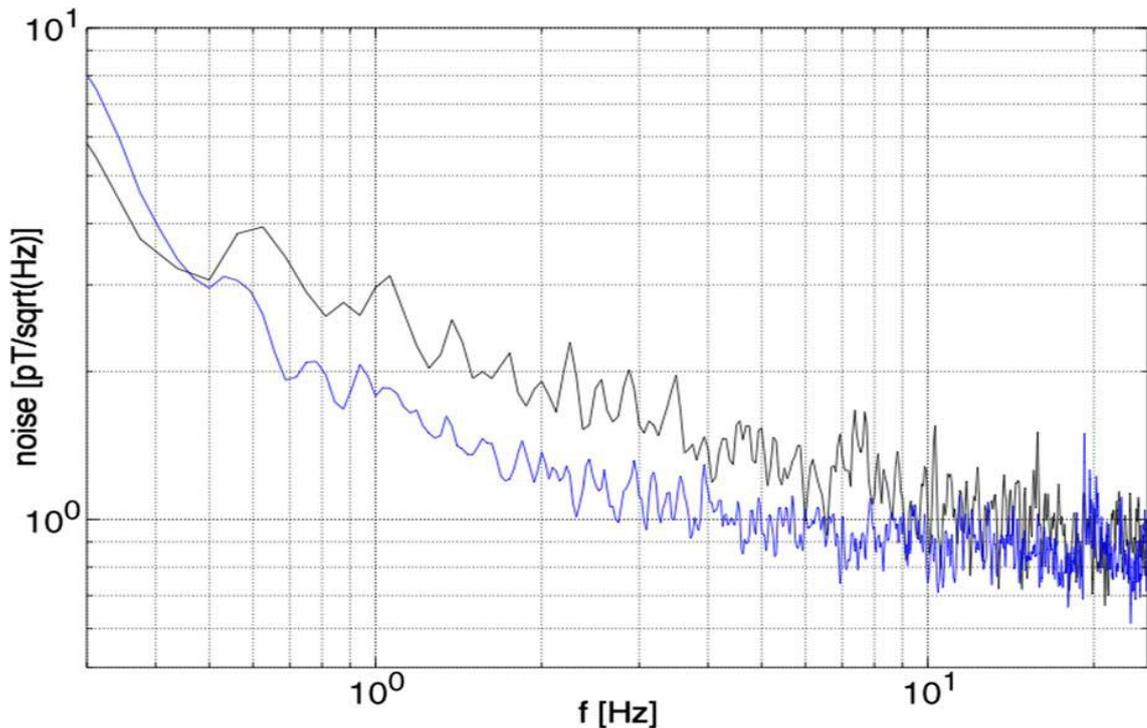


Рисунок 1.8. Спектр шума ортогональных магнитомодуляционных сенсоров на аморфном микропроводе [36].

Верхняя и нижняя кривые соответствуют различным длинам микропровода 45 мм и 53 мм, а также разным условиям термообработки.

Это существенно ограничивает применение такого типа сенсоров из-за избыточного низкочастотного шума и температурного дрейфа. Кроме того, сложный характер распределения намагниченности в объеме сенсора приводит к появлению сигнала от ортогональных компонент измеряемого магнитного поля (crossfield effect) [42], что сильно усложняет векторные измерения, а возможность векторных измерений – одно из основных достоинств магнитомодуляционных сенсоров.

Причину упомянутых недостатков можно пояснить на примере траектории движения вектора намагниченности, где в отличие от классического феррозонда, направление намагниченности не принимает противоположных положений, поэтому принцип нарушения симметрии [43], положенный в основу феррозонда, работает весьма условно.

1.4 Циркулярное вращение намагниченности в плоскости тонкой пленки

Постоянное по величине и переменное по направлению насыщающее магнитное поле приводит к решению, предложенному в 1975 году Лангвагеном Е.Н. [44]. На рис 1.6 показан феррозонд, в котором сердечник имеет форму диска, а перемагничивание производится постоянным магнитным полем, вращающимся в плоскости диска.

При использовании дисков диаметром 24 мм и толщиной 20 мкм из отожженного пермаллоя марки 79НМ удалось получить порог чувствительности порядка $10 \text{ пТл} \cdot \text{Гц}^{-0.5}$.

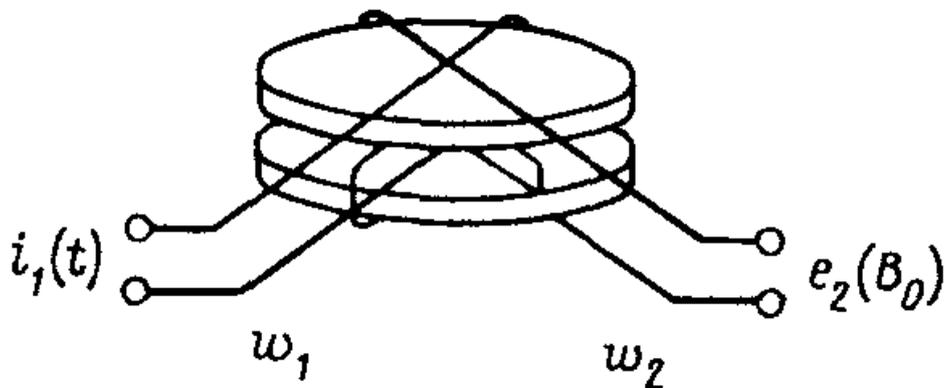


Рисунок 1.9 . Феррозонд с возбуждением вращающимся полем [44].

Относительно невысокая чувствительность для такого способа перемагничивания обусловлена наличием замыкающих доменов на краях диска [45-48].

Как показано в [45], замыкающие домены на краях пермаллоевой пленки могут существовать при полях, близких к намагниченности пермаллоя. Для подавления доменов на краях пленки в работах [49,50] было предложено формирование наклонного профиля длиной порядка

$$D = 3.2M^2T/K ; \quad (1.3)$$

где D – длина профиля, T – толщина пленки, K – константа анизотропии.

Известно довольно много работ, посвященных созданию магнитных сенсоров на основе вращения намагниченности в плоскости магнитной пленки [51-55], но существенно превзойти результат, полученный в [44], так и не удалось.

По видимому, как было показано в работах [56,57], трудности в получении моодоменного состояния в плоскости пленки связаны не только с высокой намагниченностью пермаллоя, но также и с дисперсией анизотропии, присущей этому материалу.

В этой связи использование в качестве сердечников магнитометров магнитных диэлектриков, таких как монокристаллические эпитаксиальные пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), представляется весьма перспективным для повышения чувствительности приборов. Помимо высокого структурного совершенства и рекордно малого параметра затухания [58], такие пленки обладают стабильными и однородными по объему параметрами магнитной анизотропии [59], что особенно важно для обеспечения малошумящего вращения вектора намагниченности. Возможности применения пленок ЖИГ для высокочувствительной магнитометрии также обосновываются в недавно опубликованной работе [60].

2 ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК ВРАЩАЮЩИМСЯ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ПЛОСКОСТИ (111)

2.1 Влияние анизотропных свойств феррит-гранатовой пленки на вращение намагниченности в плоскости (111)

2.1.1 Выбор кристаллографической ориентации для плоскости вращения

Эпитаксиальные пленки ЖИГа и других феррит-гранатов являются кубическими кристаллами с присущей им магнитокристаллической анизотропией. Для кубических кристаллов энергию анизотропии можно представить в виде функции направляющих косинусов вектора спонтанной намагниченности вдоль осей кристалла. Непрерывное вращение намагниченности в плоскости монокристаллической пленки кубического магнетика связано с преодолением анизотропных сил, возникающих при изменении ориентации магнитного момента относительно осей кристалла.

Обозначим через α угол поворота в плоскости вращения, тогда энергию кубической анизотропии можно представить в виде ряда:

$$E_a = A_2 \cos 2\alpha + A_4 \cos 4\alpha + A_6 \cos 6\alpha + A_8 \cos 8\alpha \dots \quad (2.1)$$

Согласно [61], наведенная в плоскости анизотропия для различных кристаллографических ориентаций запишется в виде:
для плоскости (001)

$$\begin{aligned} A_2 &= 0, \\ A_4 &= -\frac{1}{8}K_1 - \frac{1}{32}K_3 + \dots, \\ A_6 &= 0, \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$A_8 = \frac{1}{128} K_3 + \dots ;$$

для плоскости (110)

$$\begin{aligned} A_2 &= -\frac{1}{8} K_1 - \frac{1}{128} K_2 - \frac{11}{256} K_3 - \dots, \\ A_4 &= -\frac{3}{32} K_1 - \frac{1}{164} K_2 - \frac{13}{512} K_3 - \dots, \\ A_6 &= \frac{1}{128} K_2 + \frac{3}{256} K_3 + \dots, \\ A_8 &= \frac{18}{2048} K_3 + \dots ; \end{aligned} \quad (2.3)$$

для плоскости (111)

$$\begin{aligned} A_2 &= 0, \\ A_4 &= 0, \\ A_6 &= -\frac{1}{108} K_2, \\ A_8 &= 0. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Здесь K_1, K_2, K_3 – константы кубической анизотропии четвертого, шестого и восьмого порядков.

Учитывая, что в подавляющем большинстве ферритов-гранатов при комнатной температуре величины K_2 и K_3 не составляют сколько-нибудь заметного вклада в кубическую анизотропию, ориентация (111) выглядит практически изотропной.

Кроме того, ориентация (111) – технологически наиболее отработана, поскольку использовалась при производстве кристаллов для памяти на цилиндрических магнитных доменах [62].

Следует отметить, что оценки, приведенные в [61], сделаны при условии, что вектор намагниченности постоянно находится в плоскости пленки. В реальности траектория движения вектора намагниченности при вращении в плоскости (111) более сложная, кристаллографическая анизотропия выводит вектор намагниченности из плоскости, и возникают дополнительные анизотропные силы, пропорциональные углу выхода из плоскости. Чтобы корректно описать движение

вектора намагниченности, необходимо учесть квадратичные члены по углу выхода из плоскости и первые две константы кубической анизотропии [A1, A10].

2.1.2 Векторный отклик на внешнее квазистационарное магнитное поле

Рассмотрим монокристаллическую тонкую эпитаксиальную пленку ЖИГ во вращающемся в плоскости (111) магнитном поле H (рис. 2.1). Плотность свободной энергии U может быть представлена в виде [63]:

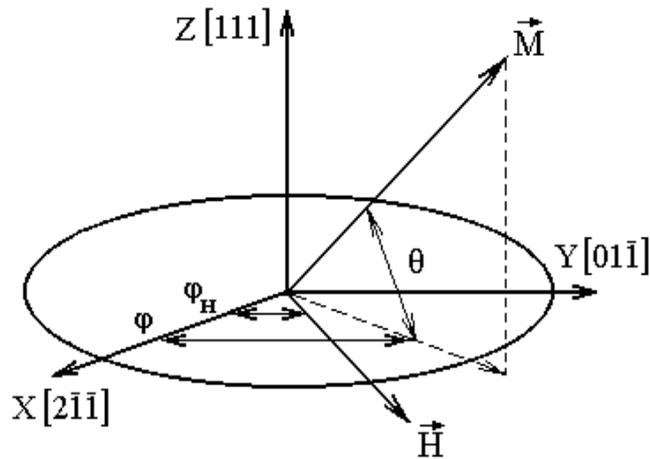


Рисунок 2.1. Пленка феррит-граната во вращающемся в плоскости (111) магнитном поле H , нормаль к пленке совпадает с осью Z .

$$U = U_H + U_D + U_{UA} + U_{CA}; \quad (2.5)$$

где

$$U_H = -MH \cos(\varphi - \varphi_H) \cos \theta - Mh_{\parallel} \cos(\varphi - \varphi_h) \cos \theta - Mh_z \sin \theta \quad (2.6)$$

– плотность энергии Зеемана, θ – угол выхода намагниченности из плоскости, φ – угол между проекцией намагниченности на плоскость пленки и осью [211], h_x , h_y и h_z – ортогональные компоненты вектора измеряемого магнитного поля \mathbf{h} .

Выражения для H и \mathbf{h} в декартовой системе координат имеют вид:

$$H_x = H \cos \omega t, \quad H_y = H \sin \omega t, \quad H_z = 0 \quad (2.7)$$

вращение в плоскости XY,

$$h_X = h_{\parallel} \cos \varphi_h, \quad h_Y = h_{\parallel} \sin \varphi_h, \quad (2.8)$$

где h_{\parallel} - проекция вектора \mathbf{h} в плоскости XY,

φ_h – азимутальный угол вектора измеряемого магнитного поля \mathbf{h} , т.е. угол между проекцией вектора \mathbf{h} в плоскости XY и осью X.

$$U_D = -2\pi M^2 \sin^2 \theta \quad (2.9)$$

– плотность энергии размагничивания для тонкого диска,

$$U_{UA} = K_u \sin^2 \theta \quad (2.10)$$

– плотность энергии одноосной анизотропии, K_u - константа одноосной анизотропии, возникающей в результате направленного роста эпитаксиальных пленок. Здесь и далее будем полагать $K_u \leq 0$.

$U_{CA} =$

$$-K_1 (m_{[100]}^2 m_{[010]}^2 + m_{[010]}^2 m_{[001]}^2 + m_{[001]}^2 m_{[100]}^2) - K_2 m_{[100]}^2 m_{[010]}^2 m_{[001]}^2 \quad (2.11)$$

– плотность энергии кубической анизотропии [63], $m_{[100]}, m_{[010]}, m_{[001]}$ – косинусы углов между вектором намагниченности и кристаллографическими осями [100], [010], [001] кубического магнетика, K_1 и K_2 – константы кубической анизотропии четвертого и шестого порядков.

В выбранной системе координат направляющие косинусы осей кристалла имеют значения, приведенные в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Проекции осей кристалла, в системе выбранной координат (рисунок 2.1).

	X	Y	Z
$m_{[100]}$	$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}}$	0	$\frac{1}{\sqrt{3}}$
$m_{[010]}$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$

$m_{[001]}$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$
-------------	-----------------------	-----------------------	----------------------

В полярной системе координат $m_{[100]}$, $m_{[010]}$, $m_{[001]}$ выражаются как

$$m_{[100]} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \cos \varphi \cos \theta + \frac{1}{\sqrt{3}} \sin \theta; \quad (2.12a)$$

$$m_{[010]} = -\frac{1}{\sqrt{6}} \cos \varphi \cos \theta + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \varphi \cos \theta + \frac{1}{\sqrt{3}} \sin \theta; \quad (2.12b)$$

$$m_{[001]} = -\frac{1}{\sqrt{6}} \cos \varphi \cos \theta - \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \varphi \cos \theta + \frac{1}{\sqrt{3}} \sin \theta. \quad (2.12c)$$

После подстановки (2.12a-2.12c) в (2.11) получаем

$$U_{CA} = -K_1 \left(\frac{1}{4} \cos^4 \theta + \frac{1}{3} \sin^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos^3 \theta \sin \theta \cos 3\varphi \right) - \frac{K_2}{216} (5\sqrt{2} \sin^3 \theta - 3\sqrt{2} \sin \theta - 2 \cos^3 \theta \cos 3\varphi)^2. \quad (2.13)$$

Если константы кубической анизотропии невелики (по сравнению с $2\pi M^2$), то с точностью до членов второго порядка по θ – углу выхода из плоскости, плотность свободной энергии представляется в виде [A1]:

$$U = -MH \cos(\varphi - \varphi_H) - Mh_{\parallel} \cos(\varphi - \varphi_h) \cos \theta + \frac{K_2}{108} \cos 6\varphi - \theta Mh_z - \theta \frac{\sqrt{2}}{3} \left(K_1 + \frac{K_2}{6} \right) \cos 3\varphi + \theta^2 \left(2\pi M^2 - K_u + \frac{1}{2} MH \cos(\varphi - \varphi_H) \right). \quad (2.14)$$

Определим углы φ и θ равновесного положения магнитного момента из условий минимума свободной энергии:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \varphi} \right) = \left(\frac{\partial U}{\partial \theta} \right) = 0, \quad \left(\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} \right) \left(\frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} \right) - \left(\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi \partial \theta} \right)^2 > 0; \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \varphi} = MH \sin(\varphi - \varphi_H) + Mh_{\parallel} \sin(\varphi - \varphi_h) - \frac{K_2}{18} \sin 6\varphi + \theta \sqrt{2} \left(K_1 + \frac{K_2}{6} \right) \sin 3\varphi = 0; \quad (2.16a)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} = -Mh_z - \frac{\sqrt{2}}{3} \left(K_1 + \frac{K_2}{6} \right) \cos 3\varphi + 2\theta \left(2\pi M^2 - K_u + \frac{1}{2} MH \cos(\varphi - \varphi_H) \right) = 0. \quad (2.16b)$$

Из (2.16b) полагая, что в геометрии тонкого диска поле насыщения в

плоскости $H \ll M$, получаем выражение для θ :

$$\theta = \frac{Mh_z - \frac{\sqrt{2}}{3} \left(K_1 + \frac{K_2}{6} \right) \cos 3\varphi}{2\pi M^2 - K_u + \frac{1}{2} M H \cos(\varphi - \varphi_H)} \approx \frac{Mh_z - \frac{\sqrt{2}}{3} \left(K_1 + \frac{K_2}{6} \right) \cos 3\varphi}{2\pi M^2 - K_u}. \quad (2.17)$$

После подстановки (2.17) в уравнение (2.16а), соотношение между разностью углов $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_H$ и углом φ определяется как:

$$M H \sin \Delta\varphi =$$

$$M h_{\parallel} \sin(\varphi - \varphi_h) - \left(\frac{\left(K_1 + \frac{K_2}{6} \right)^2}{3(4\pi M^2 - 2K_u)} - \frac{K_2}{18} \right) \sin 6\varphi - M h_z \sqrt{2} \frac{\left(K_1 + \frac{K_2}{6} \right)}{(4\pi M^2 - 2K_u)} \sin 3\varphi, \quad (2.18)$$

где φ_h и h_{\parallel} определены в (2.8).

Обратим внимание, что член при шестой гармонике по углу вращения φ не зависит от внешнего измеряемого поля \mathbf{h} . Более того, при выполнении соотношения (2.19), которое может быть достигнуто соответствующим выбором констант анизотропии и намагниченности, вклад шестой гармоники в зависимость $\Delta\varphi(\varphi)$ равен нулю [A1, A17]:

$$\frac{K_2}{6} = \frac{\left(K_1 + \frac{K_2}{6} \right)^2}{(4\pi M^2 - 2K_u)}. \quad (2.19)$$

В этом случае выражение для $\Delta\varphi$ принимает вид:

$$\Delta\varphi = -G_1 \sin(\varphi - \varphi_h) - G_2 \sin 3\varphi, \quad (2.20)$$

где константы G_1 и G_2 выражаются как:

$$G_1 = \frac{h_{\parallel}}{H}, \quad G_2 = \frac{h_z}{H} \sqrt{2} \frac{\left(K_1 + \frac{K_2}{6} \right)}{(4\pi M^2 - 2K_u)}. \quad (2.21)$$

Приближение $\sin \Delta\varphi = \Delta\varphi$ в формулах (2.20) оправдывается тем, что компоненты измеряемого поля h_{\parallel} и h_z могут быть сколь угодно малы. Поскольку величина $\Delta\varphi$ (угол между намагниченностью и вращающимся

насыщающим полем в плоскости пленки) – величина измеряемая, то, согласно уравнению (2.20), возможно измерение всех трех компонент внешнего квазистационарного поля по измерению только одной величины $\Delta\varphi$.

Рассмотрим подробнее алгоритм регистрации компонент измеряемого квазистационарного поля h_{\parallel} и h_z по величине $\Delta\varphi$. Пусть измерительная катушка намотана вокруг магнетика вдоль оси Y , тогда измеряемое напряжение на концах обмотки \mathcal{E} выразится как

$$\mathcal{E}(t) = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad \Phi = M \cos(\varphi_H + \Delta\varphi), \quad (2.22)$$

где Φ - магнитный поток через обмотку, наводимый магнитной пленкой.

Подставляя (2.20) в (2.22) с учетом малости h_{\parallel} , h_z и соответственно G_1 и G_2 , окончательно для Φ получаем

$$\Phi = M \left(\cos \omega t + \frac{G_1}{2} (\cos \varphi_h - \cos(2\omega t - \varphi_h)) + \frac{G_2}{2} (\cos 2\omega t - \cos 4\omega t) \right). \quad (2.23)$$

Как видно из (2.23), поле в плоскости производит отклик по второй гармонике с фазой φ_h - углом между проекцией измеряемого поля в плоскости пленки и осью X . Вертикальная компонента h_z производит отклик по четвертой гармонике и по второй. Чтобы разделить вклад от плоскостной и нормальной составляющих измеряемого поля, можно применить широко распространенный нуль-метод [A19]. С помощью компенсирующих катушек измеряемое поле обнуляется по всем трем направлениям. При этом компенсация вертикального отклика по четвертой гармонике приводит к обнулению вклада вертикальной компоненты в отклик по второй гармонике. Далее по величине и фазе второй гармонике формируется сигнал для компенсации h_x и h_y .

2.1.3 Взаимная компенсация влияния первой и второй констант кубической анизотропии в плоскости (111)

Как было показано в [61], для кубического магнетика перемагничивание в плоскости (111) является изотропным по первой константе кубической анизотропии, т.е. разложение свободной энергии магнетика по углу поворота в плоскости (111) начинается со второй константы кубической анизотропии. В этом нетрудно убедиться, положив $\theta = 0$ в уравнении (2.16а).

Однако, как видно из равенства (2.17), даже при нулевом нормальном поле h_z вектор намагниченности может выходить из плоскости под действием кубической анизотропии.

Интересны два случая соотношений между константами кубической анизотропии K_1 и K_2 , при которых происходит частичная компенсация влияния кубической анизотропии на траекторию движения вектора намагниченности, при перемагничивании магнитным полем, вращающимся в плоскости (111).

В первом случае $K_1 + \frac{K_2}{6} = 0$ и угол выхода $\theta(\varphi)=0$ для любых φ . Анизотропия в плоскости в этом случае определяется только членом с K_2 , а вектор намагниченности совершает вращение строго в плоскости (111).

Во втором случае, $\frac{(K_1 + \frac{K_2}{6})^2}{3(4\pi M^2 - 2K_u)} - \frac{K_2}{18} = 0$ и обнуляется анизотропия в плоскости пленки, а угол выхода из плоскости остается ненулевым.

В первом случае вращение происходит в плоскости пленки и коэффициент $G_2=0$. Таким образом, отклик на нормальную составляющую измеряемого магнитного поля h_z возможен только при трехмерном движении вектора намагниченности (с выходом из плоскости). Положим теперь в уравнении (2.18) все компоненты внешнего измеряемого поля равными нулю. В этом случае разность углов между вращающимся в плоскости насыщающим полем и вектором намагниченности - $\Delta\varphi$ будет определяться только членом

$$\left(\frac{\left(K_1 + \frac{K_2}{6}\right)^2}{3(4\pi M^2 - 2K_U)} - \frac{K_2}{18} \right).$$

Выражение для поля анизотропии в плоскости пленки примет вид

$$H_A = \frac{\left(K_1 + \frac{K_2}{6}\right)^2}{3M(4\pi M^2 - 2K_U)} - \frac{K_2}{18M}. \quad (2.24)$$

Величина H_A для ЖИГ с анизотропией типа легкая плоскость с параметрами $K_I = -6000$ эрг/см², $K_2 = 0$, $K_U = 0$, $4\pi M = 1750$ Гс составляет 2.5 Э и не вносит существенного вклада в поле насыщения, которое для пленок толщиной 3 - 8 мкм составляет порядка 10 - 20 Э. Тем не менее, поле H_A может быть обнулено соответствующим выбором констант материала, например, при $K_I = -6400$ эрг/см²,

$K_2 = 1000$ эрг/см², $K_U = 0$, $4\pi M = 1750$ Гс. Таких величин K_2 можно достичь замещением железа иридием в октаэдрической подрешетке граната [64].

Траектория движения вектора намагниченности остается при этом трехмерной, и сохраняется возможность измерения вектора внешнего магнитного поля по всем трем компонентам.

В таблице 2.2 приведены данные по измерению отношения коэффициентов G_2/G_1 для различных составов замещенных гранатов.

Таблица 2.2. Сравнение теоретических и экспериментальных значений отношений величин G_2/G_1 .

Химическая формула	K_I	K_2	K_U	$4\pi M$	H_A	G_2/G_1	G_2/G_1
	erg/cm	erg/cm ³	erg/cm ³	G	G	Теор.	Эксп.
$\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	$-3 \cdot 10^3$	0	$-1 \cdot 10^5$	1800	$2 \cdot 10^{-1}$	$0.9 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$
$\text{Lu}_{1.5}\text{Y}_{1.5}\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$	$-1 \cdot 10^3$	0	0	1750	$3 \cdot 10^{-2}$	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$
$\text{Y}_3\text{Fe}_{4.99}\text{Ru}_{0.01}\text{O}_{12}$	0	$-3 \cdot 10^3$	0	1750	1.1	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$

Полученные экспериментальные данные находятся в удовлетворительном соответствии с теоретически предсказанными .

2.2 Динамическая магнитная восприимчивость феррит-гранатовых монокристаллических пленок в плоскости (111)

Процесс перемагничивания путем вращения насыщающим полем в плоскости пленки является стационарным. Поэтому предельные характеристики сенсора, использующего такой тип перемагничивания, могут быть оценены из флуктуационно-диссипационных соотношений [64]. Для этого необходимо определить динамические параметры системы возбуждающих катушек и магнетика.

Комплексная восприимчивость магнетика в плоскости пленки

$\chi = \chi' - j\chi''$ получается путем решения уравнения Ландау-Лифшица [65]:

$$\frac{\partial \bar{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{(1+\alpha^2)} \bar{M} \times \bar{H}_{eff} - \frac{\alpha\gamma}{M(1+\alpha^2)} \bar{M} \times (\bar{M} \times \bar{H}_{eff}); \quad (2.25)$$

где γ - гиромагнитный фактор, α – константа затухания, эффективное поле \bar{H}_{eff} определяется как $\bar{H}_{eff} = -\frac{\partial U}{\partial \bar{M}}$.

В сферических координатах уравнение принимает вид системы

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M \cos \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi} - \frac{\alpha\gamma}{M} \frac{\partial U}{\partial \theta}; \quad (2.26)$$

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\gamma}{M \cos \theta} \frac{\partial U}{\partial \theta} - \frac{\alpha\gamma}{M \cos \theta^2} \frac{\partial U}{\partial \varphi}. \quad (2.27)$$

Пусть равновесное положение магнитного момента определяется углами φ_0 и θ_0 :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \varphi}\right)_{\varphi=\varphi_0, \theta=\theta_0} = \left(\frac{\partial U}{\partial \theta}\right)_{\varphi=\varphi_0, \theta=\theta_0} = 0. \quad (2.28)$$

Тогда линеаризованные уравнения (2.26), (2.27) для малых отклонений $\delta\theta = \theta - \theta_0$, $\delta\varphi = \varphi - \varphi_0$ примут вид:

$$M(1 + \alpha^2) \frac{\partial(\delta\theta)}{\partial t} + \left(-\frac{\gamma}{\cos \theta_0} U_{\theta\varphi} + \alpha\gamma U_{\theta\theta} \right) \delta\theta + \left(-\frac{\gamma}{\cos \theta_0} U_{\varphi\varphi} + \alpha\gamma U_{\theta\varphi} \right) \delta\varphi = 0; \quad (2.29)$$

$$M(1 + \alpha^2) \frac{\partial(\delta\varphi)}{\partial t} + \left(\frac{\gamma}{\cos \theta_0} U_{\theta\theta} + \frac{\alpha\gamma}{\cos \theta_0^2} U_{\theta\varphi} \right) \delta\theta + \left(\frac{\gamma}{\cos \theta_0} U_{\theta\varphi} + \frac{\alpha\gamma}{\cos \theta_0^2} U_{\varphi\varphi} \right) \delta\varphi = 0. \quad (2.30)$$

Здесь вычисление производных $U_{\varphi\varphi} = \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2}$, $U_{\theta\theta} = \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2}$, $U_{\varphi\theta} = \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi \partial \theta}$; производится в точке статического равновесия в соответствии с (2.28).

Комплексная магнитная восприимчивость выражается как:

$$\chi' = \frac{\omega_M^2 (\omega_R^2 - \omega^2)}{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + \omega_D^2 \omega^2}; \quad (2.31)$$

$$\chi'' = \frac{\omega_M^2 \omega_D \omega}{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + \omega_D^2 \omega^2}; \quad (2.32)$$

$$|\chi| = \frac{\omega_M^2}{\sqrt{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + \omega_D^2 \omega^2}}; \quad (2.33)$$

где частоты ω_R , ω_D и ω_M представлены в виде:

$$\omega_R = \frac{\gamma}{M} (U_{\varphi\varphi} U_{\theta\theta} - U_{\varphi\theta}^2)^{\frac{1}{2}}; \quad (2.34)$$

$$\omega_D = \frac{\gamma\alpha}{M} (U_{\theta\theta} + U_{\varphi\varphi}); \quad (2.35)$$

$$\omega_M = \gamma (U_{\theta\theta})^{\frac{1}{2}}. \quad (2.36)$$

Полагая для простоты $K_U=0$ и с учетом (2.5), эти частоты выражаются как ([A13]):

$$\omega_R = \gamma \left((4\pi M + H)(H + Ch_Z \cos 3\varphi + H_C \cos 6\varphi) \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (2.37)$$

$$\omega_D = \alpha\gamma (2(H + 2\pi M) + Ch_Z \cos 3\varphi + H_C \cos 6\varphi); \quad (2.38)$$

$$\omega_M = \gamma \left(M(4\pi M + H) \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (2.39)$$

где константы H_C и C равны

$$H_C = \frac{K_2}{3M} - \frac{2\left(K_1 + \frac{K_2}{6}\right)^2}{4\pi M^3 + M^2 H}; \quad (2.40)$$

$$C = \frac{3\sqrt{2}\left(K_1 + \frac{K_2}{6}\right)}{4\pi M^2 + MH}. \quad (2.41)$$

Эти величины слабо зависят от магнитного поля и могут считаться константами материала.

Величина H_C представляет собой поле анизотропии в плоскости вращения пленки и может принимать нулевое значение даже при ненулевом значении константы C , что позволяет убрать из сигнала неинформативную 6-ую гармонику по частоте накачки, сохранив при этом чувствительность сенсора по трем направлениям [A22, A24]. В частном случае применения магнитных материалов без ярко выраженных анизотропных свойств, например, Sc - замещенного ЖИГа или других изотропных материалов [A2, A23, A27], константы K_1 и $K_2 = 0$. Тогда согласно (2.40) и (2.41), величины C и H_C равны нулю, и возможно только измерение компонент h_x и h_y .

2.3 Оценки амплитуды и частоты вращения магнитного поля необходимого для реализации режима вращения намагниченности в плоскости пленки

Формула (2.37) для ω_R определяет частоту ферромагнитного резонанса в плоскости пленки и при условии $K_1 = K_2 = 0$, переходит в формулу Киттеля [62]. Для типичных полей насыщения в плоскости пленки $H \cong 10 \div 20$ Э, частота составляет порядка $f_R = \omega_R/2\pi = 1000$ МГц, ω_D в формуле (2.38) выражает диссипацию в магнитном материале и при $\Delta H=1$ Э приблизительно равна $f_D = \omega_D/2\pi = 30$ МГц. Таким образом, в реальных условиях можно считать хорошим приближением $\omega_R \gg \omega_D$. Частота вращения насыщающего поля $f = \omega/2\pi$ в плоскости пленки здесь и далее также будет подразумеваться $\omega \ll \omega_R$, прежде всего, потому что реализация магнитных полей величиной порядка 20 Э на частотах более 10 МГц технически затруднительна из-за

быстро возрастающих с частотой потерь в возбуждающих катушках.

2.4 Алгоритм векторного измерения внешнего квазистационарного поля

Упростив выражения для χ , поскольку, $\omega_R \gg \omega$ и $\omega_R \gg \omega_D$, получаем [A40]:

$$\chi' = \frac{M}{H} \left(1 - \frac{h_X}{H} \sin \varphi - \frac{h_Y}{H} \cos \varphi - \frac{Ch_Z}{H} \cos 3\varphi - \frac{H_C}{H} \cos 6\varphi \right). \quad (2.42)$$

Таким образом, отклик величины χ на измеряемые компоненты поля h_X , h_Y и h_Z при вращении намагниченности $\varphi = \omega t$ различен по всем направлениям и составляет:

$$\frac{\partial \chi'}{\partial h_X} = \frac{M}{H^2} \sin \omega t; \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial \chi'}{\partial h_Y} = \frac{M}{H^2} \cos \omega t; \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial \chi'}{\partial h_Z} = \frac{CM}{H^2} \cos 3\omega t; \quad (2.45)$$

Полученные соотношения (2.43) – (2.45) позволяют построить алгоритм одновременного измерения всех трех компонент магнитного поля путем измерения компонент тензора восприимчивости тремя катушками, окружающими магнитную пленку. В отличие от алгоритма, основанного на измерении величины $\Delta\varphi$, измерение магнитной восприимчивости χ' позволяет непосредственно разделять отклик на все три компоненты внешнего квазистационарного измеряемого поля и формировать независимые каналы обратной связи для нуля-метода.

2.5 Экспериментальное исследование магнитной восприимчивости в плоскости (111) замещенных ферритов-гранатов

2.5.1 Зависимость магнитной восприимчивости в плоскости (111) от X, Y и Z компонент вектора внешнего магнитного поля

Как следует из уравнения (2.42), измеряя магнитную восприимчивость в зависимости от угла между направлением [211] и проекцией вектора намагниченности на плоскость (111), можно определить величины h_X , h_Y , Ch_Z и H_c путем выделения Фурье компонент из зависимости $\chi'(\varphi)$. Обозначим как

$$\chi'_{S1} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \chi'(\varphi) \sin \varphi d\varphi; \quad (2.46)$$

$$\chi'_{C1} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \chi'(\varphi) \cos \varphi d\varphi; \quad (2.47)$$

$$\chi'_{C3} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \chi'(\varphi) \cos 3\varphi d\varphi; \quad (2.48)$$

$$\chi'_{C6} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \chi'(\varphi) \cos 6\varphi d\varphi. \quad (2.49)$$

Согласно (2.42), величины χ'_{S1} , χ'_{C1} , χ'_{C3} , χ'_{C6} , определяемые из эксперимента, выражаются через компоненты внешнего магнитного поля h_X , h_Y , h_Z и константы материала C и H_c :

$$\chi'_{S1} = \frac{h_X}{H^2} M; \quad (2.50)$$

$$\chi'_{C1} = \frac{h_X}{H^2} M; \quad (2.51)$$

$$\chi'_{C3} = \frac{Ch_X}{H^2} M; \quad (2.52)$$

$$\chi'_{C6} = \frac{H_c}{H^2} M; \quad (2.53)$$

Таким образом, измерение угловой зависимости магнитной

восприимчивости $\chi'(\varphi)$ при различных h_x, h_y, h_z позволяет определить константы материала C и H_c и получить функцию отклика на все три компоненты внешнего магнитного поля.

2.5.2 Экспериментальная установка для измерения угловой зависимости магнитной восприимчивости.

Измерение магнитной восприимчивости производилось радиочастотным методом [70, A20]. Измеритель импеданса Agilent E4980A подсоединялся к резонатору с феррит-гранатовой пленкой, помещенному в систему катушек Гемгольца (рис 2.2).



Рисунок 2.2. Система катушек Гемгольца с помещенным внутрь резонатором с феррит-гранатовой пленкой.

Общий вид установки представлен на рис. 2.3.



Рисунок 2.3. Общий вид установки для измерения магнитной восприимчивости феррит-гранатовых пленок радиочастотным методом.

2.5.3 Результаты измерений угловой зависимости магнитной восприимчивости в плоскости (111) феррит-гранатовых пленок составов $Y_3Fe_5O_{12}$, $Tm_3Fe_{4.3}Sc_{0.7}O_{12}$, $Lu_{1.5}Y_{1.5}Fe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$ и $Lu_{2.15}Pr_{0.85}Fe_5O_{12}$

Состав $Y_3Fe_5O_{12}$ использовался как реперный, поскольку его магнитные характеристики хорошо изучены. Все зависимости получены при величине насыщающего поля $H = 40$ Э [А37].

Зависимость $\chi'(\varphi)$ при нулевых значениях h_x , h_y , h_z представлена на рис. 2.4.

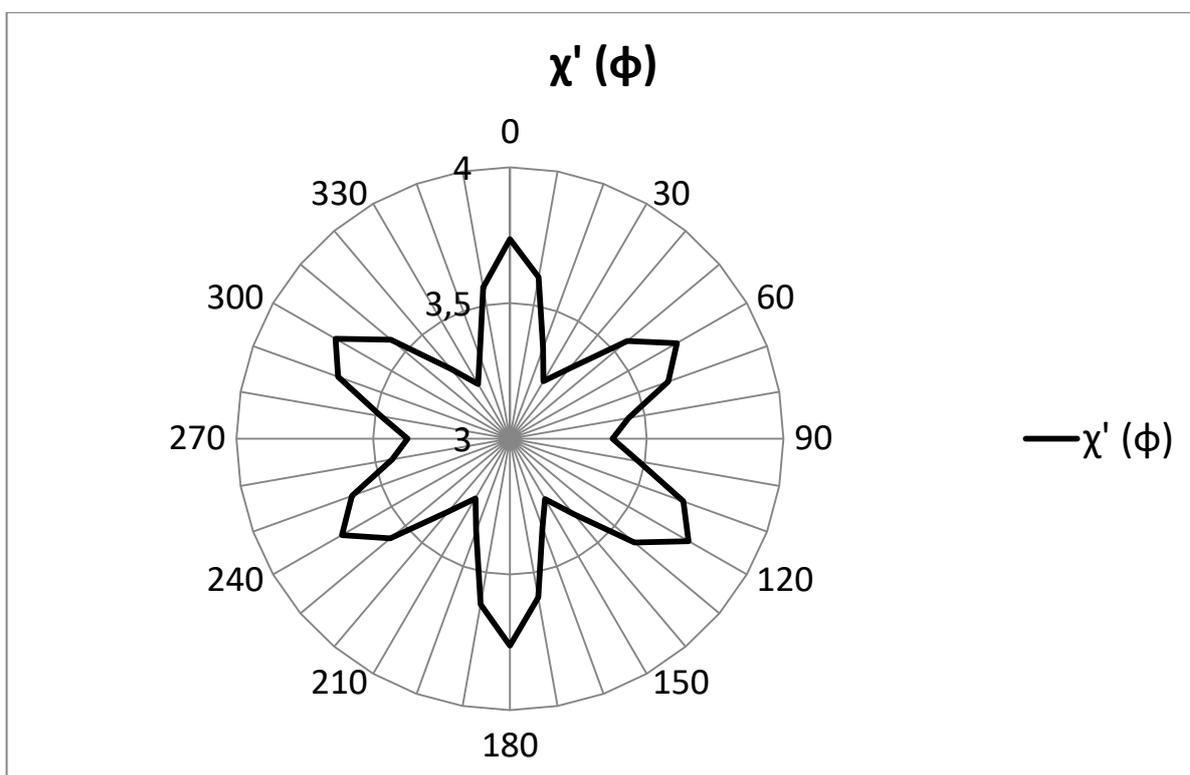


Рисунок 2.4. Зависимость $\chi'(\varphi)$ для пленки состава $Y_3Fe_5O_{12}$ при нулевых значениях h_x , h_y , h_z .

На рис. 2.5 и рис. 2.6 приведены зависимости $\chi'(\varphi)$ при $h_x = 10$ Э и $h_x = -10$ Э соответственно, на рис. 2.7 и рис. 2.8 $h_y = 10$ Э и $h_y = -10$ Э и на рис. 2.9 и рис. 2.10 $h_z = 30$ Э и $h_z = -30$ Э.

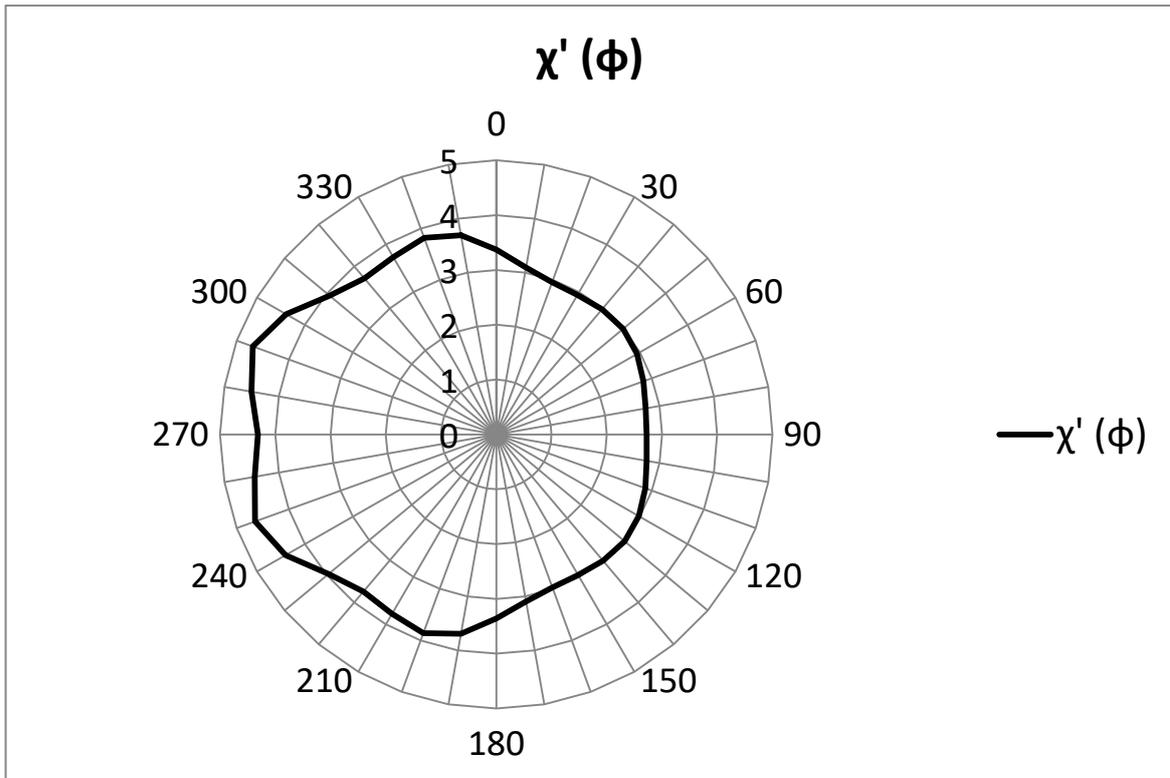


Рисунок 2.5. Зависимость $\chi'(\varphi)$ для пленки состава $Y_3Fe_5O_{12}$ при $h_\chi=10$ Э.

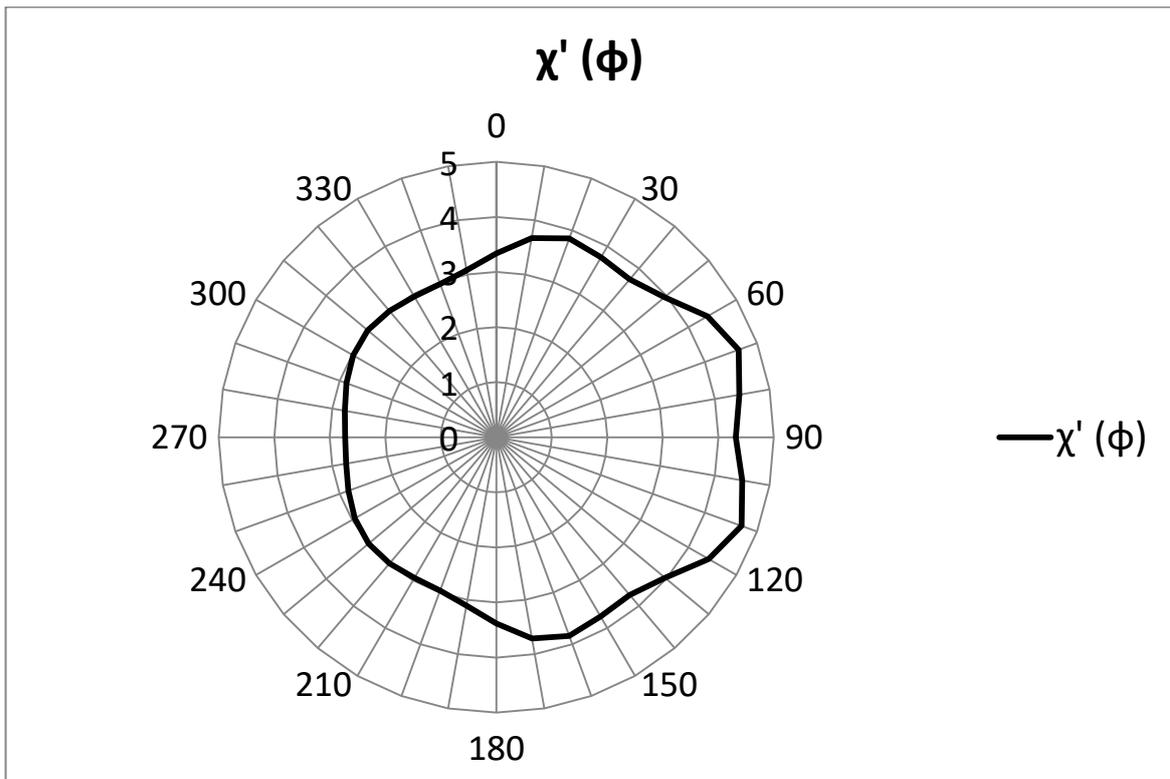


Рисунок 2.6. Зависимость $\chi'(\varphi)$ для пленки состава $Y_3Fe_5O_{12}$ при $h_\chi=-10$ Э.

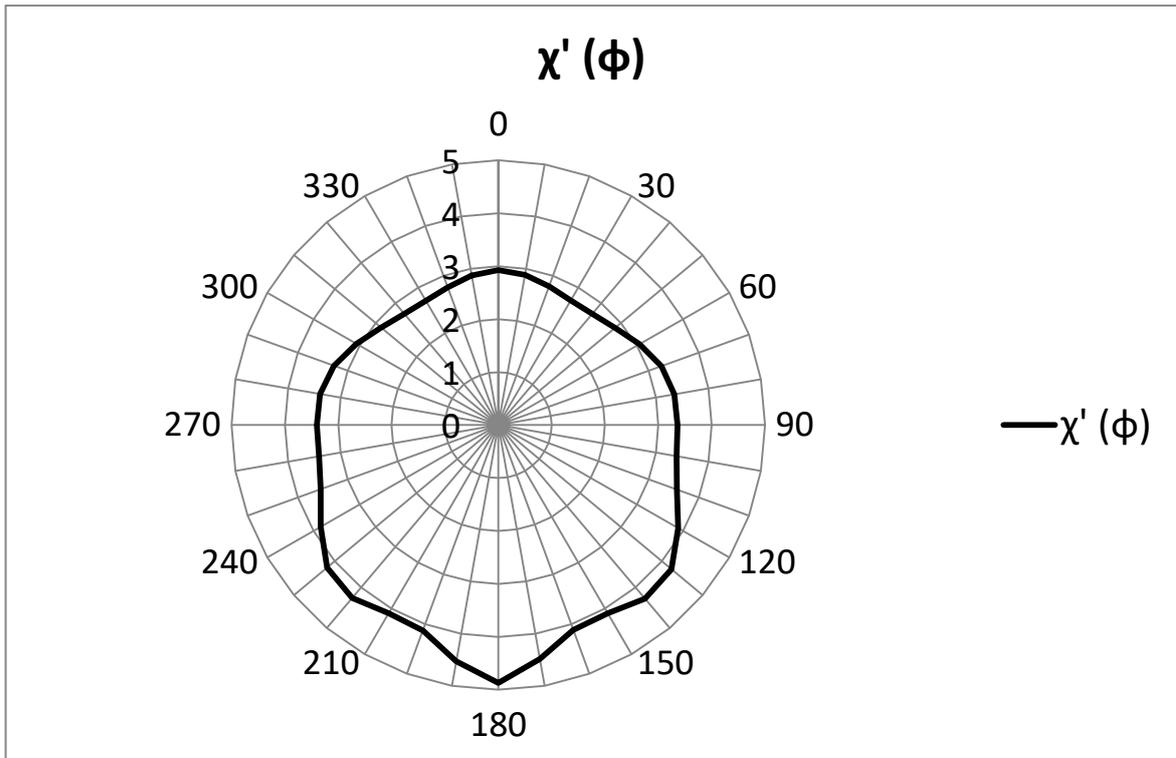


Рисунок 2.7. Зависимость $\chi'(\varphi)$ для пленки состава $Y_3Fe_5O_{12}$ при $h_Y=10$ Э.

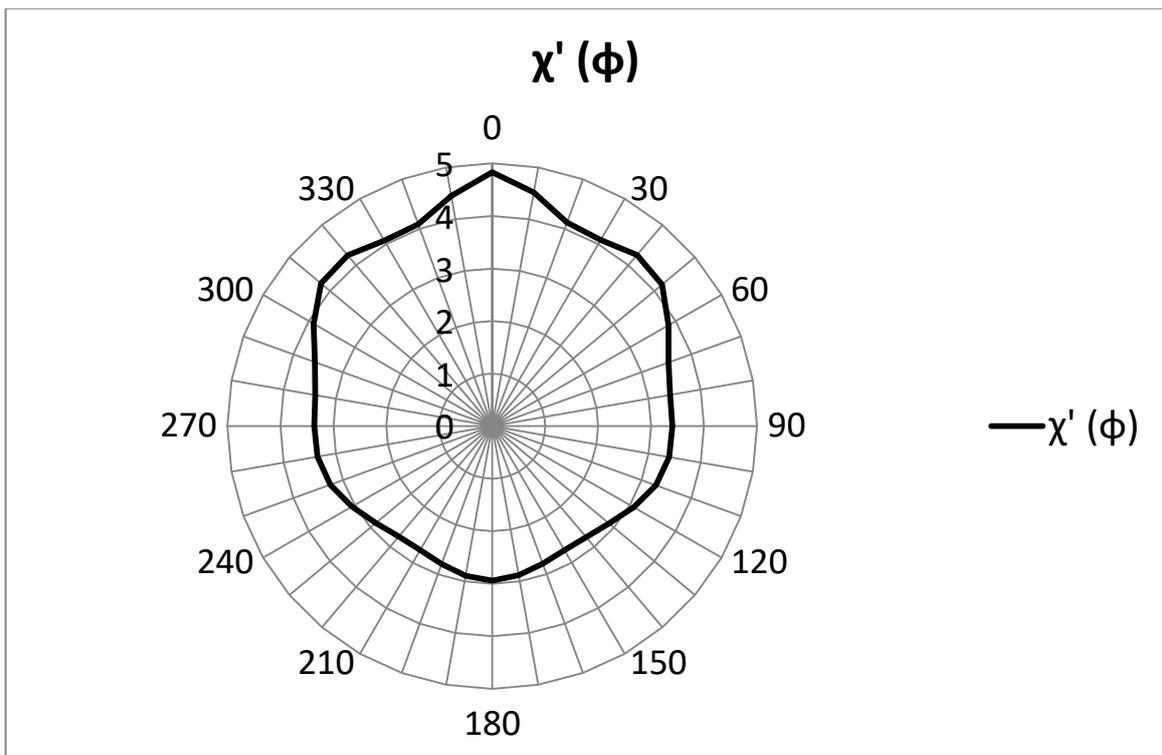


Рисунок 2.8. Зависимость $\chi'(\varphi)$ для пленки состава $Y_3Fe_5O_{12}$
при $h_Y = -10$ Э.

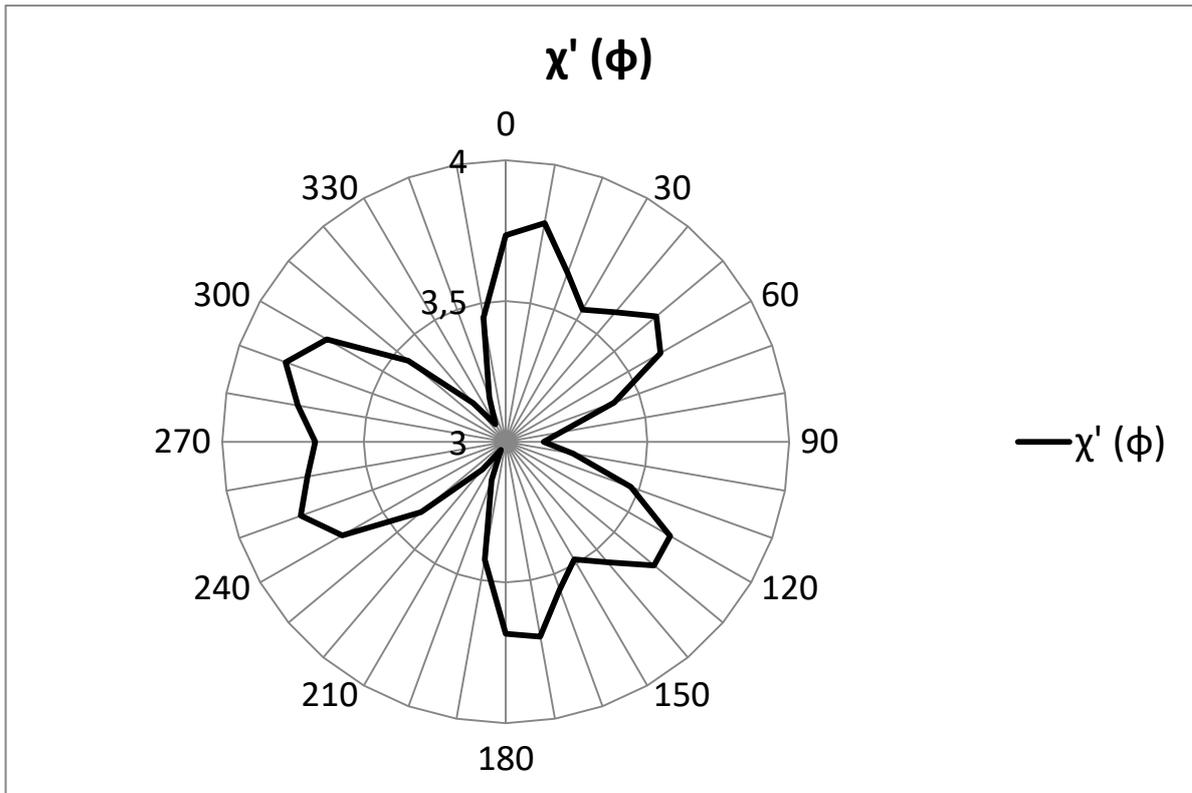


Рисунок 2.9. Зависимость $\chi'(\phi)$ для пленки состава $Y_3Fe_5O_{12}$ при $h_z = 30$ Э.

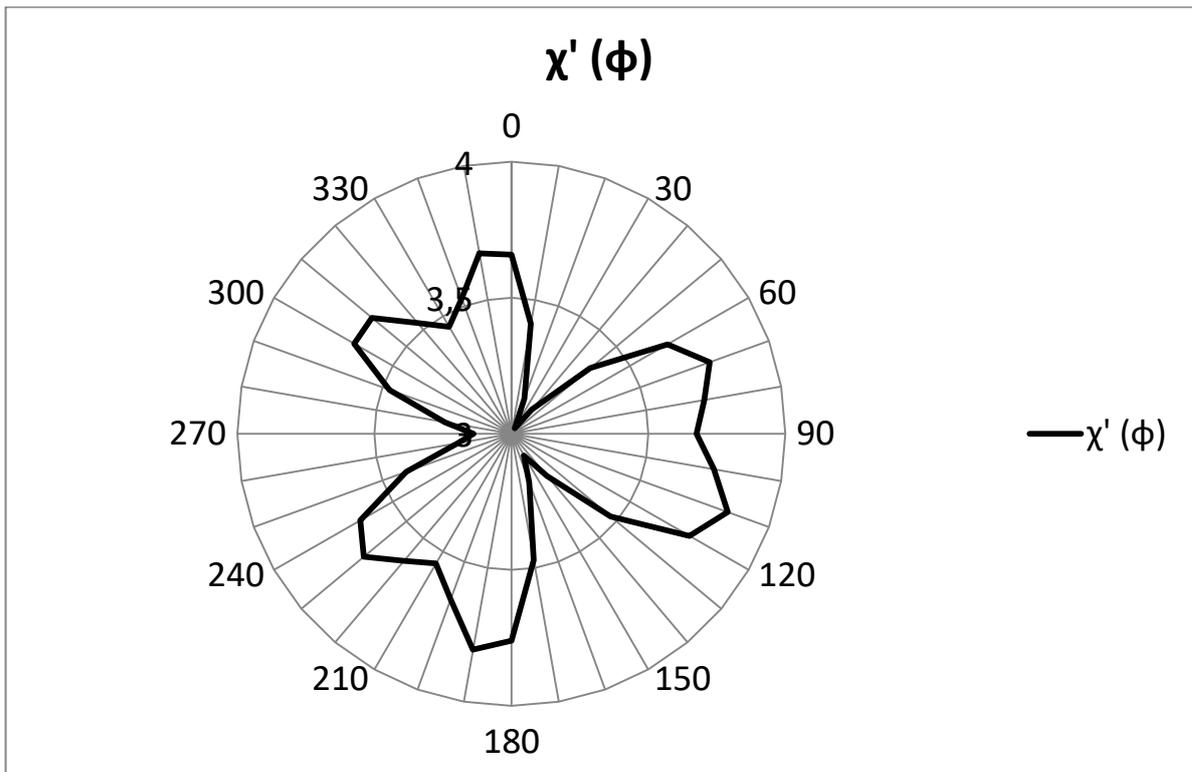


Рисунок 2.10. Зависимость $\chi'(\phi)$ для пленки состава $Y_3Fe_5O_{12}$ при $h_z = -30$ Э.

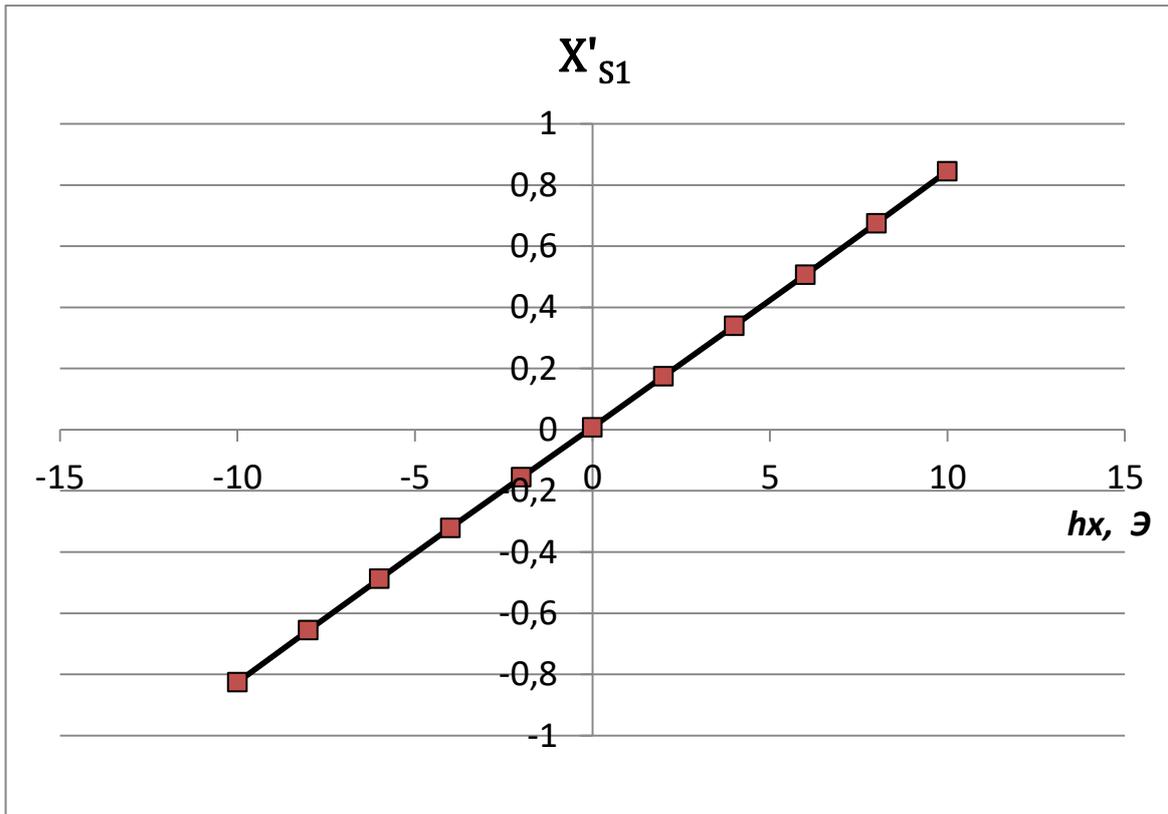


Рисунок 2.11. Зависимость χ'_{S1} от h_x для пленки состава $Y_3Fe_5O_{12}$.

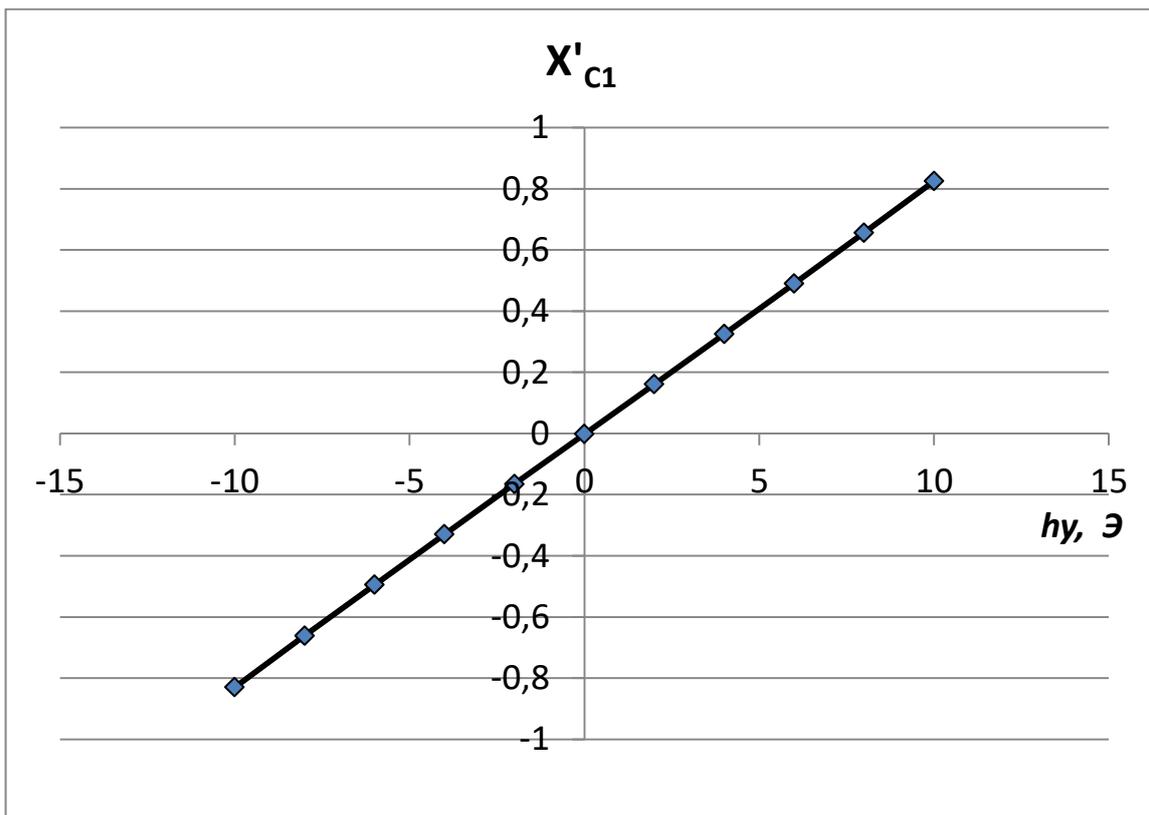


Рисунок 2.12. Зависимость χ'_{c1} от h_y для пленки состава $Y_3Fe_5O_{12}$.

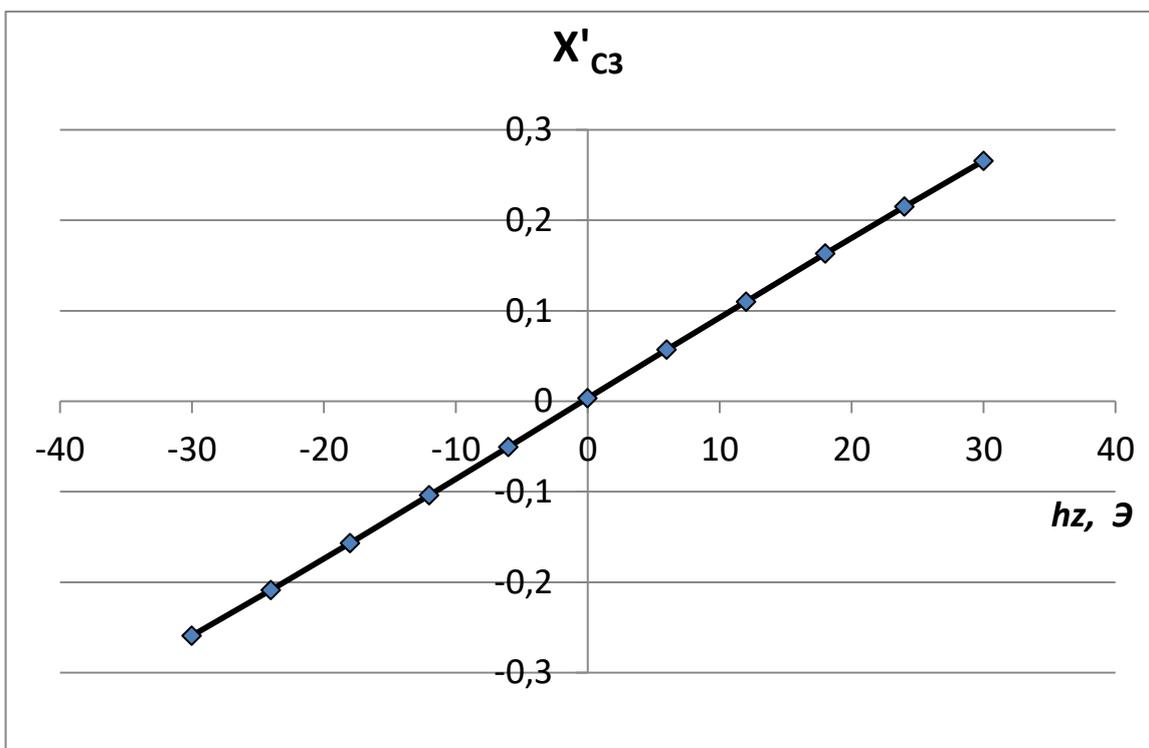


Рисунок 2.13. Зависимость $\chi'_{с3}$ от h_z для пленки состава $Y_3Fe_5O_{12}$.

Как видно из графиков, представленных на рис. 2.5 – 2.8 при воздействии постоянных магнитных полей в плоскости пленки h_x и h_y , в зависимости $\chi'(\varphi)$ появляется первая гармоника. При этом фаза первой гармоники соответствует направлению в плоскости пленки, $\sin(\varphi)$ для X – координаты, $\cos(\varphi)$ для Y - координаты. Знак первой гармоники соответствует знаку приложенного поля. Отклик на магнитное поле, приложенное по нормали к плоскости пленки - h_z проявляется в появлении третьей гармоники, знак которой также определяется знаком приложенного поля (рис. 2.9 – 2.10).

Амплитудные зависимости Фурье-компонент χ'_{s1} , χ'_{c1} и $\chi'_{с3}$ от интенсивности приложенных полей h_x , h_y , h_z для монокристаллической пленки $Y_3Fe_5O_{12}$ в плоскости (111) представлены на рис. 2.11, 2.12 и 2.13. На представленных графиках зависимостей χ'_{s1} , χ'_{c1} и $\chi'_{с3}$ от интенсивности приложенных полей h_x , h_y , h_z хорошо виден линейный отклик Фурье-компонент χ'_{s1} , χ'_{c1} и $\chi'_{с3}$ от величин приложенных полей.

На рис. 2.14 приведена угловая зависимость действительной части магнитной

восприимчивости $\chi'(\varphi)$ от угловой ориентации вектора намагниченности в плоскости (111) для пленки состава $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, на рис. 2.15 зависимость $\chi'(\varphi)$ для пленки состава $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$. Зависимости на рис. 2.14 и 2.15 получены при величине насыщающего поля $H=40$ Э.

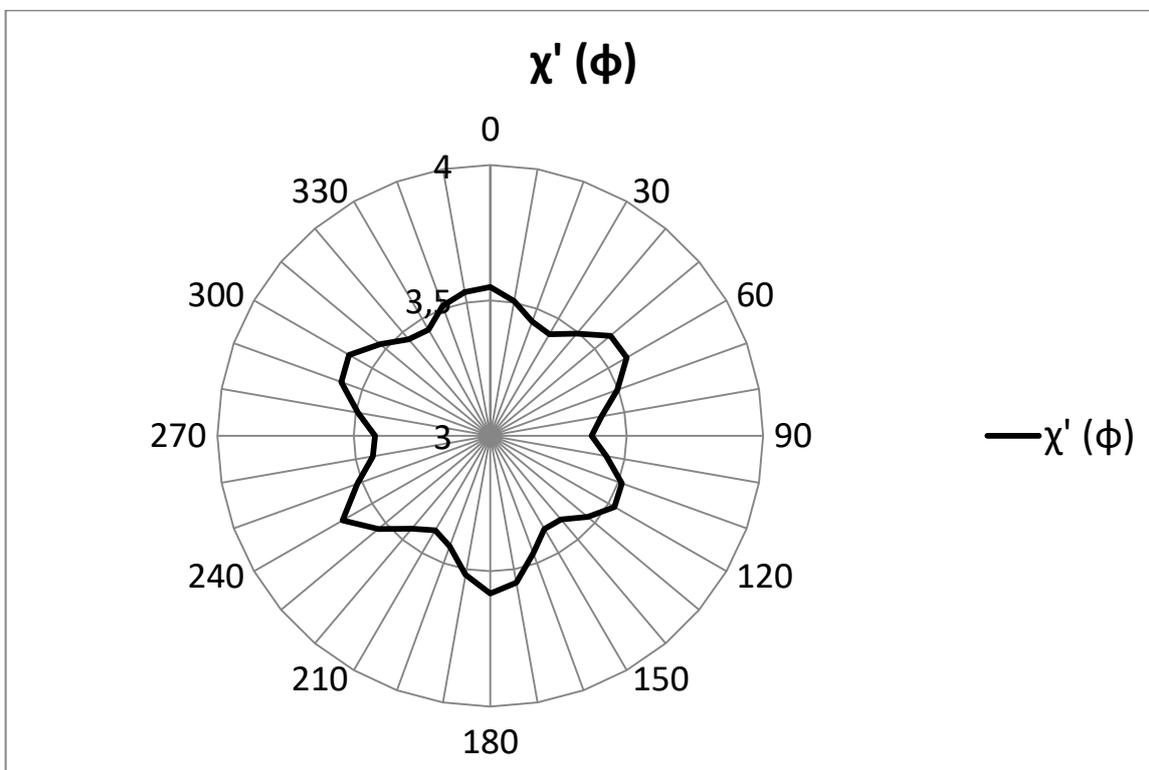


Рисунок 2.14. Зависимость $\chi'(\varphi)$ для пленки состава $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при нулевых значениях h_x, h_y, h_z .

Из сравнения зависимостей $\chi'(\varphi)$ на рис. 2.14 и 2.15 с аналогичной зависимостью $\chi'(\varphi)$ для пленки состава $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (рис. 2.4), видно, что влияние кубической анизотропии для всех трех пленок существенно различаются. Различие связано с наличием плоскостной анизотропии в пленках состава $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($K_u = -1.5 \cdot 10^5$ эрг/см³) и уменьшенным, в сравнении $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, значением кубической анизотропии в пленках состава $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$ ($K_l = 0.6 \cdot 10^3$ эрг/см³).

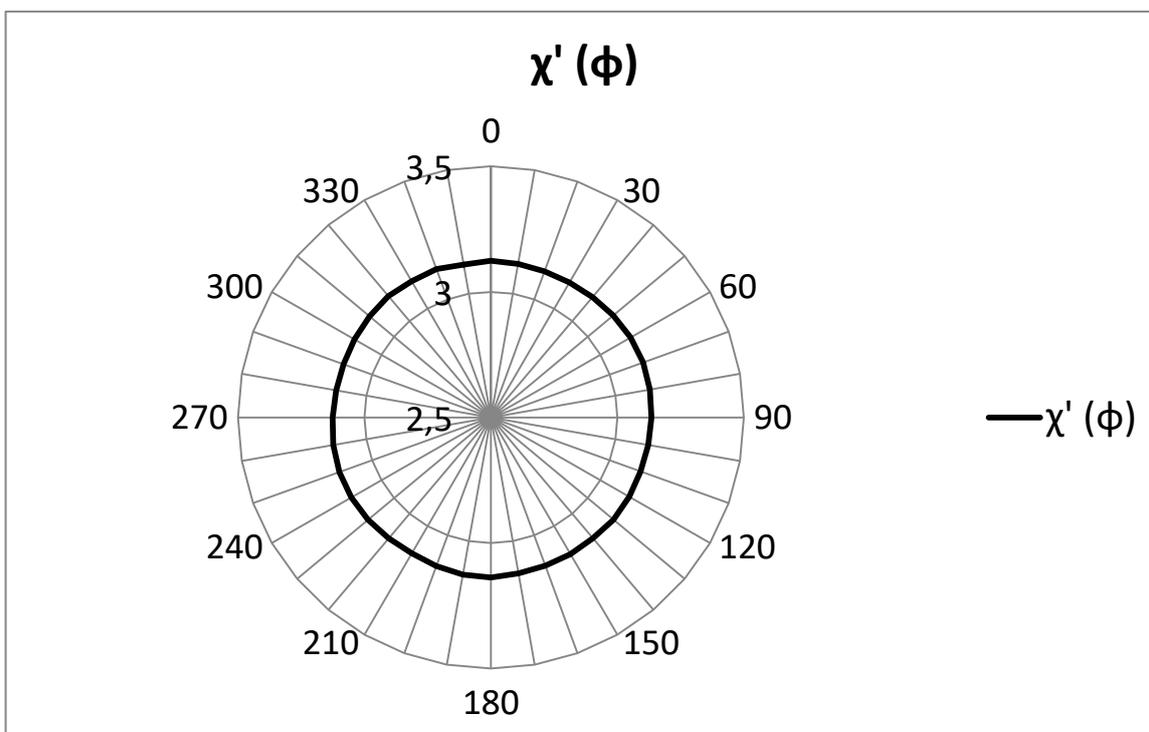


Рисунок 2.15. Зависимость $\chi'(\varphi)$ для пленки состава $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$, при нулевых значениях h_x, h_y, h_z .

На рис. 2.16 приведены сравнительные графики зависимости Фурье-компоненты χ'_{S1} в зависимости приложенного в плоскости пленки магнитного поля. Небольшие отличия между пленками различных составов можно объяснить различными величинами намагниченности.

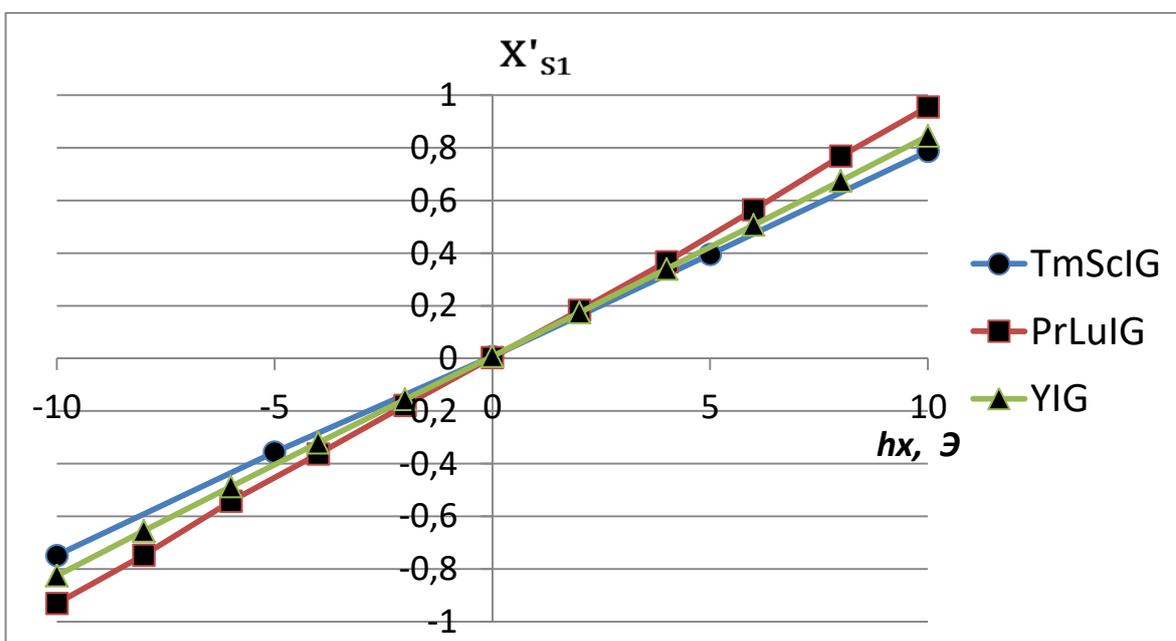


Рисунок 2.16. Зависимость χ'_{S1} от h_x для пленок состава $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$, $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

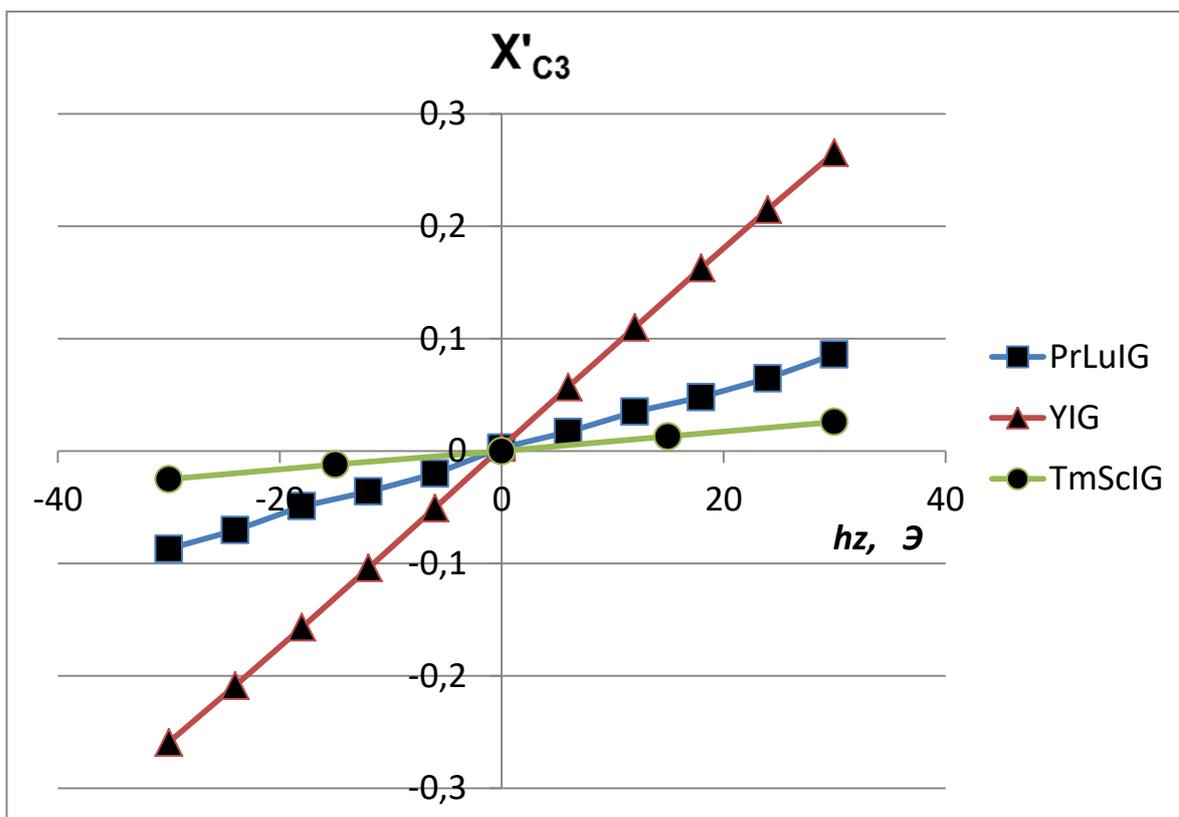


Рисунок 2.17. Зависимость χ'_{C3} от h_z для пленок состава $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$, $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Сравнительные графики зависимостей χ'_{C3} от h_z для пленок различных составов (рис. 2.17) показывают, что величина константы C , определенной в (2-41), отличается на порядок для пленок составов $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$. Константа C определенная из графика на рис. 2.17 для пленок $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$, $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{FeO}_{12}$ и $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$:

Для $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ - $C = 0.1$,

$\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{FeO}_{12}$ - $C = 0.036$,

$\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$ - $C = 0.011$.

2.5.4 Зависимость поля наведенной магнитной анизотропии в плоскости (111) от констант одноосной и кубической анизотропии феррита-граната

Значения величины χ'_{C6} для пленок состава $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$, $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{FeO}_{12}$ и $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, полученные из зависимостей, изображенных на рис. 2.4, 2.14, 2.15.

Для $Y_3Fe_5O_{12}$ - $\chi'_{C6} = 0.22$,

$Lu_{2.15}Pr_{0.85}FeO_{12}$ - $\chi'_{C6} = 0.084$,

$Tm_3Fe_{4.3}Sc_{0.7}O_{12}$ - $\chi'_{C6} = 0.0024$.

Поле наведенной в плоскости анизотропии H_c , определенное из зависимостей на рис. 2.4, 2.14 - 2.15, согласно (2.53), составляет:

для $Y_3Fe_5O_{12}$ - $H_c = 2.5$ Э,

$Lu_{2.15}Pr_{0.85}Fe_5O_{12}$ - $H_c = 0.92$ Э,

$Tm_3Fe_{4.3}Sc_{0.7}O_{12}$ - $H_c = 0.03$ Э.

С целью проверки соотношений (2.42-2.53) производился эксперимент по прямому измерению H_c путем измерения зависимости $H(\varphi)$.

Поле наведенной в плоскости (111) анизотропии измерялось нуль-методом при $\chi'(\varphi) = const$. В начале измерения устанавливалось значение χ' , соответствующее полю насыщения $H = 40$ Э, затем осуществлялся поворот образца по отношению к резонатору, а поле насыщения H , с помощью контура обратной связи, устанавливалось таким, чтобы $\chi'(\varphi) = const$. Установленные значения H в каждой точке формировали зависимость $H(\varphi)$.

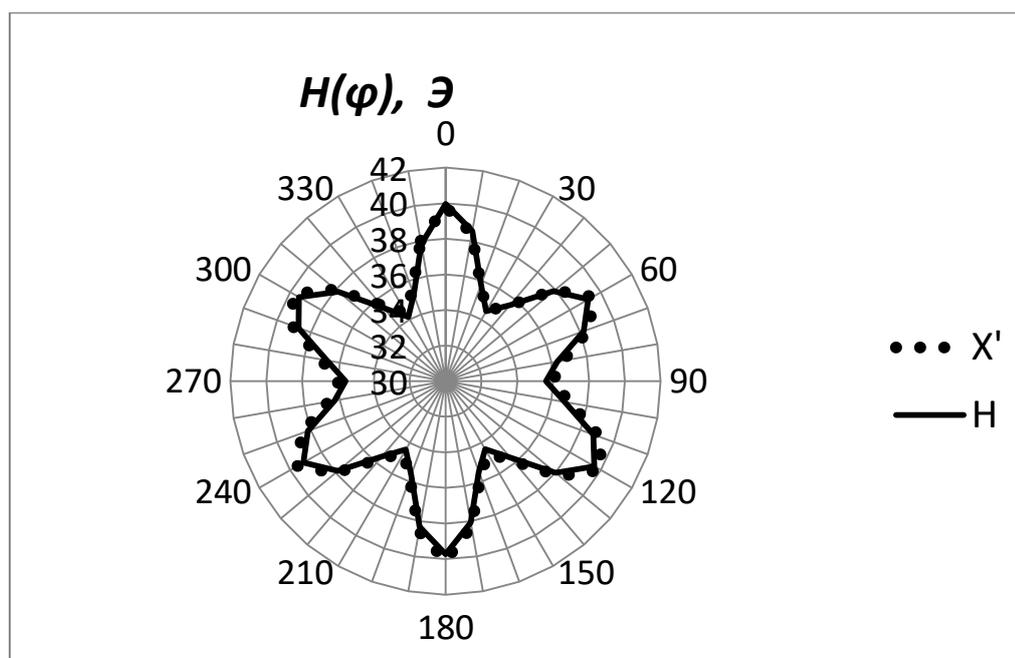


Рисунок 2.18. Зависимость поля наведенной анизотропии от угла поворота в плоскости (111).

Точками обозначены величины, полученные расчетом из зависимости $\chi'(\varphi)$ (рис.

2.4), сплошная линия отображает прямое измерение поля насыщения при $\chi'(\varphi) = \text{const}$.

В таблице 2.3 приведены параметры H_C и C , полученные из формул (2.40 - 2.41) и определенные из экспериментальных данных по магнитной восприимчивости. Величины K_1 , K_2 и $4\pi M$ взяты из источников [66-69].

Таблица 2.3. Сравнение теоретических и экспериментальных величин H_C и C .

Химическая формула	K_1	K_2	$4\pi M$	H_C	H_C	C	C
	эрг/см ³	эрг/см ³	Гс	Теор. Э	Эксп Э	Теор.	Эксп.
$Y_3Fe_5O_{12}$	$-6 \cdot 10^3$	0	1750	2.5	2.5	0.095	0.1
$Tm_3Fe_{4.3}Sc_{0.7}O_{12}$	$-0.6 \cdot 10^3$	0	1600	0.026	0.03	0.012	0.011
$Lu_{2.15}Pr_{0.85}Fe_5O_{12}$	$-6 \cdot 10^3$	$-1.5 \cdot 10^5$	1800	0.9	0.92	0.045	0.036

Исходя из соотношений (2.40 - 2.41) и данных в таблице 2.3, можно сделать вывод, что уменьшение наведенного поля анизотропии в плоскости (111) Pr-замещенных и Sc-замещенных феррит-гранатов происходит по разным сценариям: в случае замещения Sc происходит уменьшение константы K_1 и, как следствие, квадратичное падение величины H_C , а в случае Pr – преимущественно за счет увеличения плоскостной анизотропии, что вызывает и линейное падение поля анизотропии в плоскости пленки.

2.6 Выводы

1. Наведенная в плоскости анизотропия в феррит-гранатовых пленках ориентации (111) может быть скомпенсирована соответствующим подбором соотношения K_1 и K_2 .

2. Ненулевое значение $K_1 + \frac{K_2}{6}$ позволяет регистрировать магнитный отклик в плоскости пленки по всем трем координатам внешнего квазистационарного поля.
3. Уменьшение наведенного поля анизотропии в плоскости (111) Pr-замещенных и Sc-замещенных феррит-гранатов происходит по разным сценариям: в случае замещения Sc происходит уменьшение константы K_1 и как следствие квадратичное падение величины H_c , в случае Pr – преимущественно за счет увеличения плоскостной анизотропии, что вызывает и линейное падение поля анизотропии в плоскости пленки.

Результаты, представленные во второй главе, опубликованы в работах [A1, A2, A10, A16, A17].

2 ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ВРАЩЕНИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПЛОСКОСТИ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ

3.1 Флуктуационно-диссипационные соотношения при когерентном вращении намагниченности в плоскости феррит-гранатовой пленки

Выражения для комплексной магнитной восприимчивости (2.31 -2.33), полученные в п. 2.2, позволяют применить флуктуационно-диссипационную теорему (ФДТ) для оценки вклада в шумовые параметры сенсора термомагнитных флуктуаций в магнитном материале [71,72]. Спектральная плотность эффективного стороннего магнитного поля, вызванного термомагнитными флуктуациями:

$$\langle H_f^2 \rangle_\omega = \frac{T}{\pi\omega V} \cdot \frac{\chi''(\omega, H)}{|\chi(\omega, H)|^2}; \quad (3.1)$$

где T абсолютная температура в эрг, V – объем магнитного материала в см³.

Подставляя (2.31)-(2.33) в (3.1) получим:

$$\langle H_f^2 \rangle_\omega = \frac{T}{\pi\omega V} \cdot \frac{\omega_D \omega}{\omega_M^2} = \frac{T}{2\pi V} \cdot \frac{\alpha}{\gamma M}. \quad (3.2)$$

Формула (3.2) не содержит в явном виде частоты перемагничивания ω и напряженности насыщающего поля H . Обе эти величины содержатся в феноменологическом факторе затухания Гильберта – α .

На практике для оценки диссипации энергии в феррит-гранатах часто используется параметр ΔH – ширина линии ферромагнитного резонанса.

Обычно ΔH представляют в виде суммы вкладов в ширину линии от различных механизмов диссипации [73]:

$$\Delta H = \Delta H_0 + \Delta H_{in} + \Delta H_G + \dots; \quad (3.3)$$

где ΔH_0 – уширение линии связанное с неоднородностью распределения намагниченности и анизотропии в объеме образца,

ΔH_{in} – рассеяние на дефектах с образованием спиновых волн,

ΔH_G – уширение, вызванное эффективным полем сил вязкого трения. Последнее поле пропорционально скорости изменения намагниченности и выражается через константу α [74]:

$$\Delta H_G = \frac{\alpha}{\gamma M} \frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\alpha \omega}{\gamma}; \quad (3.4)$$

Приведем оценку эффективного стороннего магнитного поля, вызванного термомагнитными флуктуациями $\langle H_f^2 \rangle_\omega$, для ЖИГ пленки с параметрами $\Delta H = 1$ Э на частоте 1 МГц, $M = 140$ Гаусс,

$$V = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3 \text{ (1 см в диаметре и толщиной 3.2 мкм),}$$

$$T = 4.2 \cdot 10^{-14} \text{ эрг (300 K), } \gamma = 2.8 \text{ МГц/Э.}$$

Согласно (3.2), величина $\sqrt{\langle H_f^2 \rangle_\omega}$, определяющая шумовой вклад магнитного материала, при данных параметрах составляет 2.2 фТл/Гц^{0.5}.

Выражение (3.2) является точным (выведенным без приближений), однако не содержит никаких особенностей вблизи частоты резонанса ω_R . Это объясняется тем, что $\langle H_f^2 \rangle_\omega$ есть спектральная плотность эффективного стороннего поля, сама же намагниченность пропорциональна χ' и, соответственно, будет испытывать резонанс при $\omega = \omega_R$. Для магнитного сенсора порог чувствительности задает именно величина $\langle H_f^2 \rangle_\omega$, а значение χ' определяет только коэффициент преобразования.

Примечательно, что $\langle H_f^2 \rangle_\omega$ явно не зависит от величины насыщающего поля. Это связано с предположением о постоянстве величины $\alpha(\omega, H)$, что верно только при достаточно больших величинах насыщающего поля. При уменьшении насыщающего поля до величин близких к порогу насыщения, α будет возрастать в связи с нарушением однородности распределения намагниченности в образце. Согласно п.2.3, частота перемагничивания ω может быть на несколько порядков ниже частоты ферромагнитного резонанса ω_R . Однако, как было показано в [75], форма кривой ферромагнитного резонанса в реальных кристаллах феррита-граната испытывает неоднородное уширение, связанное

со структурными особенностями материала, и может существенно отличаться от формы Лоренца уже в непосредственной близости от частоты резонанса.

Приведенные обстоятельства требуют экспериментального уточнения величин $\alpha(\omega, H)$ в диапазоне полей и частот, реализуемых в магнитном сенсоре.

3.2 Особенности диссипации энергии в реальных кристаллах феррит-граната

Экспериментально наблюдаемые значения параметра диссипации ЖИГа $\Delta H \sim 0.3 - 0.15 \text{ Э}$ [76,77] являются рекордно малыми по сравнению с другими магнитными диэлектриками. Тем не менее, они значительно превышают вклад собственных процессов спин-спиновой релаксации в ширину резонансной кривой однородной прецессии. Кроме того, все собственные процессы релаксации приводят к росту величины ΔH с повышением температуры, в то время как экспериментальные значения ΔH часто имеют обратную зависимость [78]. В ходе многочисленных исследований по этой проблеме [79-82] было установлено, что в реальных кристаллах феррит-граната доминируют два дополнительных (не собственных) канала релаксации: спин-спиновая релаксация, связанная с неоднородностями кристалла, и спин-решеточная релаксация, связанная с наличием в кристалле электронов проводимости или ионов с сильной спин-орбитальной связью [83,84]. В магнитном сенсоре из-за технической необходимости уменьшения насыщающего поля H , помимо указанных механизмов релаксации, возникают дополнительные магнитные потери, связанные с неоднородным распределением намагниченности по образцу из-за магнитостатических полей на краях элемента. Одновременное присутствие нескольких различных механизмов диссипации серьезно усложняет процедуру измерения и оценки величины ΔH .

Так, например, оценка величины ΔH по экспериментально измеренной

величине мнимой части магнитной восприимчивости χ'' из соотношения (2.32) при $\omega \ll \omega_R$

$$\chi'' = \frac{\omega_M^2 \omega_D \omega}{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + \omega_D^2 \omega^2} \cong \frac{\omega_M^2 \omega_D \omega}{\omega_R^4} \cong \frac{\Delta H \omega}{\gamma H_{eff}^2}; \quad (3.5)$$

требует использования величины эффективного насыщающего поля H_{eff} . При условии $H_{eff} \sim \Delta H$, точно определить H_{eff} с учетом магнитных неоднородностей в кристалле, анизотропии и магнито-статических полей, практически невозможно.

Трудности с определением H_{eff} можно избежать, если воспользоваться соотношением

$$\frac{\chi''(\omega, H)}{|\chi(\omega, H)|^2} = \frac{\omega_D \omega}{\omega_M^2}; \quad (3.6)$$

которое использовалось при выводе формулы (3.2). После преобразований:

$$\Delta H = \frac{M \chi''(\omega, H)}{|\chi(\omega, H)|^2}; \quad (3.7)$$

Поскольку $\chi'(\omega, H)$ и $\chi''(\omega, H)$ – непосредственно измеряемые величины, точность определения ΔH будет определяться выполнением дисперсионных соотношений между $\chi'(\omega, H)$ и $\chi''(\omega, H)$ [85].

В недавних работах [85,86] подобный метод оценки магнитных потерь был с успехом применен к Ni-Mn ферритам. Помимо хорошего соответствия с экспериментальными значениями потерь в широком диапазоне частот (1 кГц – 4 ГГц), соотношение (3.7) также хорошо работает при наличии движения доменных стенок одновременно с когерентным вращением. Это особенно важно для тонких пленок с плоскостной анизотропией, поскольку распределение намагниченности вблизи краев образца может сильно отличаться от однородного состояния.

Полные математические выражения, описывающие связь $\chi'(\omega, H)$ и $\chi''(\omega, H)$ с параметрами монодоменного магнетика вдали от ферримагнитного резонанса, приведены в работах [87,88].

Заметим также, что величина ΔH , определенная в соответствии с (3.7), имеет простой физический смысл – она определяет ширину линии по магнитному полю перестраиваемого резонатора при условии, что потери резонатора определяются диссипацией в магнитном материале сердечника.

3.3 Экспериментальная методика измерения комплексной магнитной восприимчивости

Рассмотрим плоскую катушку с объемом V_0 , толщиной d_0 , индуктивностью L_0 и сопротивлением потерь R . Тонкая магнитная пленка толщиной d расположена внутри катушки (рис. 3.1). Внешнее постоянное подмагничивающее поле H_T направлено перпендикулярно к полю $H(\omega)$ создаваемому катушкой. Таким образом, перемагничивание осуществляется вращением намагниченности в плоскости пленки.

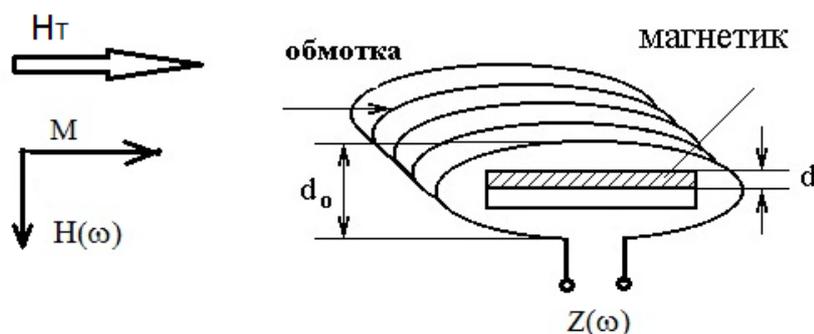


Рисунок 3.1. Плоская катушка с магнитной пленкой во внешнем постоянном подмагничивающем поле H_T

В приближении тонкого эллипсоида для размагничивающего поля магнетика, эффективная магнитная восприимчивость в объеме катушки может быть выражена как:

$$\chi_{eff} = (\chi' - j\chi'') \cdot \frac{d}{d_0} = (\chi' - j\chi'') \cdot \frac{V}{V_0}; \quad (3.8)$$

а эффективная проницаемость

$$\mu_{eff} = 1 + 4\pi\chi_{eff}. \quad (3.9)$$

Таким образом, импеданс катушки может быть выражен как:

$$Z(\omega) = j\omega L_0\mu_{eff} + R = j\omega L_0(1 + 4\pi\chi'_{eff}) + 4\pi\omega L_0\chi''_{eff} + R. \quad (3.10)$$

Пусть Z_0 –импеданс катушки в отсутствие магнитного сердечника, тогда, согласно (3.10),

$$\chi'_{eff} = \frac{Im(Z-Z_0)}{4\pi \cdot Im(Z_0)}, \quad \chi''_{eff} = \frac{Re(Z-Z_0)}{4\pi \cdot Im(Z_0)}. \quad (3.11)$$

Таким образом, измерив, зависимость $Z(H_T)$, можно получить представление о предельных шумовых характеристиках сенсора, а также определить оптимальный режим возбуждения [A10, A35].

На рис. 3.2 – 3.5 изображены зависимости реальной и мнимой частей комплексной магнитной восприимчивости от подмагничивающего поля H_T , полученные из измерения величины $Z(H_T)$ по формулам (3.11). Зависимость параметра диссипации ΔH от магнитного поля H_T приведена на рис. 3.6. Зависимость ΔH от частоты в пленках составов $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$ при постоянном поле $H_T = 40$ Э представлена на рис. 3.7.

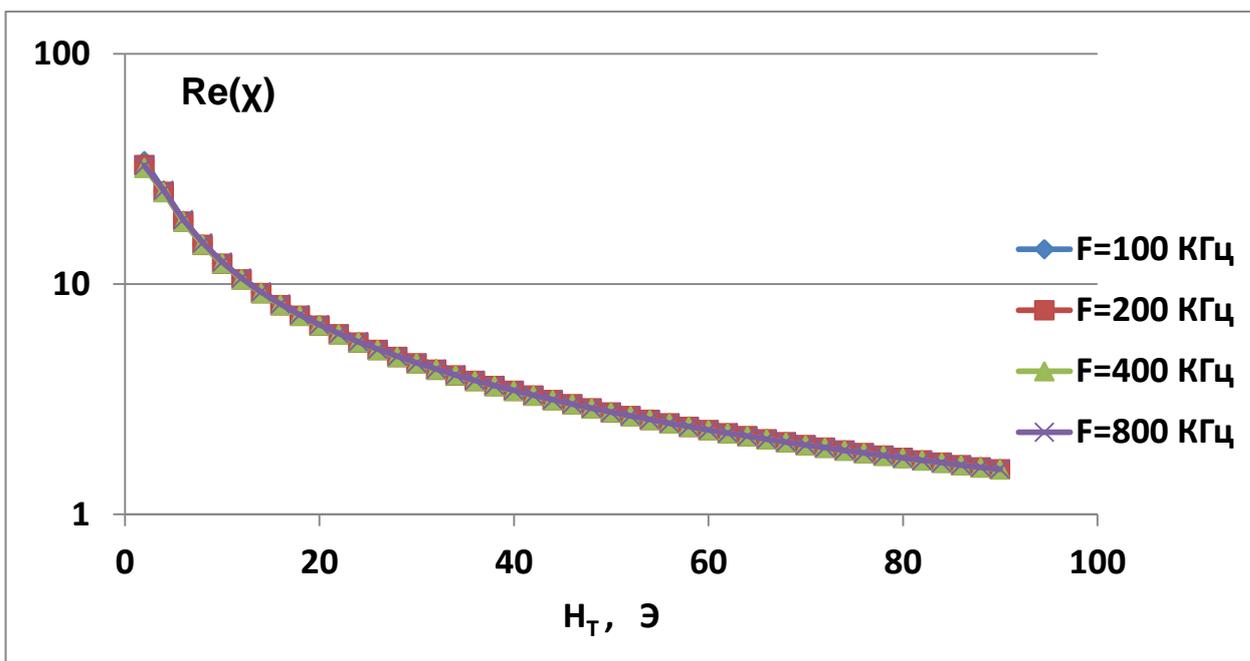


Рисунок 3.2. Зависимость действительной части магнитной восприимчивости от подмагничивающего поля H_T в пленке состава $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$ на частотах 100, 200, 400 и 800 КГц.

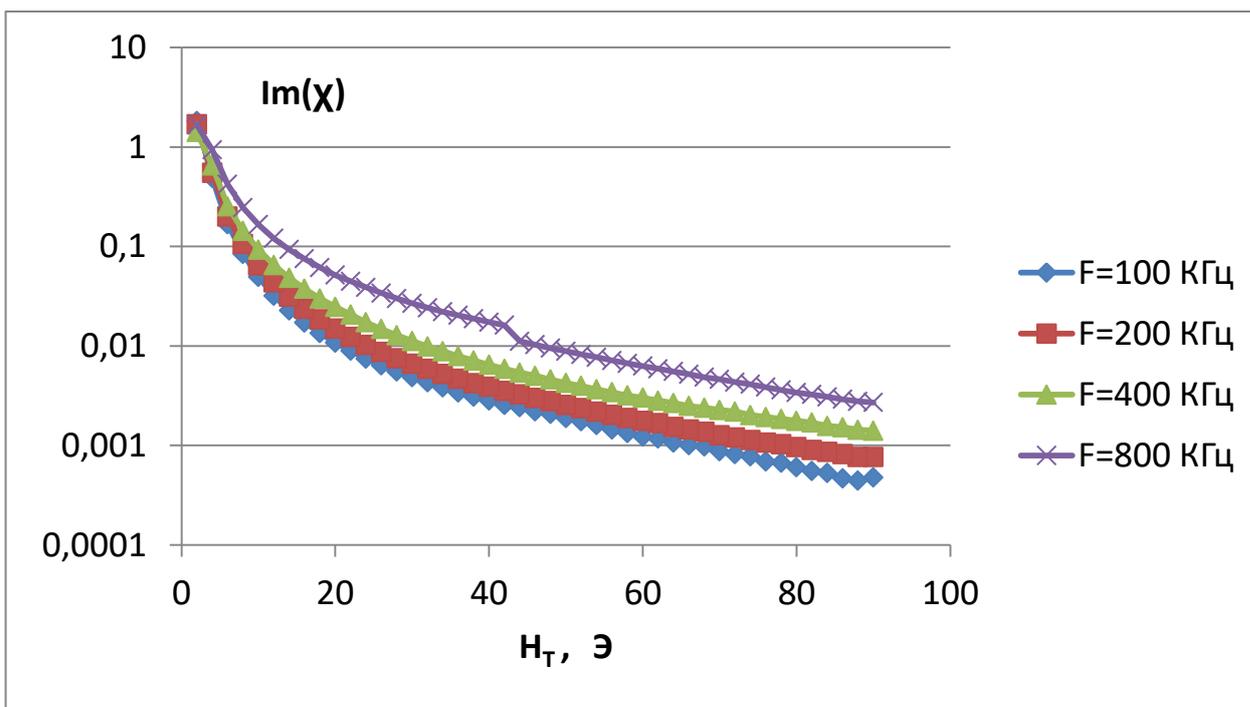


Рисунок 3.3. Зависимость мнимой части магнитной восприимчивости от подмагничивающего магнитного поля H_T в пленке состава $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$ на частотах 100, 200, 400 и 800 КГц.

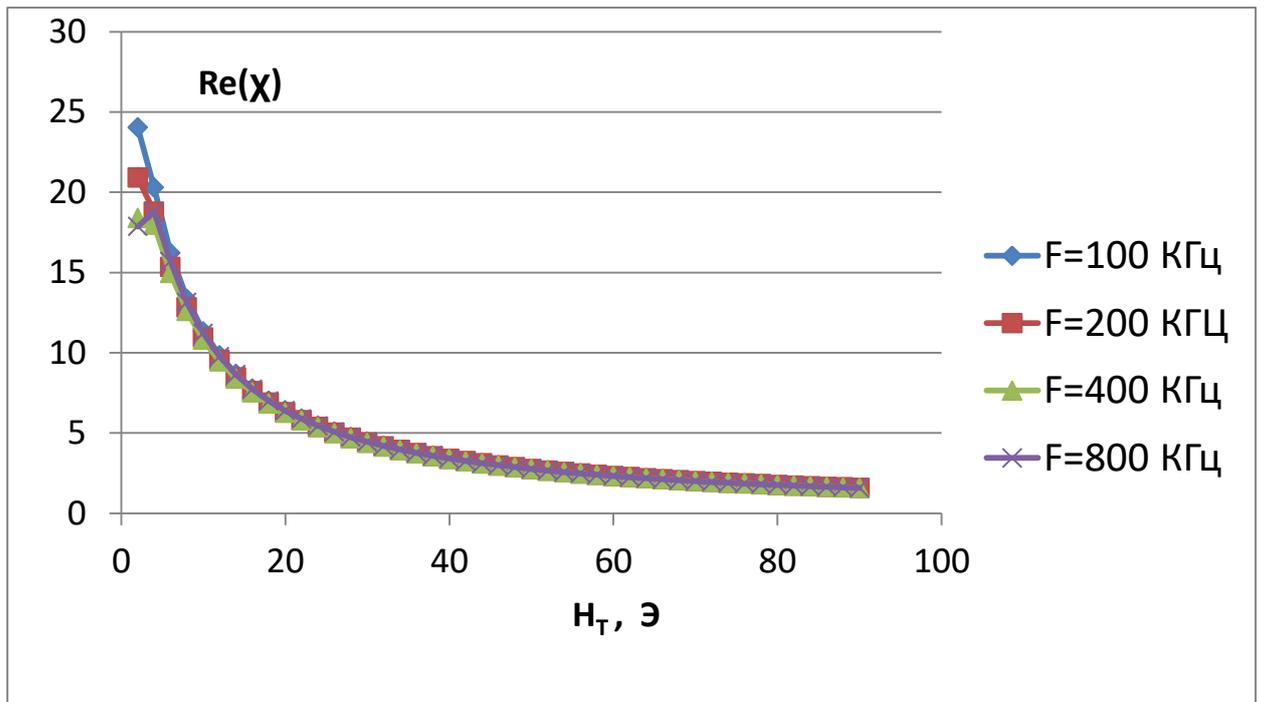


Рисунок 3.4. Зависимость действительной части магнитной восприимчивости от подмагничивающего поля H_T в пленке состава $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на частотах 100, 200, 400 и 800 КГц.

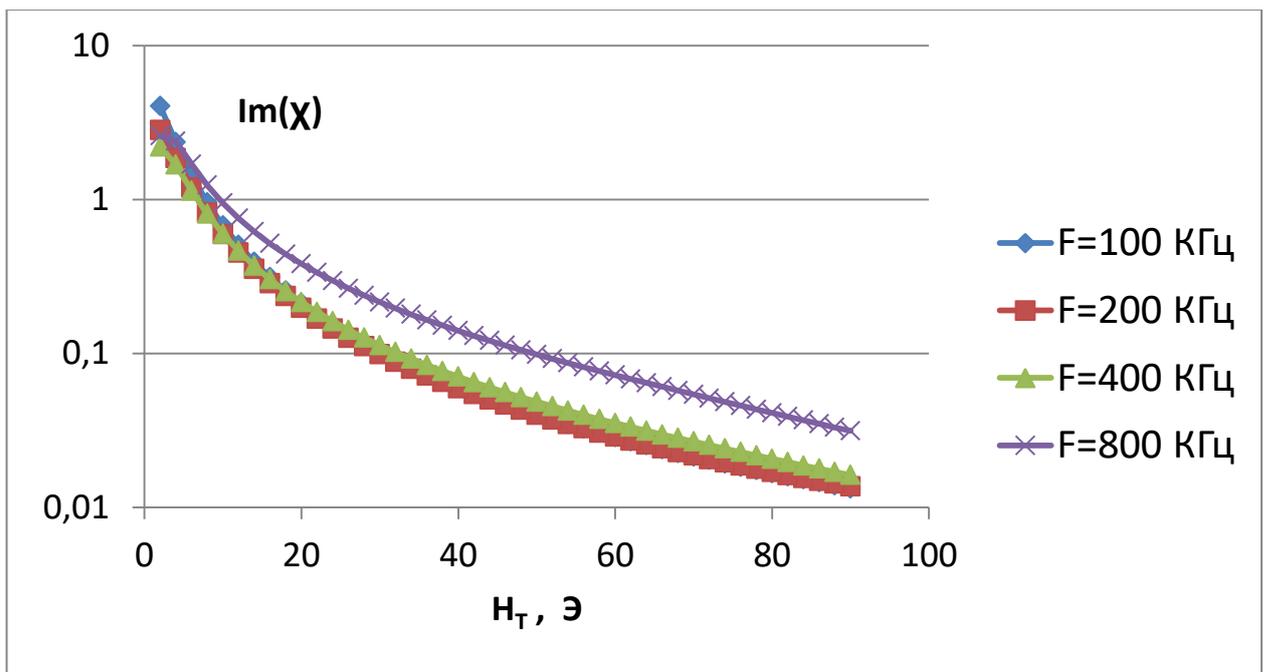


Рисунок 3.5. Зависимость мнимой части магнитной восприимчивости от подмагничивающего поля H_T в пленке состава $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на частотах 100, 200, 400 и 800 КГц.

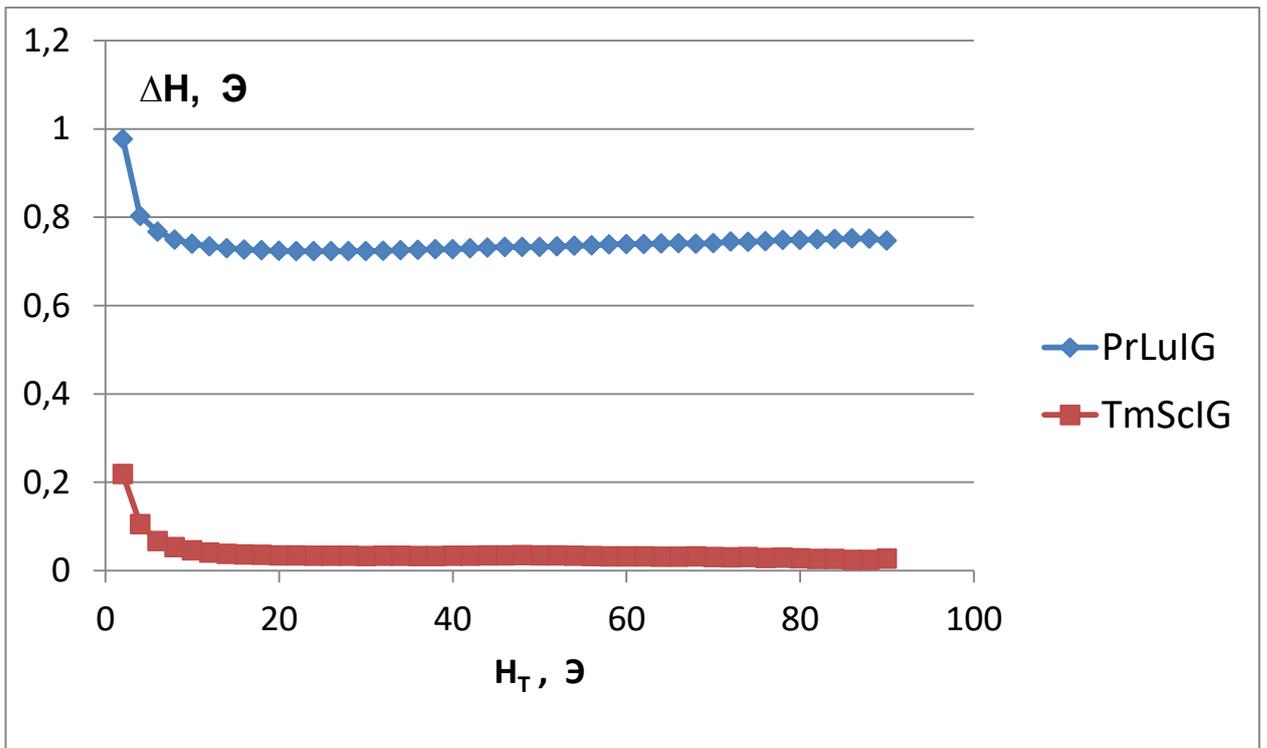


Рисунок 3.6. Зависимость параметра диссипации ΔH от подмагничивающего поля H_T в пленках составов $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$ на частоте 100 кГц

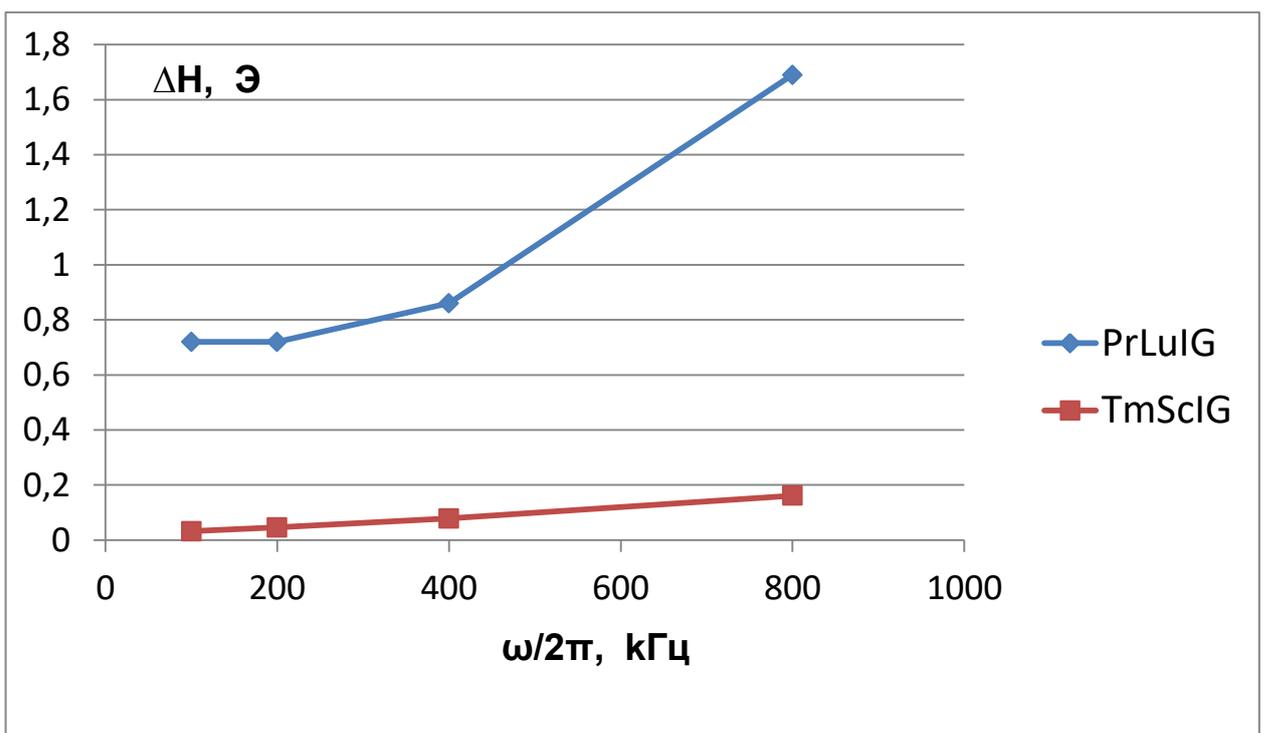


Рисунок 3.7. Зависимость параметра диссипации ΔH от частоты в пленках составов $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$ при постоянном поле $H_T = 40$ Э.

Как видно из рисунков 3.6 и 3.7, параметр диссипации ΔH практически не

зависит от величины приложенного поля для составов $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$. В то же время, наблюдаемые зависимости от ΔH частоты для составов $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$ существенно отличаются.

Состав $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$ демонстрирует линейную зависимость ΔH от частоты возбуждающего поля, что соответствует зависимости (3.4). Экстраполяция этой зависимости на частоту 1 ГГц приводит к величине ΔH порядка 200 Э, что совпадает с имеющимися данными о ширине линии резонанса в гранатах состава $\text{Tm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [89].

Таким образом, можно сделать вывод, что диссипация в пленках состава $\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$ подчиняется уравнению Ландау-Лифшица-Гильберта (LLG), а величина ΔH определяется соотношением (3.4).

В пленках состава $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на частотах ниже 400 кГц параметр диссипации ΔH перестает зависеть от частоты, что означает доминирование дополнительных механизмов релаксации.

3.4 Оценка параметров диссипации магнитных пленок феррита-граната с учетом вклада упругой релаксации

Как видно из соотношения (3.2), важнейшим фактором, определяющим чувствительность ротационного магнетометра, являются свойства релаксации магнитных колебаний.

Природа процессов релаксации в магнитных диэлектриках исследуется с давних времен. В качестве основного механизма, формирующего затухание прецессии намагниченности в таких средах, обычно считается двухмагنونное рассеяние, то есть процесс, при котором возбужденные в образце магны теряют свою энергию за счет столкновения с дефектами [90-97].

Однако рассмотренный в этих работах двухмагنونный процесс, как правило, обеспечивает лишь небольшую часть затухания прецессии намагниченности, наблюдаемого в эксперименте.

В работе [98], по-видимому, впервые обращено внимание на возможность

обеспечения магнитного затухания за счет передачи энергии магнонов возбуждаемым на неоднородностях фононам, энергия которых в свою очередь уходит в решетку, то есть явно указано на возможность формирования магнитного затухания за счет упругого.

В работе [99] рассчитано затухание колебаний намагниченности за счет генерации сдвиговых упругих волн в магнитоупругой среде, обладающей упругой вязкостью.

Однако в работе [100] утверждается, что полученный в обеих этих работах коэффициент затухания магнитных колебаний мал по сравнению с экспериментальными величинами. В качестве альтернативы предложена собственная модель возбуждения фононов в пленке на подложке, в результате рассмотрения которой показано, что при больших частотах коэффициент затухания обратно пропорционален кубу частоты, а при малых – прямо пропорционален квадрату частоты. Какая-либо экспериментальная проверка полученных соотношений в этой работе отсутствует.

В работе [101] предпринята попытка исследования динамики намагниченности с учетом термального резервуара упругих мод. Для магнитной пленки на немагнитной подложке получено уравнение движения, в котором параметр магнитного затухания является тензором и зависит от намагниченности. Показано, что этот параметр и ширина линии ФМР пропорциональны произведению квадрата константы магнитоупругого взаимодействия на толщину пленки.

В работе [102] в рамках термодинамики проведено рассмотрение магнитного затухания с учетом магнитоупругого взаимодействия на основе флуктуационно-диссипационной теоремы. Показано, что параметр магнитного затухания имеет тензорный характер и пропорционален намагниченности.

В работе [103] указано на аналогию между феноменологическими уравнениями движения в магнитной и электрически поляризованной средах, обусловленную сходной природой электронного энергетического спектра. Показано, что магнитное затухание определяется вязкостью упругой системы.

Однако экспериментальная проверка результатов, полученных в работах [101-103], опять-таки отсутствует.

Наконец в работе [104] рассматривается формирование магнитной релаксации за счет упругой, то есть внесение упругого затухания как данного в затухание колебаний намагниченности, причем еще раз постулируется представление параметра магнитного затухания в виде тензора второго ранга. Далее проводится подробное сравнение полученных результатов с экспериментами предшествующих авторов, выполненными на десяти различных составах: от магнитных диэлектриков – ферритов до хороших проводников – металлов.

Результаты сравнения показывают соответствие между теорией и экспериментом с точностью не хуже полутора-двух раз, хотя всегда в меньшую сторону.

Будучи выполненной в чисто феноменологических рамках, эта работа микроскопические механизмы, рассмотренные в работах [98-103], не затрагивает. С другой стороны, даже феноменологический подход здесь проведен не полностью: так учет имеющей место в реальности прецессии намагниченности заменен термодинамическим рассмотрением вклада магнитострикционной добавки к потенциалу, а выражение для параметра магнитного затухания получено исходя из аналогии с подобным выражением для затухания упругих колебаний.

Дальнейшее развитие подхода, использованного в работе [104], было проведено с детальным рассмотрением прецессии намагниченности и с учетом магнитоупругого взаимодействия [A13].

Важным вопросом является также роль в формировании магнитного затухания соотношения между ферромагнитным и упругим резонансами, в случае их возбуждения в магнитной пластине магнетометра [A7, A8]. В работе [A12], произведена оценка влияния подложки на магнитоупругие колебания в структуре «магнитная пленка – немагнитная подложка». Показано, что в практически важном случае, когда толщина пленки на полтора-два порядка

меньше толщины подложки, вклад диссипации упругой системы в диссипацию магнитной системы незначителен, то есть диссипация магнитной системы определяется внутренними процессами магнитной релаксации в пленке.

Таким образом, дальнейшее уточнение модели магнитной релаксации в структуре «магнитная пленка – немагнитная подложка» требует дополнительных данных. Прежде всего, такими данными могли бы быть температурные зависимости параметров диссипации в широком диапазоне температур, поскольку различные механизмы магнитной релаксации будут иметь разные температурные зависимости.

3.5 Оценка величины магнитного шума сенсора с учетом влияния возбуждающих катушек

При наличии реальных измерительных катушек ситуация существенно усложняется. Для удобства дальнейшего анализа перепишем выражение (3.1) в виде:

$$\langle H_f^2 \rangle_\omega = \frac{T}{\pi\omega V} \cdot \frac{1}{\left(Q_M + \frac{1}{Q_M}\right)\chi'(\omega, H)}; \quad (3.13)$$

где Q_M - магнитная добротность материала:

$$Q_M = \frac{\chi'(\omega, H)}{\chi''(\omega, H)} = \frac{\omega_R^2 - \omega^2}{\omega_D \omega} \approx \frac{\gamma H}{\omega \alpha}; \quad (3.14)$$

для монокристаллической пленки ЖИГа с параметрами $\Delta H = 1$ Э (на частоте 1 ГГц), для величины насыщающего поля $H = 10$ Э и частоты вращения $f = \omega/2\pi = 100$ кГц величина магнитной добротности материала составляет $Q_M \sim 10^5$, что на несколько порядков превосходит возможные значения добротностей возбуждающих катушек. Поэтому для получения реалистичных оценок шумовых параметров сенсора необходим учет потерь в возбуждающей обмотке [A1, A38].

Для катушки с магнетиком (рис. 3.1) введем эффективную добротность

$$Q_{eff} = \frac{Im(Z(\omega))}{Re(Z(\omega))} = \frac{\omega L_0(1+4\pi\chi'_{eff})}{4\pi\omega L_0\chi''_{eff}+R}. \quad (3.15)$$

Согласно ФДТ, спектральная плотность энергии тепловых флуктуаций в цепи составляет [72]:

$$|Z(\omega)|^2 \cdot \langle I^2 \rangle_\omega = \frac{T}{\pi} Re(Z(\omega)). \quad (3.16)$$

Поскольку магнитный сенсор представляет собой устройство, преобразующее изменения магнитной восприимчивости материала (и соответственно импеданса катушки) в выходное напряжение (или ток), то эквивалентный магнитному полю шума выходной сигнал может быть представлен через коэффициент преобразования $\frac{\partial Z}{\partial H}$:

$$\langle H_f^2 \rangle_\omega = \frac{\langle I^2 \rangle_\omega \cdot |Z(\omega)|^2}{I^2 \left| \frac{\partial Z}{\partial H} \right|^2}, \quad (3.17)$$

где

$$\left| \frac{\partial Z}{\partial H} \right|^2 = (4\pi\omega L_0)^2 \left(\left(\frac{\partial \chi'_{eff}}{\partial H} \right)^2 + \left(\frac{\partial \chi''_{eff}}{\partial H} \right)^2 \right) \quad (3.18)$$

- производная модуля импеданса по магнитному полю. Величина I^2 в формуле (3.17) может быть выражена через магнитную энергию катушки с пленкой:

$$\frac{H^2}{8\pi} \mu_{eff} \cdot V_0 = \frac{L_0 I^2}{2} \cdot \mu_{eff}. \quad (3.19)$$

Величины $\frac{\partial \chi'_{eff}}{\partial H}$ и $\frac{\partial \chi''_{eff}}{\partial H}$ будем определять из (2.31-2.33), используя

такое же приближение, как и при выводе (2.41), т.е. $\omega_R \gg \omega$ и $\omega_R \gg \omega_D$,

$$\frac{\partial \chi'_{eff}}{\partial H} = -\frac{M}{H^2}, \quad \frac{\partial \chi''_{eff}}{\partial H} = -2 \cdot \frac{\alpha\omega M}{\gamma H^3}. \quad (3.20)$$

Подставляя (3.18), (3.19) и (3.20) в (3.17), получаем выражение для $\langle H_f^2 \rangle_\omega$ [A1]:

$$\langle H_f^2 \rangle_\omega = \frac{4T}{\omega V_0} \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{\operatorname{Re}(\mu_{eff})-1}{Q_M} \right) \cdot \frac{1}{(\operatorname{Re}(\mu_{eff})-1)^2 \cdot \left(1 + \frac{4}{Q_M^2}\right)}; \quad (3.21)$$

где Q_0 – значение добротности катушки без магнетика.

Из полученного соотношения для частоты $f = 200$ кГц оценим порог чувствительности магнитометра на основе тонкой пленки ЖИГ с указанными выше параметрами: $M = 140$ Э, $H = 10$ Э, $\Delta H = 1$ Э, $Q_M = 5 \cdot 10^4$, $Q_0 = 10$, толщина $d_0 = 640$ мкм, объем $V_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ см³, ($V/V_0 = 10^{-2}$). При комнатной температуре из (2.31) находим $\chi' = 14$, а из (3.9) получим $\operatorname{Re}(\mu_{EFF}) = 1.88$. Тогда величина N_v шумовых флуктуаций из (3.21) составляет около 0.1 пТл/Гц^{1/2}. Это значение хорошо согласуется с экспериментальными данными, но на 2 порядка превышает величину, полученную для магнетика без резонатора.

В выражении (3.21) соотношение между слагаемыми в первых скобках, т.е. Q_0^{-1} и $(\operatorname{Re} \mu_{EFF}-1)/Q_M$, отражает отношение потерь в резонаторе к потерям в магнитном материале, поскольку $Q_M \gg Q_0$, выражение (3.21) может быть приведено к виду:

$$\langle H_f^2 \rangle_\omega \approx \frac{4T}{\omega V_0} \cdot \left(\frac{1}{Q_0} \right) \cdot \frac{1}{(\operatorname{Re}(\mu_{eff})-1)^2} \quad (3.22)$$

и с учетом (3.9 - 3.9), а также (2.27 - 2.28), представлено как:

$$\langle H_f^2 \rangle_\omega \approx \frac{4T}{\omega} \cdot \frac{V_0}{Q_0} \cdot \frac{H^2}{(4\pi M)^2}. \quad (3.23)$$

Рассмотрим по очереди все три сомножителя в выражении (3.23).

Первый сомножитель может быть уменьшен путем увеличения рабочей частоты ω . Однако существует ограничение на ω , связанное с конструкцией проводов обмотки. Начиная с некоторой частоты (для современных проводов типа литцендрат - порядка 1 - 3 МГц), потери в проводе начинают быстро возрастать. Это связано с уменьшением толщины скин-слоя, а также избыточным током, наведенным между отдельными жилами (proximity effect) [105].

Второй сомножитель – отношение объема к добротности для плоской катушки, практически является константой, определяемой параметрами проводов. Поскольку основная часть магнитной энергии контура располагается между плоскостями намотки и пропорциональна толщине катушки, а активное сопротивление с изменением толщины практически не изменяется, то добротность контура пропорциональна его объему.

Третий сомножитель - по сути, обратный квадрат магнитной восприимчивости, обратно пропорциональный полю насыщения H . Идеальным с позиции поля насыщения являлся бы образец в форме эллипсоида, однако реализация такого профиля в монокристалле феррит-граната с отношением полуосей порядка 100 довольно емкая технологическая задача. Чтобы обойти эти сложности, был развит относительно простой технологический подход к оптимизации профиля чувствительного элемента посредством многослойной фотолитографии [A42, A43].

Таким образом, оптимизация профиля краевой области феррит-гранатового чувствительного элемента открывает путь для дальнейшего повышения чувствительности датчиков на основе вращения намагниченности в магнитной пленке.

3.5 Выводы

1. Предельная чувствительность, обусловленная материалом магнитного сенсора в насыщенном состоянии, определяется собственной намагниченностью и потерями в магнитном материале. Зависимость предельной чувствительности от величины и частоты вращения возбуждающего поля обусловлена только изменениями величины диссипации в магнетике.
2. Диссипация в пленках состава $Tm_3Fe_{4.3}Sc_{0.7}O_{12}$ в диапазоне полей 10-100 Э и частот возбуждения 100 – 800 кГц, выраженная через параметр ΔH , не

зависит от приложенного поля и линейно возрастает с частотой, т.е. описывается затухающим членом в форме Гильберта.

3. В пленках состава $\text{Lu}_{2.15}\text{Pr}_{0.85}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на частотах ниже 400 кГц, параметр диссипации ΔH перестает зависеть от частоты, что означает доминирование дополнительных механизмов релаксации.
4. Определяющим фактором для предельной чувствительности сенсора на феррит-гранатовой пленке является конечная добротность возбуждающих катушек. Для уменьшения вклада катушек в шумы сенсора необходимо уменьшать поле насыщения путем оптимизации формы края диска.

Результаты, представленные в третьей главе, опубликованы в работах [А7, А8, А12, А13].

4 ИЗМЕРЕНИЕ ВЕКТОРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПУТЕМ РЕГИСТРАЦИИ АНГАРМОНИЗМА ВРАЩЕНИЯ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПЛЕНКЕ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

4.1 Распределение намагниченности в краевых областях пленочного образца феррита-граната и определение критериев перехода в насыщенное состояние

4.1.1 Влияние формы края на процесс насыщения пленочного феррит-гранатового элемента

Необходимым условием для достижения предельной чувствительности магнитометра на вращении намагниченности в плоскости пленки является отсутствие остаточных доменов, в особенности на краях пленки, где размагничивающее поле, направленное против приложенного к образцу насыщающего поля, достигает максимума [106-107]. Экспериментальная регистрация зародышей обратной намагниченности по петле гистерезиса крайне затруднительна ввиду малого вклада остаточных доменов в суммарный магнитный момент всей пленки. С другой стороны, остаточные домены на краях пленки находятся в максимуме полей рассеяния и, соответственно, должны обладать несимметричным откликом на переменное магнитное поле. Поэтому регистрация зародышей обратной намагниченности возможна по измерениям асимметрии частных петель намагниченности. Измеряемым сигналом при этом будет вторая гармоника тестового высокочастотного поля. При небольших амплитудах тестового поля вторая гармоника сигнала отклика будет примерно соответствовать квадратичному члену в разложении магнитной восприимчивости образца [A10, A17].

Установка для регистрации нелинейной восприимчивости магнетика [A30] содержала две коаксиальные катушки, внутри которых помещался образец. Внутренняя катушка создавала тестовое высокочастотное поле амплитудой 5

Э и частотой 100 кГц, а внешняя накладывала насыщающее поле амплитудой 100 Э и частотой 30 Гц. Блок обработки представлял собой матричный процессор на базе FPGA Virtex IV и набор модулей с прецизионными 24-разрядными ЦАП и АЦП. Динамический диапазон по входному сигналу составлял 160 дБ. Измерения проводились на второй гармонике по возбуждающему сигналу. Обработка обеих квадратурных составляющих сигнала позволила выделить реальную и мнимую части отклика по второй гармонике. Входной усилитель и фильтры были построены таким образом, чтобы регистрировать мощность сигнала порядка теплового шума внутри катушки, что соответствовало отклику от объема $\sim 1 \text{ мкм}^3$, что соответствует массе 10^{-11} грамм магнитного материала с намагниченностью $\sim 1000 \text{ Гс}$ и восприимчивостью ~ 1 . Прибор тестировался на стандартных магнитных наночастицах Dynal (Invitrogen Dynal AS), Ghemagen (Chemagen Biopolymer Technology) и Miltenyi (Miltenyi Biotec USA). Проведенные эксперименты с помещением образцов внутри приемной катушки [A20] и в непосредственной близости [A21] показали уровень регистрируемой массы $\sim 10^{-11}$ грамм и $\sim 10^{-9}$ грамм магнитного вещества соответственно. Достигнутая чувствительность оказалась не только адекватной поставленной задаче – обнаружения краевых доменов, но и нашла применение в регистрации магнитных нанометок [A20].

В эксперименте по насыщению краевых областей магнитных пленок использовались образцы состава $\text{Y}_{0.9}\text{Lu}_{2.1}\text{Fe}_{4.92}\text{Sc}_{0.08}\text{O}_{12}$, изготовленные методом жидкофазной эпитаксии на подложках галлий-гадолиниевого граната с ориентацией (111). Этот состав был выбран ввиду малой анизотропии в плоскости пленки $H_C < 1 \text{ Э}$. Толщина пленок составляла 6.8-8.2 мкм, поле технического насыщения 10-45 Э. На пленках были нанесены литографические маски в форме правильного круга, диаметром 20 мм, затем образцы были протравлены в ортофосфорной кислоте при температуре 180°C со скоростью 1 мкм/мин.

Для сравнения были использованы образцы пленок того же состава, но края были получены в результате реза алмазным скрайбером.

Процесс насыщения образца пленки ЖИГа сильно зависит от формы края пленки. Графики действительной и мнимой частей восприимчивости по второй гармонике для пленки с обработкой края химическим травлением представлены на рис 4.1, те же зависимости для пленки с краями, полученными в результате резки алмазом на рис. 4.2.

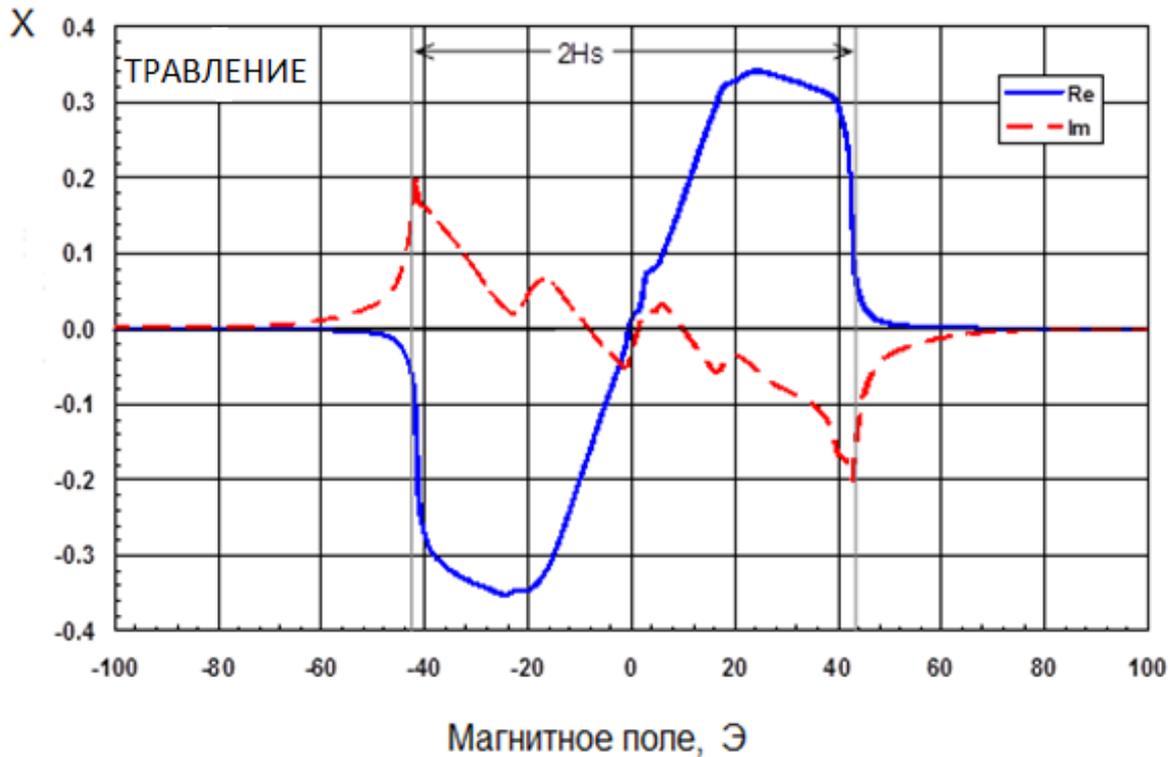


Рисунок 4.1. Зависимости действительной (Re) и мнимой (Im) частей квадратичной восприимчивости от внешнего магнитного поля для пленки с травленными краями [A3, A25].

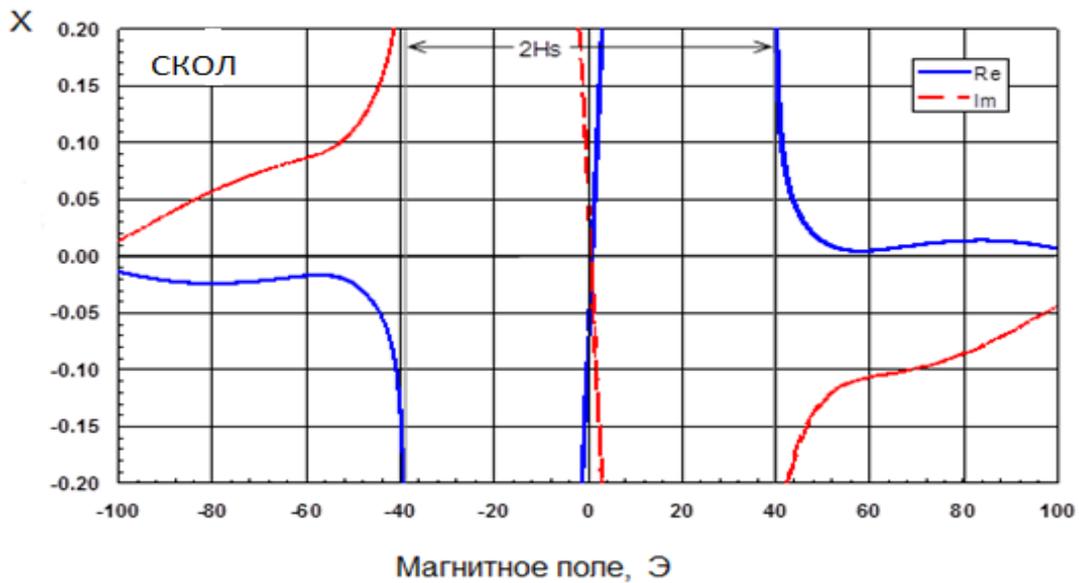


Рисунок 4.2. зависимости действительной (Re) и мнимой (Im) частей квадратичной восприимчивости от внешнего магнитного поля для пленки с колотыми краями.

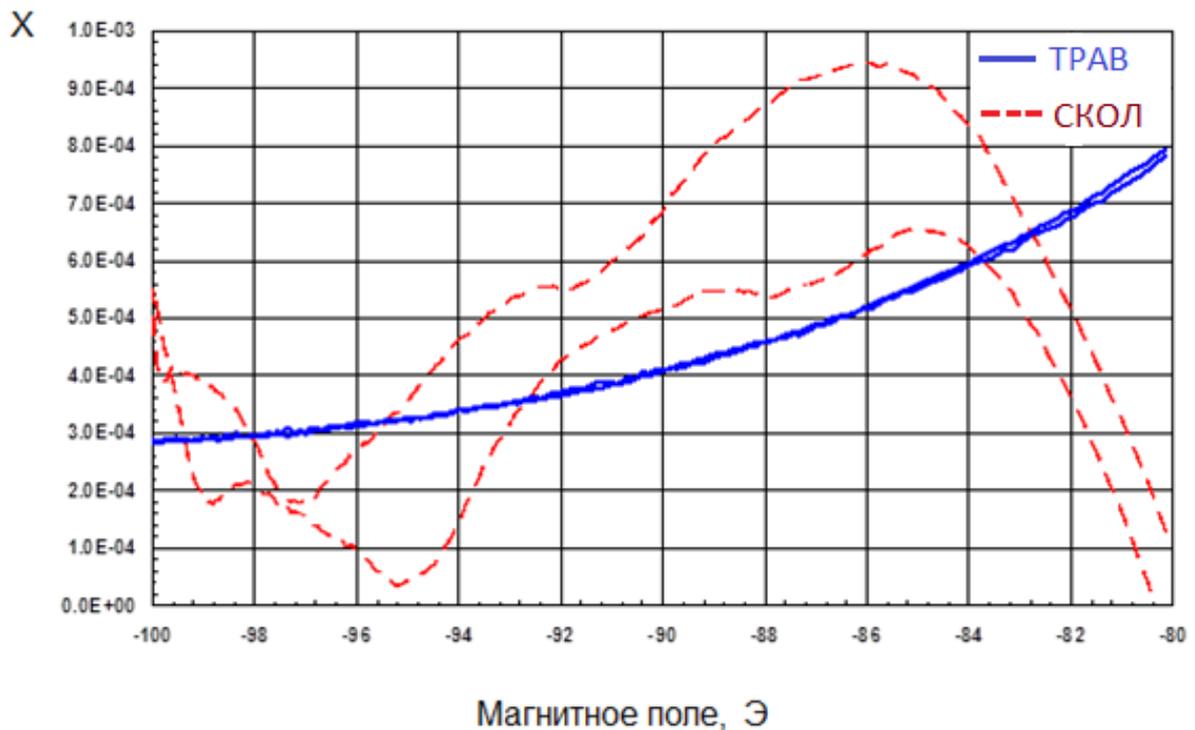


Рисунок 4.3. Мнимая часть квадратичной восприимчивости для двух образцов с различной обработкой края [А3], образец со сколотым краем обозначен пунктиром, сплошной линией представлен образец с химическим травлением краев в ортофосфорной кислоте.

На рис 4.3 показаны сравнительные графики зависимостей мнимой части

квадратичной восприимчивости для двух образцов с различной обработкой края в полях, превосходящих поле технического насыщения. Зависимость для сколотого края (пунктирная кривая) имеет значительные скачки вплоть до поля 100 Э, что можно объяснить скачками Баркгаузена, возникающими от остаточных доменов на краю образца. Образец с краями, полученными химическим травлением, (сплошная кривая) демонстрирует монотонную зависимость мнимой части квадратичной восприимчивости, что качественно согласуется с моделью вращения вектора намагниченности в плоскости пленки.

4.1.2 Микромагнитное моделирование распределения намагниченности в феррит-гранатовом диске со ступенчатым профилем края методом конечных разностей

Поле насыщения бесконечной тонкой пленки определяется полями анизотропии в плоскости пленки [105], однако для пленки конечных размеров по мере роста размагничивающих полей определяющими становятся поля рассеяния на краях [107-108].

Как было показано в работах по металлическим пленкам [109-110], клинообразный профиль со спадающей к краю толщиной магнитного образца может существенно уменьшить поле насыщения в плоскости. Указывается две основных причины:

Во-первых - поле размагничивания на клине уменьшается порядка $\frac{b}{d}$ раз в сравнении с краем ступенчатого профиля, где b – длина клина, d - толщина пленки.

Во-вторых - доменная граница охватывающая зародыш обратной намагниченности, испытывает выталкивающее давление к краю пленки из-за градиента толщины и соответствующей энергии доменной стенки.

Магнитные пленки в указанных работах получались путем термического

распыления, а кинообразный профиль края пленки достигался путем напыления через трафарет при значительном удалении его от подложки [110].

Применительно к гранатовым пленкам реализация клинообразного профиля на краю пленки - довольно сложная задача ввиду высокой механической твердости граната, поэтому было решено аппроксимировать клинообразный профиль ступенчатым, выполненным по методу многослойной литографии по гранату с последующим травлением в ортофосфорной кислоте.

Для оптимизации профиля края диска использовались методы микромагнитного моделирования. В общем случае попытка расчета ферромагнитного диска диаметром 1 см и толщиной 5 мкм приводит к массиву порядка 10^{10} элементов, что неприемлемо много.

Чтобы сократить размер задачи, цикл перемагничивания был разделен на участки полного и частичного насыщения. Это позволило с учетом размагничивающего фактора тонкого диска сократить объем задачи до приемлемой величины – ($\sim 10^8$) элементов.

Сравнение имеющихся в свободном доступе пакетов для микромагнитного моделирования [111-115] показало, что пакеты с применением метода конечных разностей (FDM) [116] требуют наименьшего количества оперативной памяти ($8CN_xN_yN_z$) $\log(8N_xN_yN_z)$ и позволяют проводить расчеты с объемом оперативной памяти до 24 Гб.

Симуляция проводилась на компьютере Core-i7 930, 24 Гб RAM с операционной системой Linux 64 (Debian 6.0). Использовался программный пакет OOMMF National Institute of Standards and Technology версии oommf12a4pre-20091216 [116]. Пакет был перекомпилирован под работу с многоядерными процессорами.

Оценка результатов симуляции производилась по параметру MaxExchAngle, который отражает максимальный угол разворота между направлениями соседних спинов, полученными в ходе вычислений. Согласно [117], устойчивые результаты получаются при максимальном значении этого параметра не более 30° . Все параметры симуляции в пакете OOMMF задаются

в едином файле с расширением *.mif на языке Python. Пример файла disk3.mif с комментариями, задающего симуляцию диска с трехступенчатым краем, приведен в приложении 2.

Расчет распределения намагниченности производился методом минимизации свободной энергии. Внешнее магнитное поле ступенчато изменялось от заведомо насыщающего до поля возникновения доменной структуры.

Таким образом, прослеживается поле возникновения и поле подавления доменной структуры вблизи края пленки. Типичное время расчета - порядка 48 часов.

Результаты микромагнитного моделирования показывают, что для материала типа Sc-Ir-замещенного ЖИГа с параметрами $4\pi M=1000$ Гс, $A = 3$ пДж/м, $K_u = \sim 1000$ Дж/м³ и $K_I = \sim 0$ Дж/м³ в базовой плоскости (111) диаметром 1 см и толщиной 6 мкм ступенчатая форма края пленки приводит к снижению порога насыщения с 25-30 Э до 5-7 Э [A6].

Получено хорошее совпадение размеров и форм доменов, наблюдаемых в реальном образце и полученных в ходе симуляции.

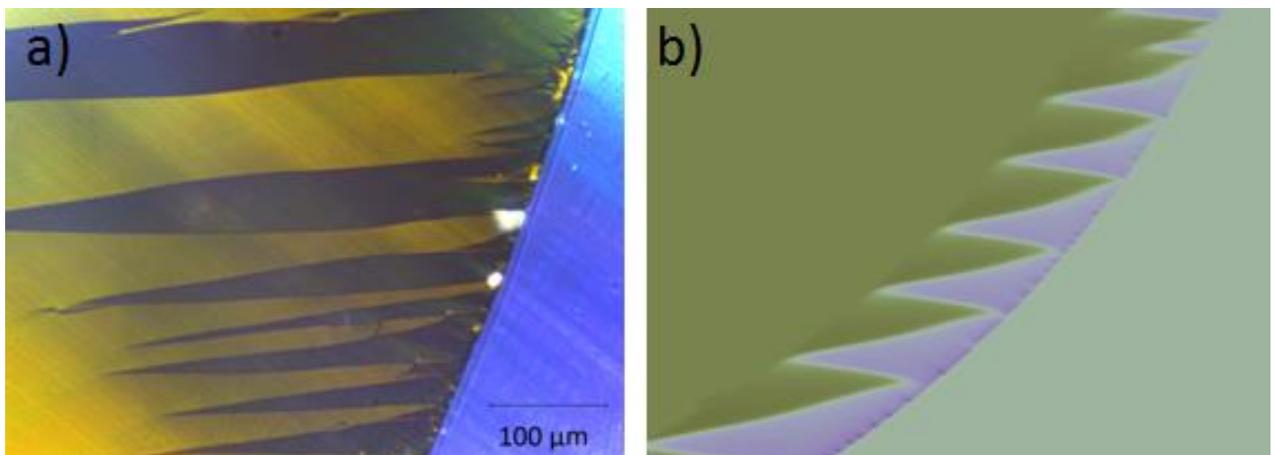


Рисунок 4.4. Краевые домены в феррит-гранатовой пленке.

- a) - магнитооптическое изображение остаточных доменов на краю одноступенчатого диска феррита-граната [A29],
- b) - результаты моделирования распределения намагниченности.

На рис 4.4.a изображен снимок реального образца феррита-граната в поляризационном микроскопе. На рис 4.4.b показано распределение намагниченности, полученное в ходе симуляции. Из-за легкоплоскостной анизотропии пленки феррита-граната ($K_u < 0$), остаточные домены имеют довольно большой размер (~ 100 мкм) и расположены на краю диска.

Одноступенчатый диск сравнивался с трехступенчатым. Дополнительные ступени профиля были сделаны по диаметрам $0.95D$ и $0.9D$, где D - диаметр диска. Область внутри $0.85D$ подразумевалась полностью насыщенной.

На рис. 4.5.a и рис. 4.5.b показаны результаты расчета распределения намагниченности для одноступенчатого и трехступенчатого дисков в насыщающем поле $H = 53$ Э.

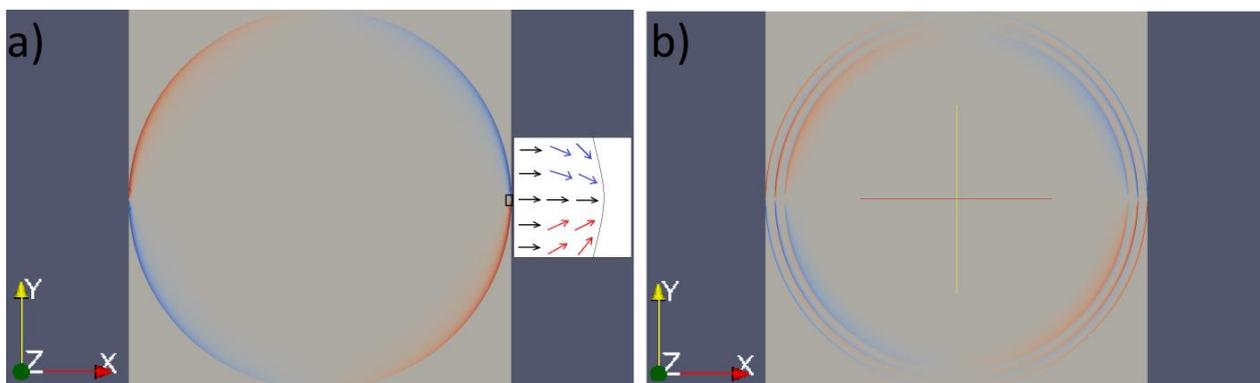


Рисунок 4.5. Результаты расчета распределения намагниченности в поле $H = 53$ Э [A29].

- a) - для одноступенчатого диска,
- b) - для трехступенчатого диска.

На всех рисунках намагниченность представлена в плоскости диска XY. Насыщающее магнитное поле направлено вдоль оси X, отклонения намагниченности от направления X представлены изменением цвета: красным вдоль +Y и синим вдоль -Y. Из рисунка 4.6 видно, что даже в насыщающем поле вдоль оси X остаются небольшие отклонения намагниченности от X направления вблизи краев диска. Для

трехступенчатого диска эти отклонения повторяются на каждой ступени и имеют меньшую амплитуду.

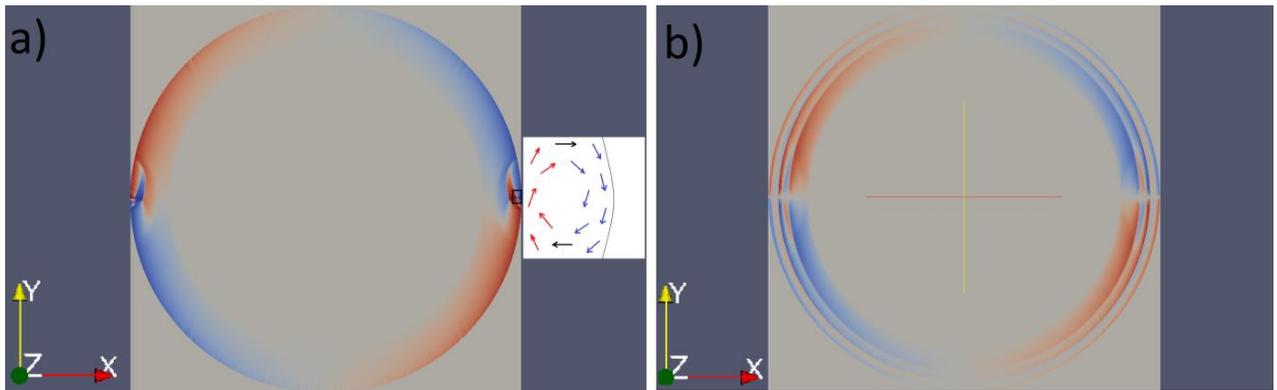


Рисунок 4.6. Результаты расчета распределения намагниченности в поле $H = 15 \text{ Э [A29]}$.

- a) - для одноступенчатого диска,
- b) - для трехступенчатого диска.

На рис 4.6 изображены распределения намагниченности в одноступенчатом и трехступенчатом дисках после уменьшения внешнего поля до величины 15 Э.

Как видно из рис 4.5 и рис 4.6, состояние однородного намагничивания сохраняется с уменьшением поля намагничивания до 15 Э для трехступенчатого диска, в то время как в одноступенчатом уже виден вихреподобный зародыш обратной намагниченности. Детальный анализ зависимости намагниченности (рис. 4.7) от приложенного поля в плоскости также показывает, что обратимое перемагничивание наступает в поле 53 Э для одноступенчатой пленки и 23 Э для трехступенчатой. Различная форма кривых намагничивания для одно- и трехступенчатых дисков объясняется различным распределением размагничивающего поля на краях дисков. Кривая для трехступенчатого диска имеет более резкий выход на насыщение (красная) из-за уменьшенного вклада краевых областей в магнитостатическую энергию поля размагничивания.

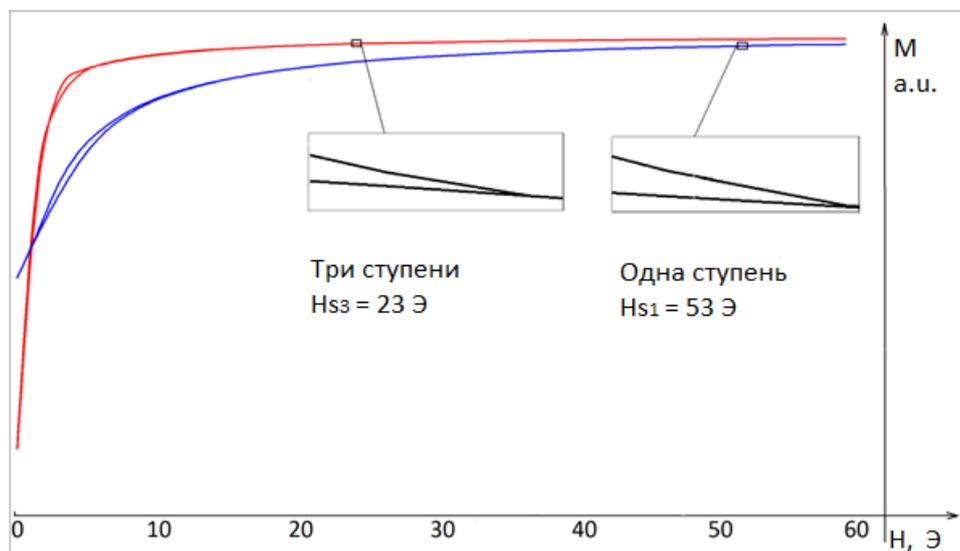


Рисунок 4.7. Кривые намагничивания в полях от 0 до 60 Э для одноступенчатого и трехступенчатого дисков.

4.1.3 Микромагнитное моделирование распределения намагниченности в феррит-гранатовом диске со ступенчатым профилем края методом конечных элементов

В отличие от метода конечных разностей, метод конечных элементов позволяет учитывать характеристики травления, наклон ступенек аппроксимирующего профиля, а также производить сравнение с непрерывным полуэллиптическим профилем [111]. Это связано с различными способами разбиения объекта моделирования. В методе конечных разностей используется прямоугольное разбиение на элементы одинаковых размеров. Метод конечных элементов допускает разбиение на тетраэдрические элементы, и как следствие, возможна более точная аппроксимация геометрических границ объекта.

Расчет распределения намагниченности в объеме чувствительного элемента проведен методом минимизации полной энергии:

$$E = E_{exch} + E_{ani} + E_{mag} + E_{Zee},$$

где E_{exch} - обменная энергия, E_{ani} - энергия магнитной анизотропии, E_{mag} - энергия поля размагничивания и E_{zee} энергия взаимодействия образца с внешним магнитным полем. При этом рассмотрен магнитный элемент в форме диска диаметром 1 мм и толщиной 1 мкм.

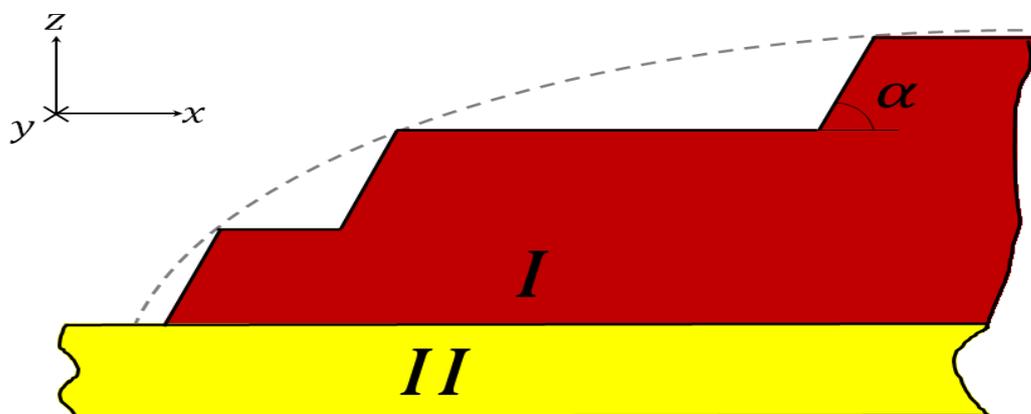


Рисунок 4.8. Профиль толщины магнитной пленки с учетом угла наклона ступенек α , *I* – пленка, *II* – подложка, пунктиром показан эллиптический профиль.

В случае ступенчатого профиля угол наклона ступенек α составлял 45° . Внешнее магнитное поле направлено в плоскости диска вдоль оси Ox (рис.4.8). Параметры магнитного материала, использованные при расчете, следующие: $H_s = 1000$ Э, обменная энергия $A = 3$ пДж/м, константы одноосной и кубической анизотропии, K_u и K_1 приняты нулевыми, что с достаточной точностью соответствует параметрам состава $Tm_3Fe_{4.3}Sc_{0.7}O_{12}$, использованного в эксперименте.

Для оптимизации профиля края диска использован метод конечных элементов, реализованный в пакете MAGPAR [111]. При этом учтены характеристики травления, наклон ступенек аппроксимирующего профиля, а также произведено сравнение с непрерывным полуэллиптическим профилем [A11].

Разбиение диска на конечные тетраэдрические элементы проведено с переменным размером тетраэдров, с уменьшением размера по мере приближения к краю элемента или ступеньки. Средний размер тетраэдра составлял 0.03 мкм.

Расчеты выполнены в диапазоне величин внешнего магнитного поля H от 0 до

20 Э. Степень однородности распределения намагниченности можно оценить фактором деполяризации $D = 1 - \left(\frac{M_x}{M_s} \right)^2$, где M_x – средняя проекция вектора намагниченности всех элементов разбиения диска на направление ОХ, вдоль которого приложено внешнее магнитное поле, M_s – намагниченность насыщения. При приближении состояния намагниченности магнитной пленки к однородному, фактор деполяризации стремится к нулю.

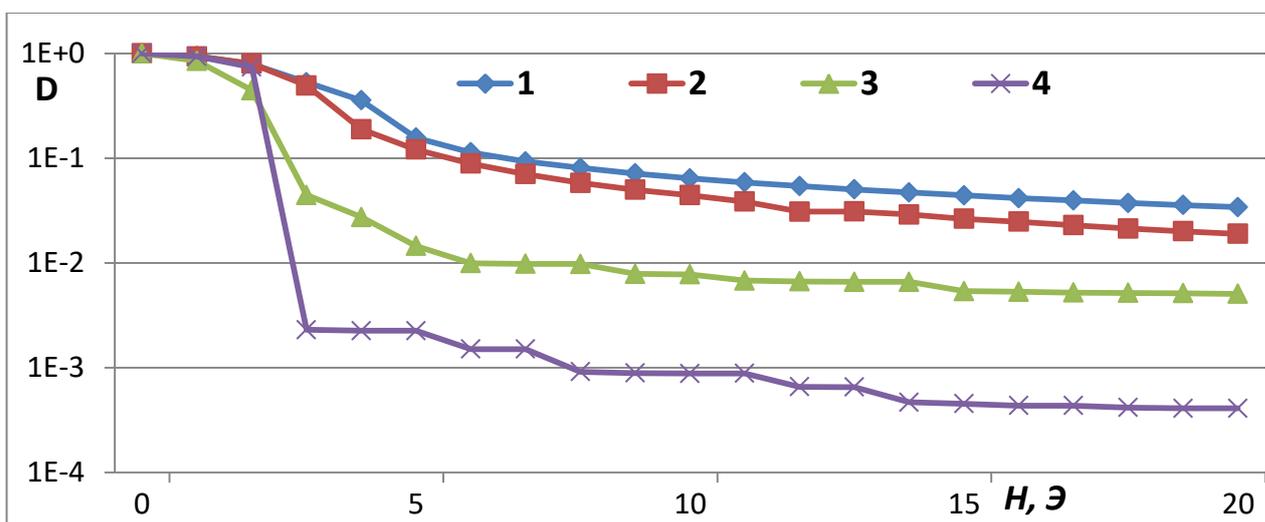


Рис. 4.9. Зависимость фактора деполяризации D от величины насыщающего поля H в плоскости для дисков: 1-одноступенчатый с вертикальным краем, 2-одноступенчатый с наклоном 45 градусов, 3-пятиступенчатый с наклоном 45 градусов, 4-непрерывный эллиптический профиль.

Расчет показывает, что наклон ступеньки одноступенчатого профиля уменьшает фактор деполяризации в несколько раз (рис. 4.9.,2). В то же время, пятиступенчатая аппроксимация полуэллиптического профиля на порядок величины улучшает однородность распределения намагниченности в сравнении с одноступенчатым (рис. 4.9.,3).

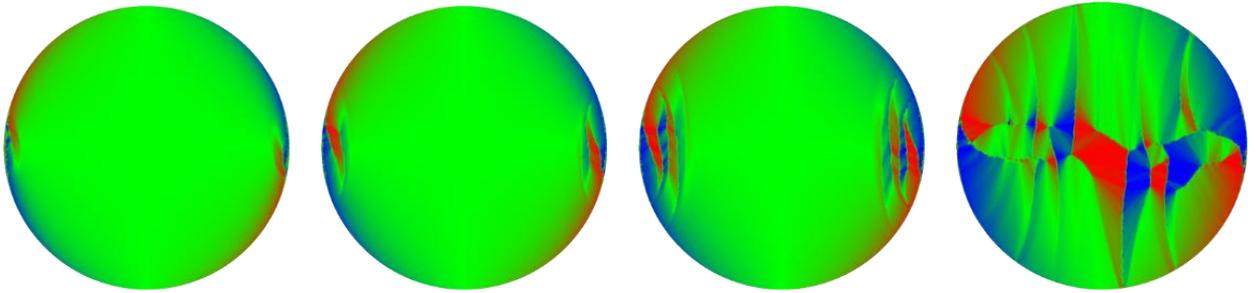


Рисунок 4.10. Распределение намагниченности для одноступенчатого диска при последовательном уменьшении внешнего магнитного поля, слева направо – 20 Э, 10 Э, 5 Э, 2.5 Э.

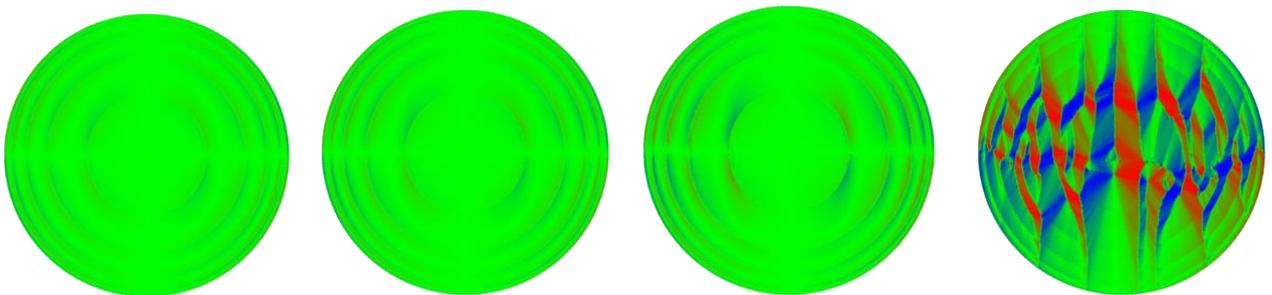


Рисунок 4.11. Распределение намагниченности для пятиступенчатого диска при последовательном уменьшении внешнего магнитного поля, слева направо – 20 Э, 10 Э, 5 Э, 2.5 Э.

Различия в процессе насыщения иллюстрируют распределения поперечной компоненты намагниченности M_y во внешнем магнитном поле $H = 5$ Э для одноступенчатого (рис. 4.10) и пятиступенчатого дисков (рис. 4.11). Хотя в одноступенчатом диске при таком поле еще образуются замыкающие домены, распределение намагниченности в пятиступенчатом уже становится однородным.

4.1.4 Технология изготовления феррит-гранатового диска со ступенчатым профилем края

В качестве магнитного материала для магнитного сенсора использовались

Sc –замещенные эпитаксиальные пленки железо-туллиевого граната ($\text{Tm}_3\text{Fe}_{4.3}\text{Sc}_{0.7}\text{O}_{12}$). Пленки были выращены в научно-производственном объединении “Карат” (г. Львов) стандартным методом жидкофазной эпитаксии. Размер подложек составлял 3", ориентация (111). Толщина пленок порядка 5 мкм, скорость роста от 0.5 – 0.7 мкм/мин. Выращивание эпитаксиальных структур производилось в 5-зонной печи “Garnet-3” (рис. 4.12). Точность поддержания температуры в зоне роста составляла ± 0.1 С.

Рост осуществлялся на подложках из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) (рис. 4.13).

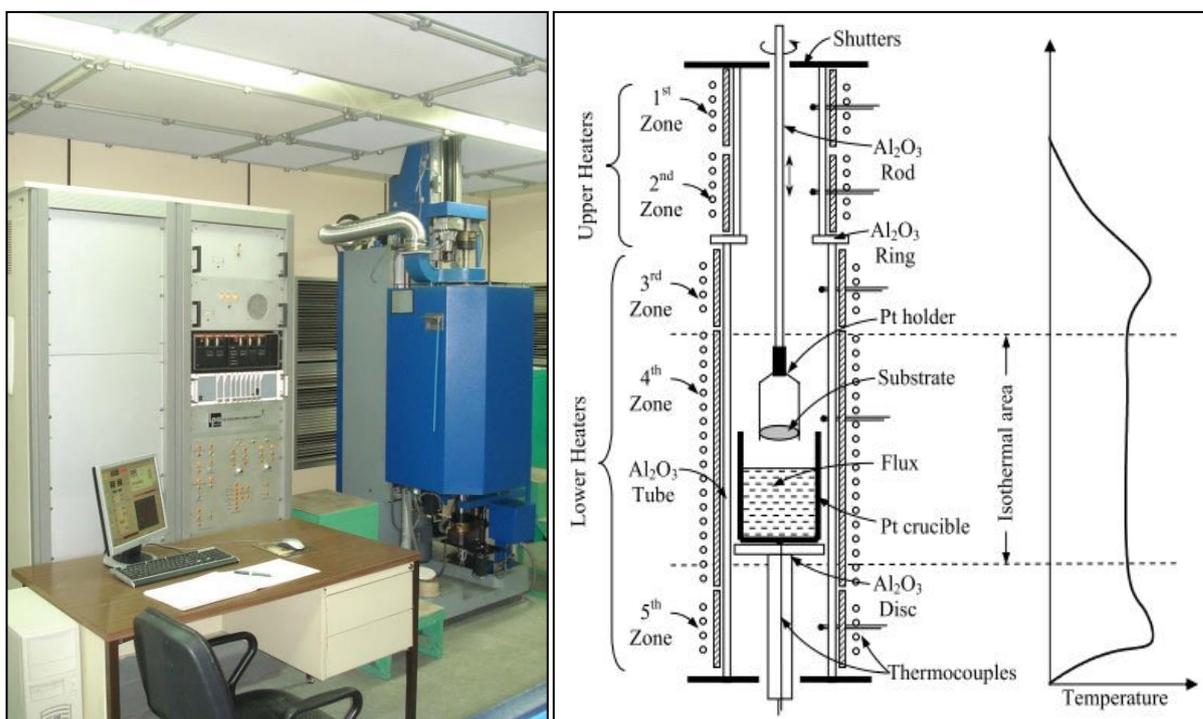


Рисунок 4.12 – 5-зонная печь “Garnet-3”.

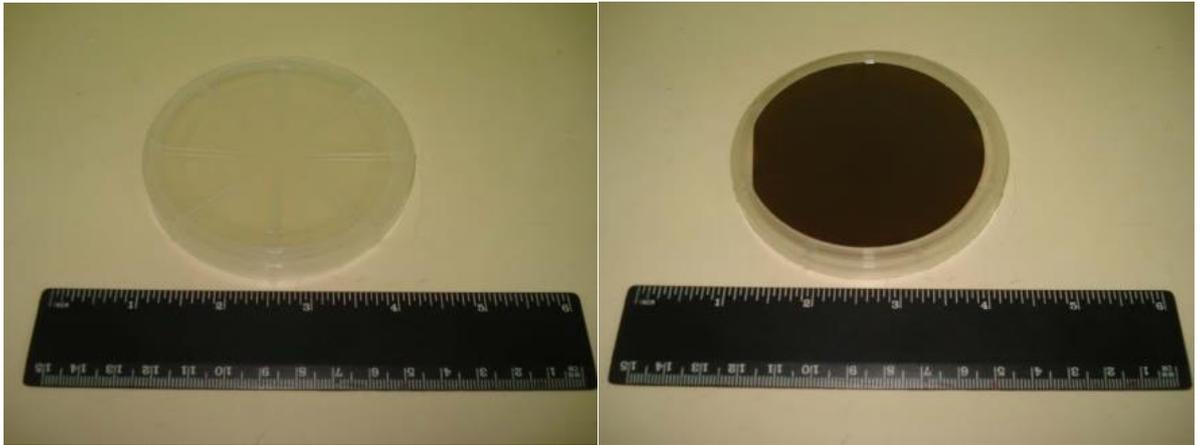


Рисунок 4.13. ГГГ-подложка до роста и после.

Зависимость намагниченности от приложенного поля в плоскости пленки измерялась вибрационным магнитометром (VSM) M-155. Техническое насыщение пленок наступало в полях ~ 10 Э. Типичная петля гистерезиса в плоскости пленки показана на рис. 4.14.

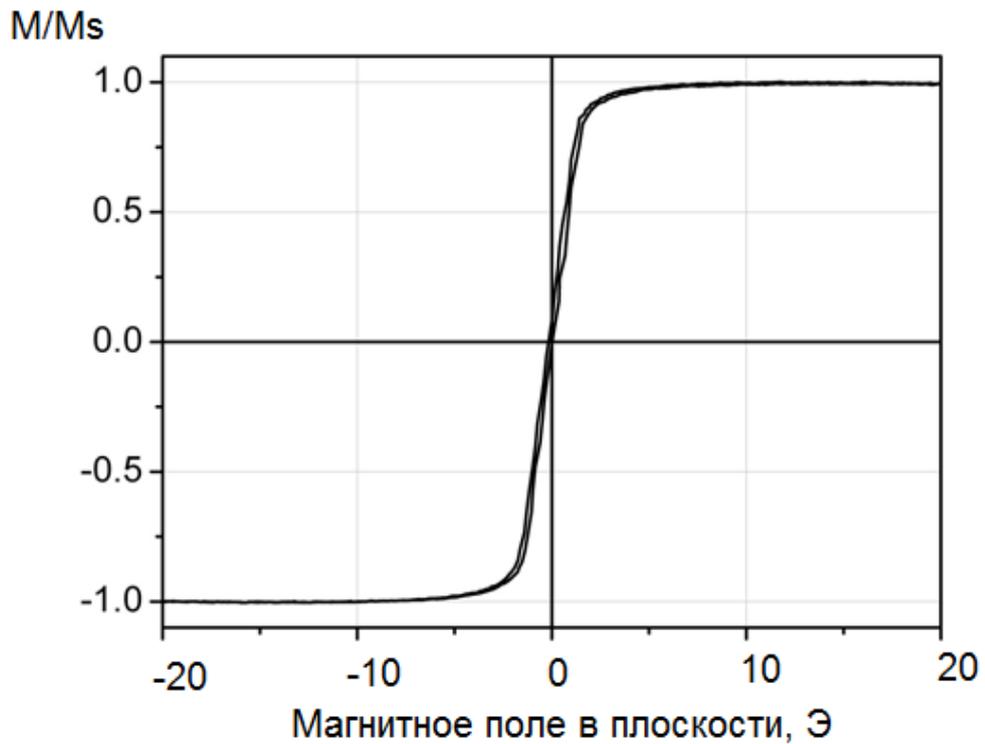


Рисунок 4.14. Петля гистерезиса эпитаксиальной пленки Sc – замещенного железо-туллиевого граната (TmIG).

Для формирования трехступенчатого профиля краев рабочих элементов, пленки были протравлены в три стадии ортофосфорной кислотой. Температура травления 180°C обеспечивала полирующий режим травления при скорости 1 мкм/мин. Для создания масок использовался фоторезист ФП-51 с последующим высокотемпературным дублированием при 210°C . Размеры масок соответствовали трем концентрическим окружностям диаметрами 22, 20 и 18 мм. На рис 4.15 приведена фотография 3” пластины Sc-Ir-замещенного феррита-граната после проведения трехслойной фотолитографии с травлением, видна трехступенчатая структура краев рабочих элементов.

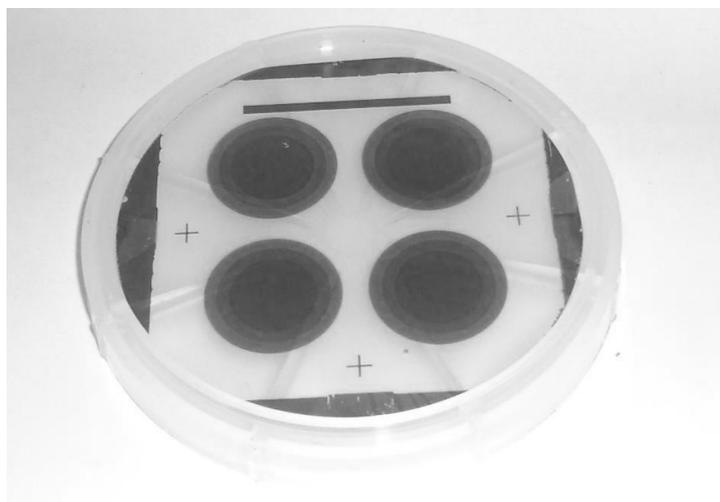


Рис 4.15. 3” пластина после проведения трехслойной литографии.

Затем пластина разрезалась алмазным скрайбером на четыре рабочих элемента размерами 25x25 мм.

Профиль ступеней контролировался профилометром Sloan Dektak IIА и оптическим микроскопом Eclipse LV100 Pol, Nikon. Внешний вид и профиль высоты одной ступени показаны на рис. 4.16 и рис. 4.17.



Рисунок 4.16.

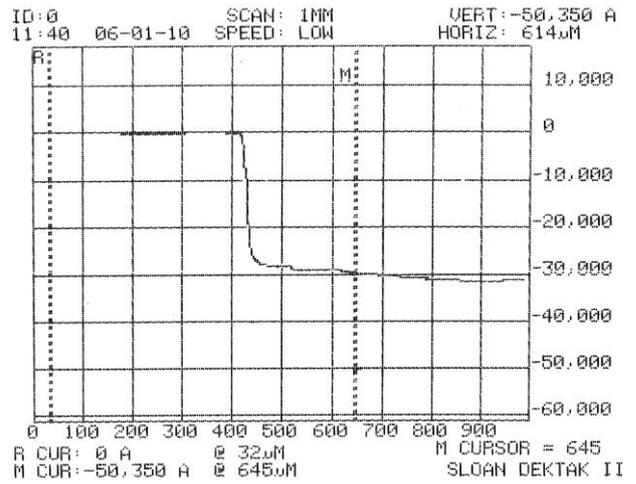


Рисунок 4.17.

Внешний вид и профиль высоты одной ступени рабочего элемента показаны на рис. 4.16 и рис. 4.17.

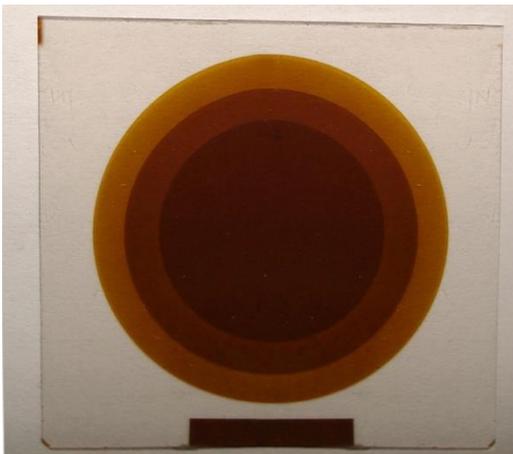


Рисунок 4.18.

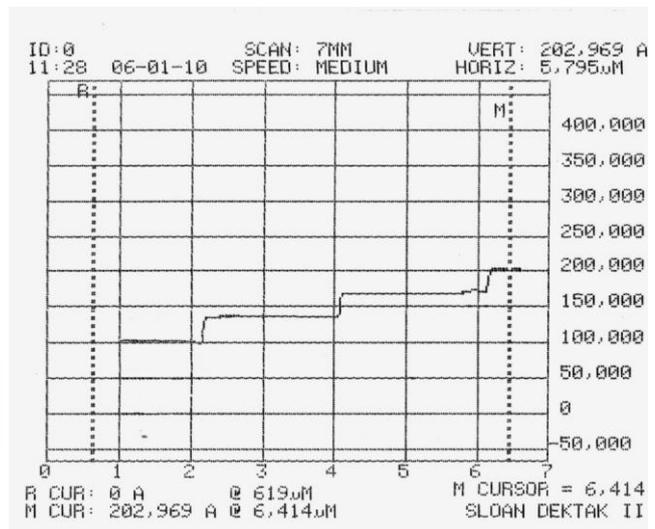


Рисунок 4.19.

Внешний вид рис 4.18 и профиль высоты рабочего элемента рис 4.19.

4.1.5 Экспериментальное изучение влияния степени насыщения на собственный шум магнитного элемента

Для оценки влияния степени насыщения магнитного элемента на собственный магнитный шум сенсора в магнитном экране измерялась спектральная плотность шума в зависимости от величины вращающегося поля H . Результаты измерений плотности шума усреднялись в полосе 1-10 Гц. На рис. 4.33 приведены результаты измерений усредненной плотности шума в зависимости от величины насыщающего поля для двух образцов сенсора с различной обработкой краев. Первый образец (Sample_1) имел одноступенчатый профиль края диска, а второй – трехступенчатый (Sample_3).

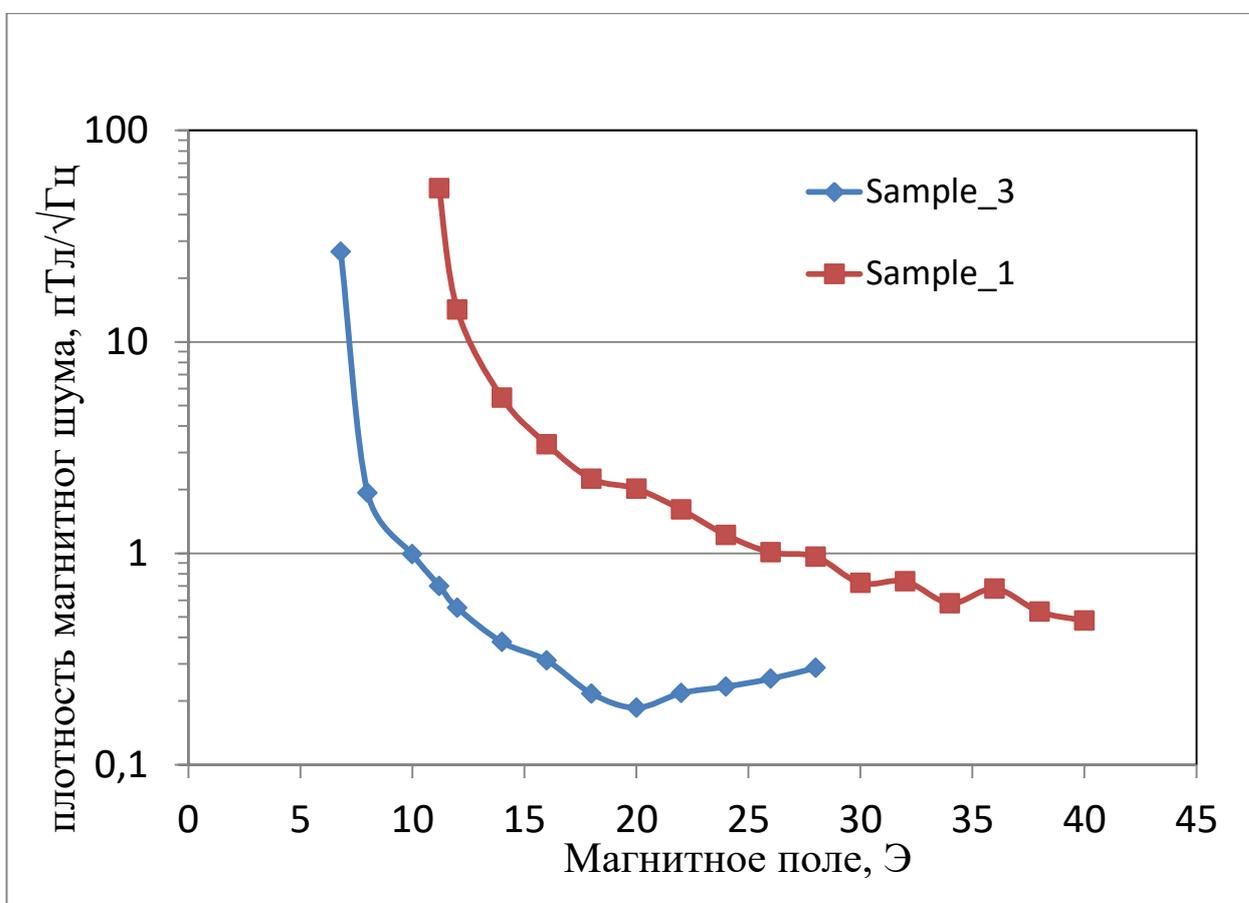


Рисунок 4.20. Зависимость величины плотности магнитного шума сенсора, усредненного в полосе 1-10 Гц, от величины вращающегося поля.

Из сравнения графиков на рис. 4.20, рис. 4.7 и рис. 4.9, можно сделать вывод, что экспериментальные данные полностью подтверждают результаты микромагнитного моделирования.

В таблице 4.1 приведены коэффициенты удельного шума магнитного материала, по результатам сравнительного анализа, проведенного в [118]. Как видно из сравнения, феррит-гранатовые сенсоры почти на два порядка превосходят обычные датчики, построенные на перемагничивании объемных образцов высокопроницаемых сплавов, и на полтора порядка – сенсоры, построенные на перемагничивании тонкой металлической пленки путем вращения намагниченности (по данным 2013 г.).

Таблица 4.1. Сравнение магнитных материалов по удельному уровню шума [118]

Magnetic material	C_f ($10^{-15} T * M^{\frac{3}{2}} * Hz^{\frac{1}{2}}$)
Permalloy ($Ni_{83}V_5Fe_{11}$) (Berkman 1999)	0.4–0.8
Mo-Permalloy ($Ni_{81}Mo_6Fe$) (Magson 2008)	0.23
$Co_{68}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$ (annealed in the longitudinal AC magnetic field, LC ISR)	0.2–0.36
$Ni_{72}Mo_3Cu_{14}Cr_2Fe_9$ near Curie point (magnetic modulator, Berkman and Afanasenko 1976)	0.12
$Co_{62.3}Fe_{2.8}Cr_7Si_{13.9}B_{13.9}$ near Curie point (Shirae 1984)	0.11
$Co_{66.5}Fe_{3.5}Si_{12}B_{18}$ (stress annealed) (Nielsen et al. 1991)	0.7–1.3
Vitrovac6025 (stress annealed) (Moldovanu et al. 2000)	0.4
$Co_{68.18}Fe_{4.32}Si_{12.5}B_{15}$ (double excitation, Ioan et al. 2004)	0.045
AC-20 from UNITICA Ltd (fundamental-mode	0.15

orthogonal fluxgate, Paperno 2004)	
Amorphous wire in the ring-core FGS with DC bias field (Koch and Rozen 2001)	0.14
Yttrium garnet film, circular excitation (Vetoshko et al. 2003)	0.006
Theoretical limit for DC field biased parallel FGS (Koch et al. 1999)	0.014
Theoretical limit for circularly excited yttrium garnet film core (Vetoshko et al. 2003)	0.00008

4.2 Реализация сенсорного элемента на основе вращения намагниченности в феррит-гранатовом диске

На рис 4.20 схематически изображена конструкция сенсора. Катушки X и Y возбуждаются токами одной частоты сдвинутыми по фазе на $\pi/2$, что создает постоянное по величине вращающееся магнитное поле в области магнитной пленки [A26].

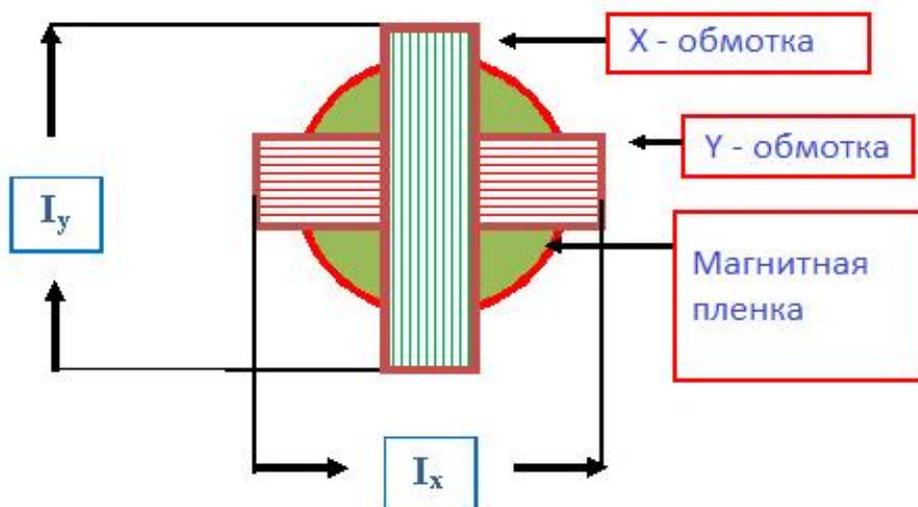


Рисунок 4.20. Схематическое изображение конструкции сенсора.

Магнитная пленка имеет форму диска диаметром 22 мм и толщиной 5 мкм

на подложке из галлий-гадолиниевого граната с размерами 25*25 мм и толщиной 500 мкм. Внешний вид магнитного сердечника без возбуждающих катушек изображен на рис. 4.21.

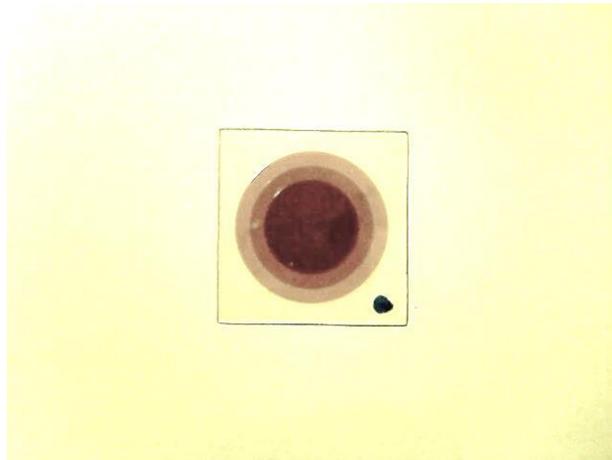


Рисунок 4.21. Внешний вид магнитного сердечника без возбуждающих катушек

Катушки возбуждения X и Y намотаны поверх сердечника проводом сечения 0.2 мм² по 90 витков. Сенсор с намотанными катушками изображен на рис. 4.22.



Рисунок 4.22. Сенсор с возбуждающими катушками.

Вращающееся магнитное поле создается током накачки

$$I_Y = I_{\text{sat}} \cos \omega t, \quad I_X = I_{\text{sat}} \sin \omega t; \quad (4.1)$$

где I_{sat} -ток в катушке необходимый для создания насыщающего магнитного поля в плоскости пленки.

Напряжения, возникающие на концах обмоток X и Y:

$$U_Y = I_Y Z_Y, \quad U_X = I_X Z_X; \quad (4.2)$$

где Z_Y и Z_X – полные импедансы катушек X и Y, включающие магнитную составляющую сердечника.

Блок-схема векторного магнитометра с сенсором из феррит-гранатовой пленки приведена на рис.4-23.

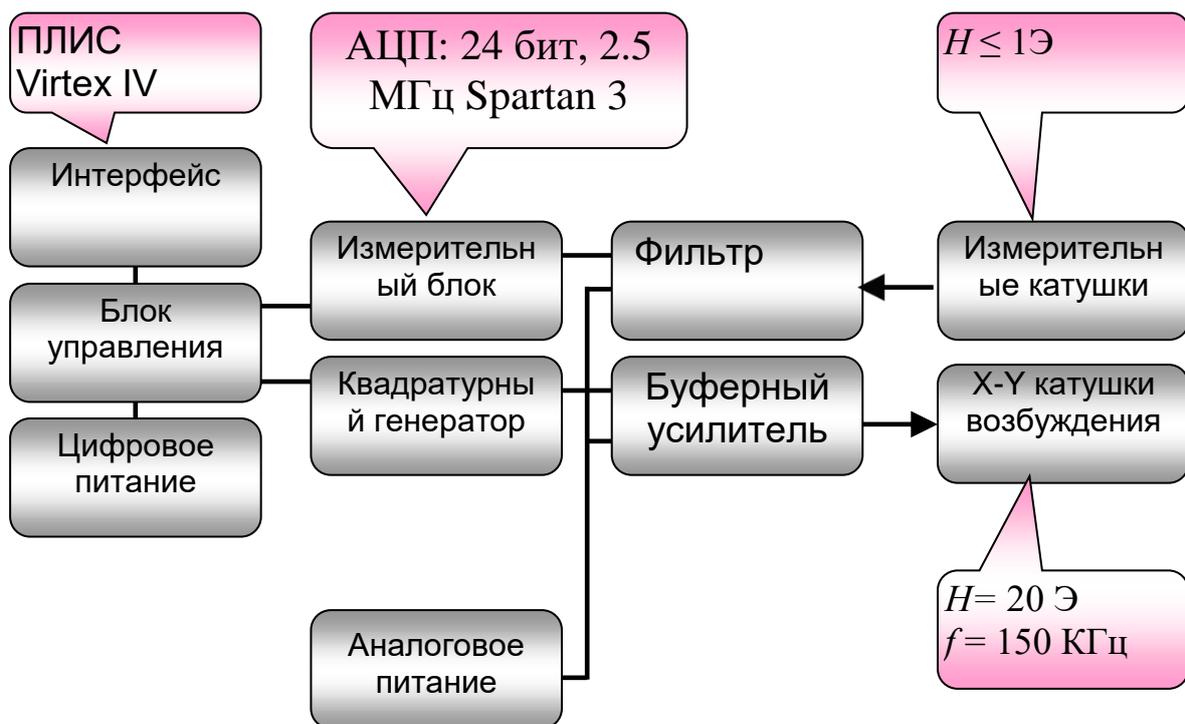


Рисунок 4.23. Блок-схема векторного магнитометра.

Контрольный блок под управлением FPGA Spartan 3 обеспечивает генерацию квадратурных составляющих сигнала накачки, прием сигнала отклика от магнитного сенсора и формирование сигналов обратной связи для реализации нуль-метода. Применение скоростного 24 разрядного АЦП ad7760 с динамическим диапазоном порядка 160 db (за счет сигма-дельта архитектуры) позволило уменьшить требования к входным фильтрам. Так, для достижения чувствительности на уровне теплового шума приемной катушки достаточно отфильтровать сигнал отклика на уровне 40 db.

Интерфейсный модуль построен на базе FPGA Virtex4 и обеспечивает загрузку блока управления и передачу данных по каналу ETHERNET.

Внешний вид блока управления показан на рис. 4-24. Фурье спектр собственных шумов АЦП представлен на рис. 4-25. Время накопления составляло 1 сек, полоса частот - 650 кГц.

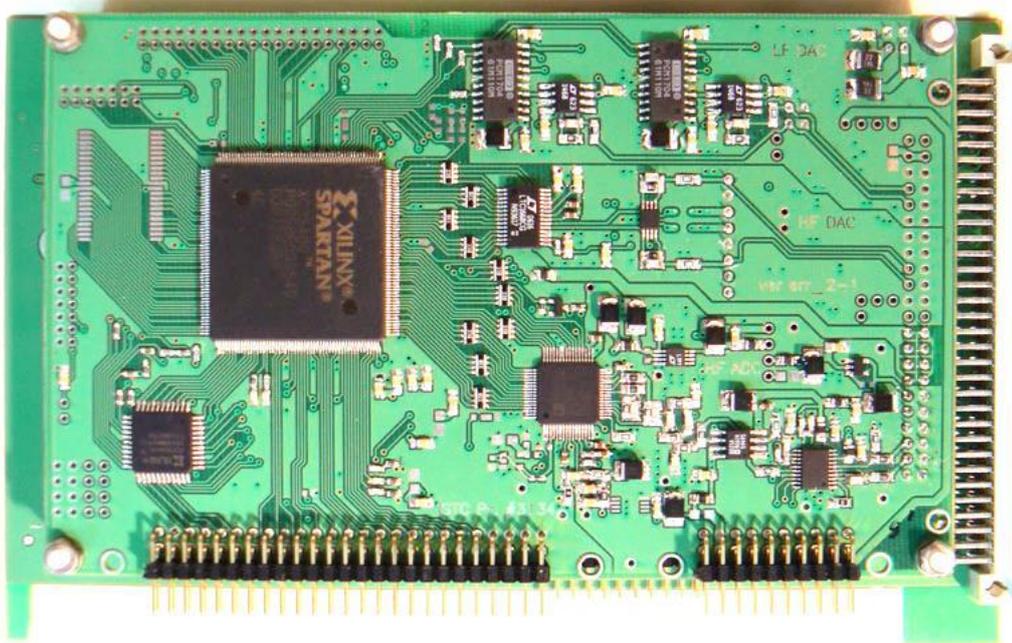


Рисунок 4.24. Контрольный блок с АЦП и ЦАП.

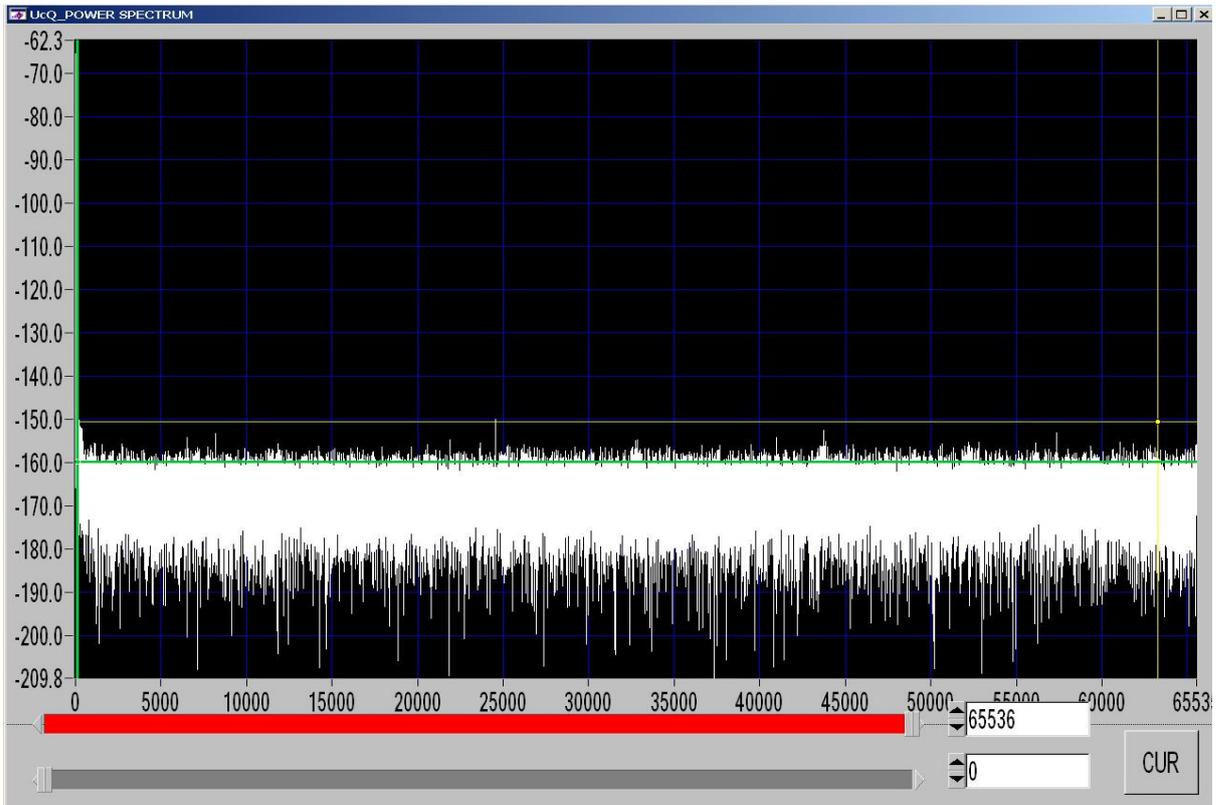


Рисунок 4.25. Собственные шумы АЦП контрольного блока.

Внешний вид 13-ти канального прибора представлен на рис. 4-26

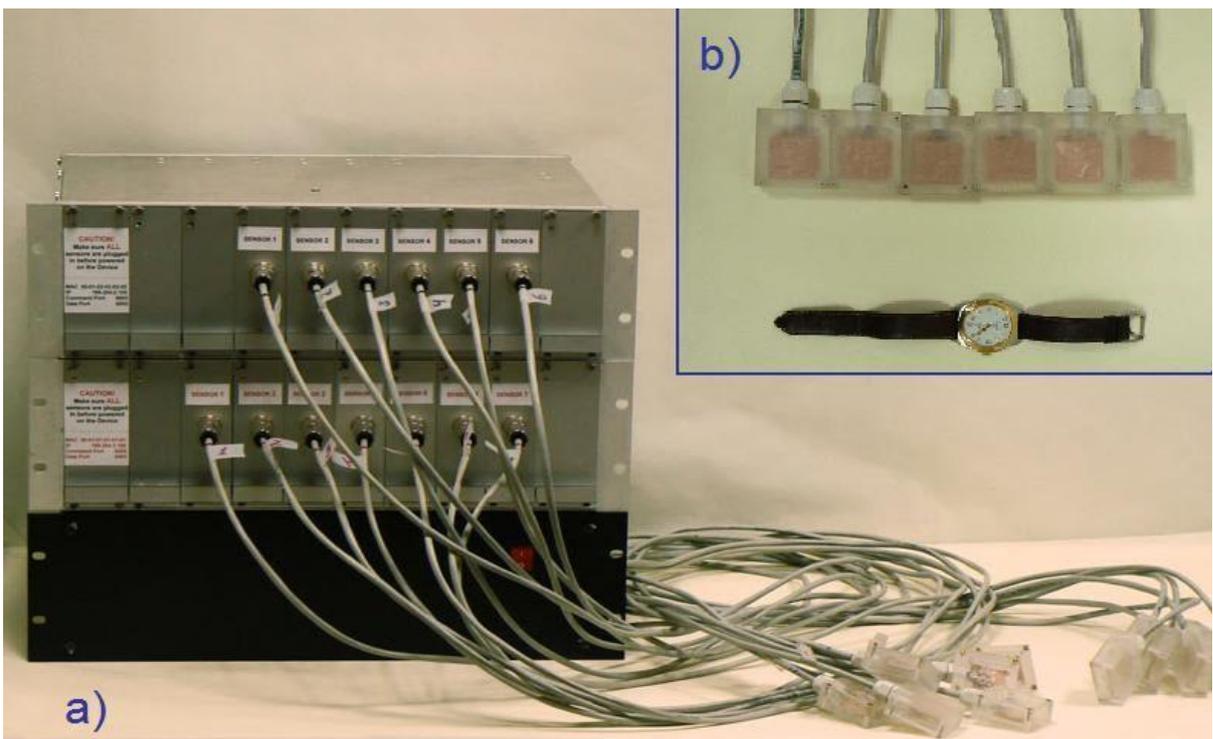


Рисунок 4.26. 13-ти канальный магнитометр [A26].

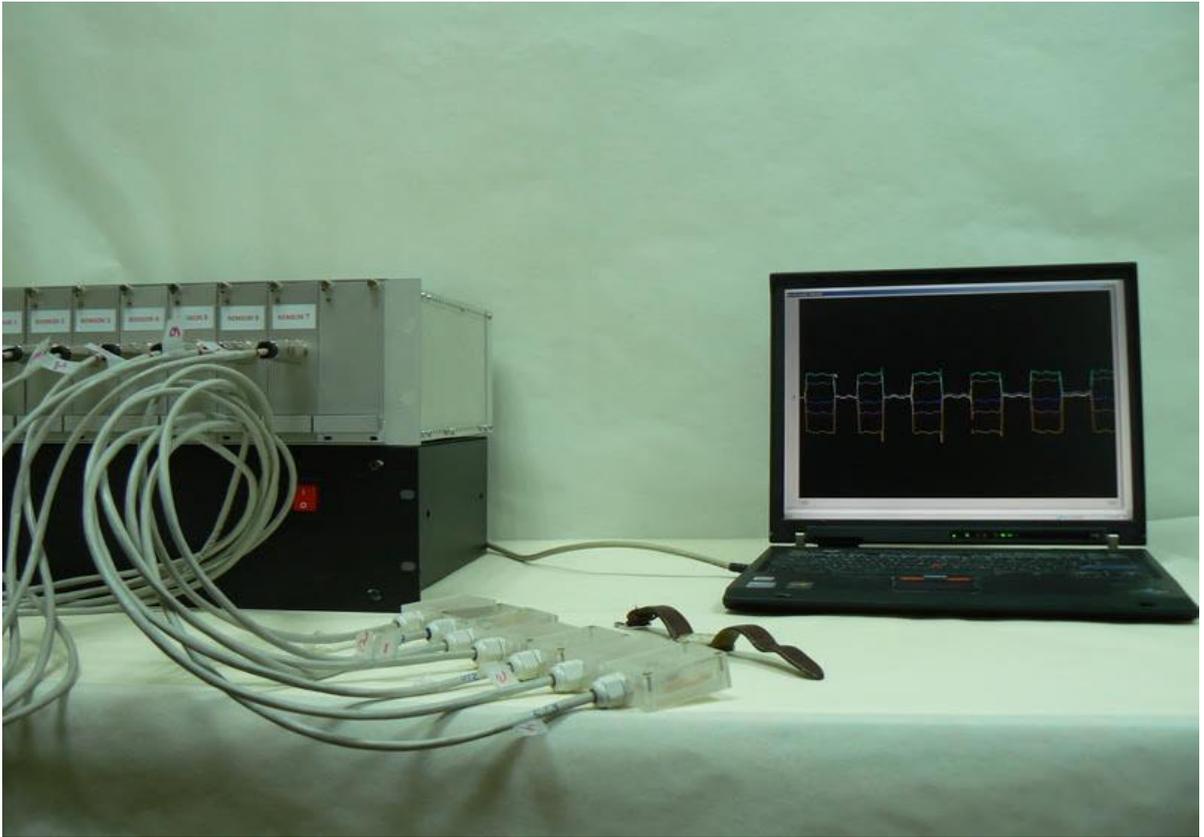


Рисунок 4.27. Измерение дифференциального сигнала от наручных часов [A26].

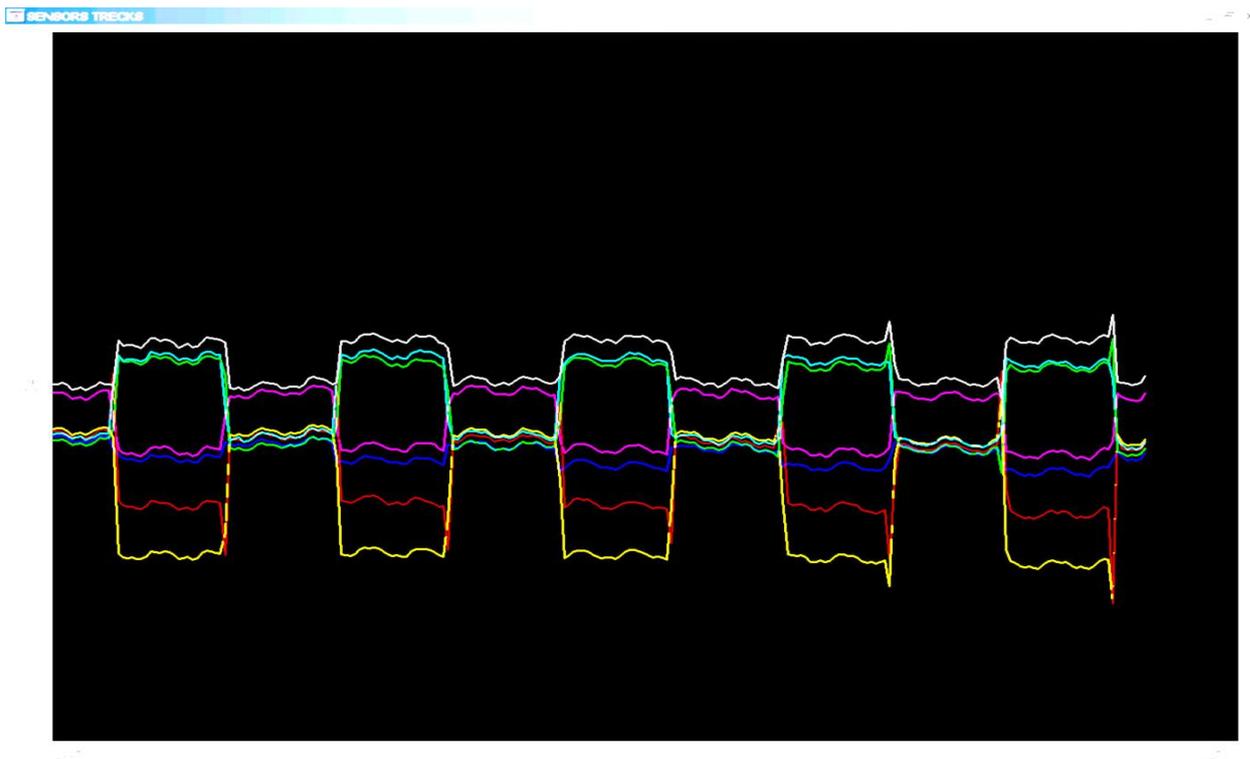


Рисунок 4.28. Дифференциальный сигнал от наручных часов [A26].

На рис. 4-28 и рис. 4-29 показан дифференциальный сигнал от наручных часов с шаговым двигателем в лабораторных условиях. Уровень сигнала на расстоянии 10 см порядка 200 пТл.

Дифференциальный сигнал от двух датчиков с базой 25 см, от источника с амплитудой 100 пТл, частотой 0.5 Гц и с полосой приема 10 Гц показан на рис. 4-29. Сигнал до вычитания показан в верхней части экрана.

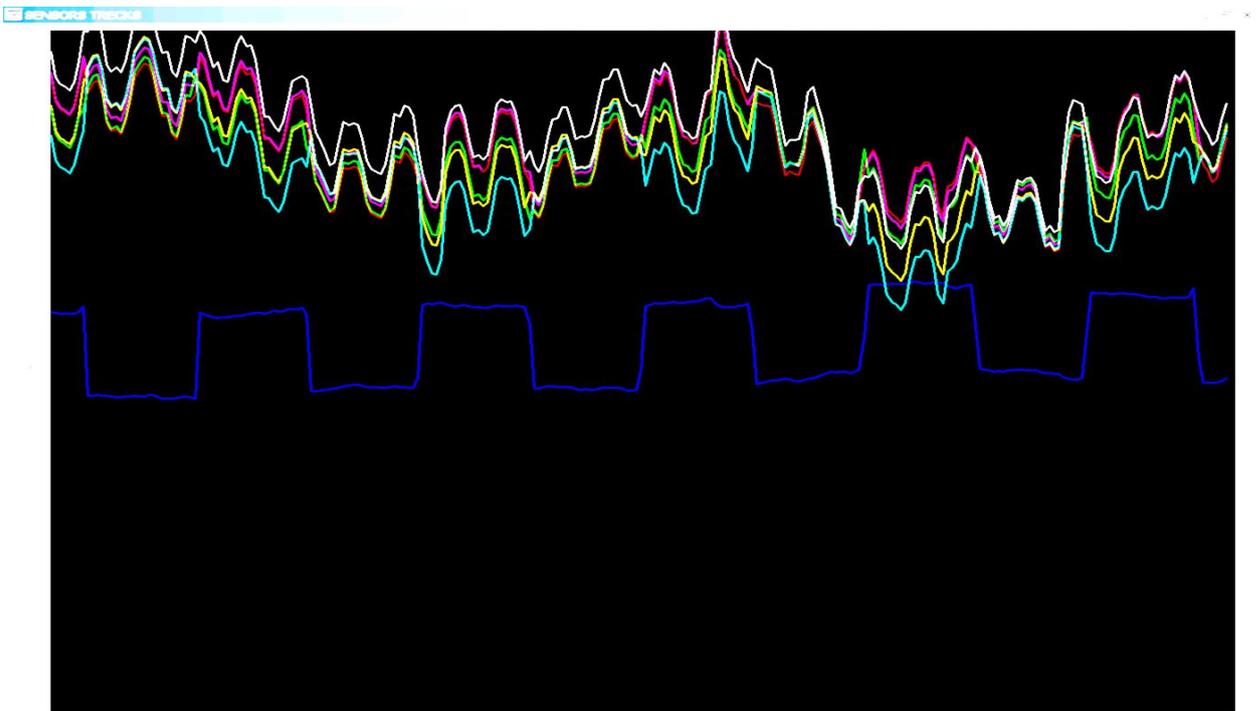


Рисунок 4.29. Дифференциальный сигнал от двух датчиков с базой 25 см, сигнал до вычитания показан в верхней части экрана, полоса фильтрации сигнала 10 Гц, источник интенсивностью 100 пТл и частотой 0.5 Гц [A26].

4.3 Спектральная плотность шума магнитометра на основе диска из феррит-гранатовой пленки $Tm_3Fe_{4.3}Sc_{0.7}O_{12}$

Измерение спектральной плотности шума магнитометра проводились в трехслойной магнитно экранированной комнате АКЗВ, изготовленной фирмой Vacuumschmelze GmbH (рис. 4.30 – 4.31). Комната была установлена в 2014 г. в Российском Квантовом Центре (Сколково), в ходе выполнения гранта РФФИ 14-32-0010 «Сверхчувствительные сенсоры магнитного поля для магнитокардиографии». Результаты биомагнитных измерений на животных и на людях приведены в приложении 1.

Коэффициент подавления внешнего поля в пределах комнаты составлял 700 на частоте 1 Гц, 8000 на частоте 10 Гц и более 50 000 на частоте 100 Гц.



Рисунок 4.30. Магнитно экранированная комната АКЗВ (Vacuumschmelze GmbH).



Рисунок 4.31. Магнитно экранированная комната вид внутри.

Измеренная спектральная плотность магнитных шумов сенсора представлена на рис. 4.32. Отсутствие вплоть до 1 Гц $1/f$ -составляющей в спектре собственных шумов магнетометра указывает на практически полностью насыщенное состояние магнитной пленки. Величина измеренной плотности шума составляет $\sim 1 \cdot 10^{-9}$ Э/Гц^{0.5} (100 фТл), что в пределах точности расчетов и измерений совпадает с теоретически предсказанной.

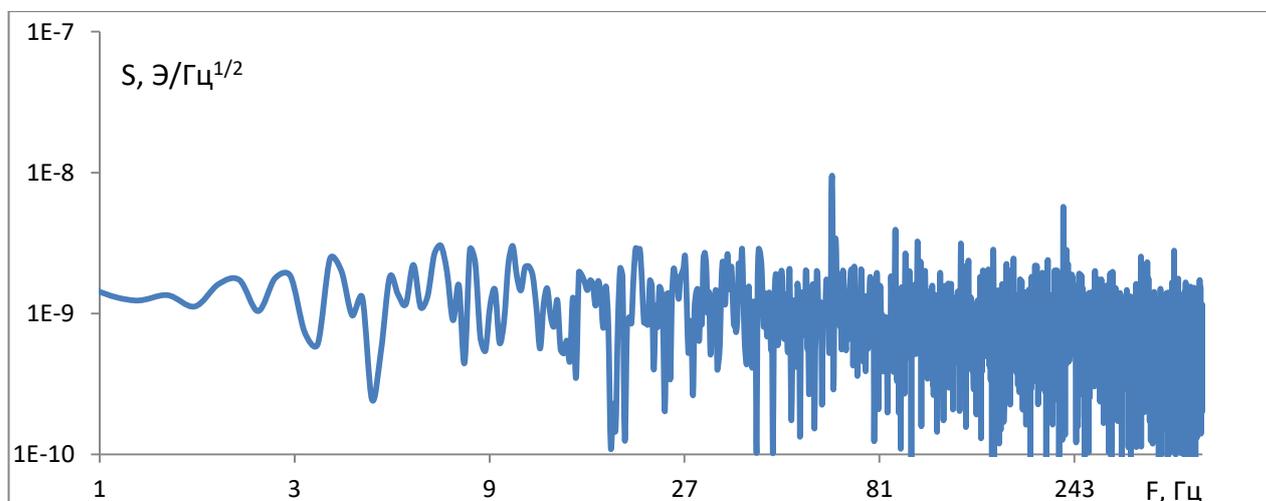


Рисунок 4.32. Спектральная плотность магнитных шумов сенсора в диапазоне частот 1 – 500 Гц, по горизонтальной оси – частота в Гц, по вертикальной – плотность магнитного шума в Э/Гц^{1/2}.

4.4 Предельно достижимые параметры магнитометра и пути их реализации.

Экспериментально полученное значение собственного шума сенсора ~ 100 фТл/Гц^{0.5}, что почти на два порядка превосходит величину оценки шумов по формуле (3.2) для магнитного материала.

Причиной тому - соотношение между потерями в магнитном материале и возбуждающих катушках сенсора, которое пропорционально V/V_0 . Одним из способов улучшить это соотношение является увеличение объема магнитного материала так, чтобы потери в материале стали сравнимыми с потерями в резонаторе. Однако с увеличением магнитного момента сердечника также возрастает и порог насыщения.

Представим магнитный диск в форме сплюснутого эллипсоида. Для насыщающего поля 10 Э и намагниченности $4\pi M = 1700$ Гс, необходимое для насыщения соотношение полуосей составляет ~ 200 . Таким образом, диск диаметром 2 см должен иметь толщину в центральной части порядка 100 мкм. Магнитный момент такого диска на порядок превосходит магнитный момент пленки ЖИГ, использованной в экспериментах. Согласно выражению (3.21), применение такого сердечника на порядок увеличит чувствительность сенсора.

Альтернативой к формированию эллипсоида железо-иттриевого граната может служить многослойная литография по гранату с целью формирования клиновидного профиля на пленке ЖИГ или латеральное профилирование (изменение формы края) для уменьшения поля насыщения чувствительного элемента. В этой связи представляет интерес возможность формирования периодического возмущения на краях магнитного диска с целью создания детерминированной доменной структуры, замыкающей магнитный поток на краю диска [A9, A40]. Оценка шумовых параметров таких элементов потребует учета сложной формы края диска. Экспериментально оценить спектр возбуждений магнитного элемента сложной формы будет возможно с

помощью методики точечного возбуждения [A15].

Вторым способом улучшения соотношения V/V_0 является уменьшение объема резонатора, основная трудность при этом – толщина подложки пленки, которая на два порядка превосходит толщину самой пленки. Уменьшение толщины подложки в 10 раз может также обеспечить улучшение чувствительности на порядок.

Третий путь увеличения чувствительности описан в п. 3.4 и заключается в повышении частоты вращения намагниченности. Согласно соотношению (3.21), для частоты вращения 160 МГц потери в резонаторе и материале будут равны. Однако повышение частоты накачки связано с повышением уровня рассеиваемой мощности в катушках, что не всегда приемлемо.

В условиях комнатной температуры, с возбуждающими катушками также связан еще один фактор, ограничивающий предельную чувствительность, – наличие металлического проводника в непосредственной близости от магнитного диэлектрика. С одной стороны, условия оптимизации требуют, чтобы зазор в обмотке был максимально заполнен магнитным материалом, с другой - тепловое движение электронов в металлическом проводнике является источником дополнительного шума.

С целью устранения этого противоречия были проведены эксперименты по созданию магнитооптических сенсоров с высокой чувствительностью на основе V_i – замещенных ферритов-гранатов, способных работать в режиме феррозонда [A4, A5, A16]. В ходе предварительных поисковых работ удалось создать структуры с управляемым магнитостатическим потенциалом [A28, A30, A31 - A34], в том числе с участками безразличного равновесия для трансляционного движения уединенной доменной стенки [A35, A36, A39].

Таким образом, магнитооптический метод регистрации сигнала от магнитного сенсора может быть применен в тех случаях, когда необходимо высокое латеральное разрешение или недопустимо размещение обмоток в непосредственной близости от магнитного материала.

Следует отметить возможность сочетания ВТСП/ЖИГ. Несмотря на

известные технологические трудности, существует значительное число экспериментальных работ по таким структурам [122,123]. Предпринимались также попытки объединить диск из ЖИГ с сенсором Холла для регистрации поля рассеяния диска [124]. Однако выяснилось, что общий уровень шума такого сенсора определяется вкладом от сенсора Холла.

Произведем оценку чувствительности сенсора, который по размерам аналогичен описанному в п. 4.2, исходя из перечисленных выше факторов. Пленка ЖИГ заменена на эллипсоид вращения диаметром 2 см с отношением осей 1:200, сенсор охлажден до 77 К. Формула (3.21) дает в этом случае величину $\sqrt{\langle H_f^2 \rangle_\omega} = 0.3 \text{ фТл/Гц}^{0.5}$.

И наконец, рассмотрим возможность охлаждения сенсора до криогенных температур. В этом случае отсутствуют потери, связанные с возбуждающими катушками, и чувствительность сенсора полностью определяется диссипацией энергии в пленке феррита-граната. Как показано в работах [102 – 104, 125] основным физическим механизмом вызывающим диссипацию магнитной энергии в кристаллах ферритов-гранатов является спин-орбитальное взаимодействие в редкоземельной подрешетке. В ферритах-гранатах основной вклад в магнитную энергию вносит обменная связь между ионами Fe^{3+} . Поскольку основным состоянием иона Fe^{3+} является S-состояние (орбитальный момент равен нулю), а в редкоземельной подрешетке могут находиться ионы с нулевым магнитным моментом (La, Y, Lu), то спин-орбитальное взаимодействие возникает за счет эффектов более высокого порядка и поэтому слабо. Соотношение для температурной зависимости ширины линии ферромагнитного резонанса, обусловленной ионами Fe^{3+} выглядит как $\Delta H \sim T^n$, где n является целым числом. Если взаимодействие между спинами и решеткой осуществляется через комбинационный механизм, вызванный тепловым движением ионов Fe^{3+} , то $n = 7$ или 9 , в отличие от прямого процесса, где $n = 1$ [126]. На практике, для большинства ферритов-гранатов наблюдается пик поглощения при температурах $30 - 150 \text{ K}^0$ [127], что

связано с наличием примесей редкоземельных ионов с сильной спин-орбитальной связью (Dy^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} ...) и ионов Fe^{2+} - Fe^{4+} . Наличие редкоземельных примесей связано с очисткой исходных материалов, а появление ионов нетрехвалентного железа обусловлено внедрением ионов Pb^{2+} и Pt^{4+} в структуру граната в процессе жидкофазной эпитаксии [128]. По экспериментальным данным [129] можно сделать вывод, что с уменьшением концентрации примесей в кристалле феррита-граната, кривая зависимости константы затухания от температуры будет быстро приближаться к нулю по степенному закону. Такая зависимость может привести к повышению чувствительности охлаждаемых магнитометров на много порядков. Как пример, можно привести работу [130]. В этой работе обосновывается принцип действия нового типа магнитометра, использующего эффект туннелирования когерентного спинового состояния в магнетике размером $1 \times 1 \times 10$ мкм. Предельная чувствительность такого сенсора оказалась на 3 порядка величины лучше, чем существующих гелиевых СКВИД – магнитометров.

Таким образом, синтез и исследования новых сверхчистых ферритов-гранатов и разработка сенсоров на их основе может привести к существенному прогрессу в средствах измерения магнитных полей.

4.5 Выводы

1. Методом микромагнитного моделирования обоснована и экспериментально реализована схема снижения поля насыщения магнитной пленки в форме диска путем плавного уменьшения толщины в направлении края диска. Такая форма магнетика препятствует образованию замыкающих доменов на краю диска, что приводит к увеличению чувствительности сенсора.

2. Предложена и реализована методика измерения ультраслабых магнитных полей на основе процесса циркулярного вращения намагниченности в плоскости тонкой пленки феррита-граната. Показана чувствительность к измеряемому магнитному полю на уровне шума 10^{-9} Э/Гц^{0.5} (100 фТл/Гц^{0.5}).
3. При низких температурах, для достижения предельной чувствительности магнитометров на основе феррит-гранатовых пленок, необходимо использовать монокристаллы с пониженным содержанием примесей.

Результаты, представленные в четвертой главе, опубликованы в работах [A2 – A6, A9, A11, A14, A18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Предложена и реализована методика измерения ультраслабых магнитных полей на основе процесса циркулярного вращения намагниченности в плоскости тонкой пленки феррита-граната. Показана чувствительность к измеряемому магнитному полю на уровне шума 10^{-9} Э/Гц^{0.5} (100 фТл/Гц^{0.5}).
2. Показано, что для реализации этой методики необходимо компенсировать влияние магнитокристаллической анизотропии в плоскости пленки; построена соответствующая теоретическая модель; изготовлены образцы замещенных редкоземельных ферритов-гранатов с наведенным в плоскости полем анизотропии менее, чем $3 \cdot 10^{-2}$ Э, что на два порядка величины меньше, чем в незамещенном железо-иттриевом гранате.
3. Теоретически обоснована и реализована на практике методика измерения всех трех компонент магнитного поля с помощью одного сенсора.
4. Разделены вклады магнитного шума от магнитного материала пленки и от флуктуаций тока в возбуждающей электромагнитной системе. Показано, что первый определяется величиной мнимой части магнитной восприимчивости, в то время как флуктуации тока пропорциональны полю насыщения магнетика. Эти флуктуации на два порядка величины больше, чем шумовой вклад от магнитного материала. Таким образом, для увеличения чувствительности сенсора необходимо, в первую очередь, уменьшать поле насыщения эпитаксиальной магнитной пленки. Проведенный эксперимент согласуется с теорией.

5. Методом микромагнитного моделирования обоснована и экспериментально реализована схема снижения поля насыщения магнитной пленки в форме диска путем плавного уменьшения толщины в направлении края диска. Такая форма магнетика препятствует образованию замыкающих доменов на краю диска, что приводит к увеличению чувствительности сенсора.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение хочу поблагодарить своего научного руководителя Шаврова Владимира Григорьевича за бесценные обсуждения полученных результатов и моральную поддержку при подготовке к защите. Коледова Виктора Викторовича, Щеглова Владимира Игнатьевича и всех других сотрудников лаборатории Магнитных явлений ИРЭ РАН за полезные советы и благоприятные условия для выполнения работы. Также хочу поблагодарить руководителя группы «Магнитооптики и плазмоники» Российского Квантового Центра Белотелова Владимира Игоревича за поддержку и помощь в проведении экспериментов. Кроме того, благодарю сотрудников Российского кардиологического научно-производственного комплекса Минздрава России А.А. Коротаяеву, Д.А. Чепурнову, Е.В. Самойлову за помощь в проведении биомагнитных измерений.

Список литературы

- [1] Aschenbrener, H. Eine Anordnung zur Registerierung rasher magnetischer Storungen / H. Aschenbrener, G. Goubeau // Hochfrequenz and Elektroakustik (Jahrsbuch der Telegraphie und Telephonie). – 1936. – Vol. 47, N 6. – Pp.177-181.
- [2] Афанасьев Ю. В. Феррозондовые приборы / Ю. В. Афанасьев. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 188с.
- [3] Primdahl, F. The fluxgate magnetometer / F. Primdahl // J.Phys.E:Sci.Instrum. – 1979. – Vol.12. – Pp. 241-253.
- [4] Ripka, P. Advances in fluxgate sensors / P. Ripka // Sensors and Actuators A. – 2003. – Vol. 106. – Pp. 8-14.
- [5] Янус, Р. И. К теории дифференциальных феррозондов с продольным возбуждением / Р. И. Янус, Л. Х. Фридман, В. И. Дрожжина // Сборник произв.-техн. информации по геофиз. приборостроению ОКБ МГ и ОН СССР. Л. 1959. Вып. 3. – С. 73-95.
- [6] Edelstein, A. Advances in magnetometry / A. Edelstein // J.Phys.: Condens. Matter. – 2007. – Vol. 19. – P. 165217.
- [7] Barkhausen, H. / H. Barkhausen // Phys. Z. – 1919. – Vol. 20. – P. 401.
- [8] Колачевский, Н.Н. Флуктуационные явления в ферромагнитных материалах / Н.Н. Колачевский. – М.: Наука, 1985. – 184 с.
- [9] Forster, F. Zur Frage der magnetischen Umklapp - vorgange in Eisen und Neckel / F. Forster, H. Wetzel // Z.f.Metallkunde. – 1941. – Vol. 33, N 3. – P. 115.
- [10] Petta, J. R. Multiple magnetization paths in Barkhausen noise / J. R. Petta, M. B. Weissman., K. P. O'Brien // Physical Review E. – 1996. – Vol. 54, N 2. – Pp. 1029-1031.
- [11] Kahler, G. Implementation of the Preisach-Stoner-Wohlfarth Classical Vector Model / G. Kahler, E. Torre, E. Cardelli // IEEE Trans. on Magn. – 2010. – Vol. 46, N 1. – Pp. 21-28.

- [12] Shuqiang, Y. Domain wall dynamics and Barkhausen jumps in thin-film permalloy microstructures / Y. Shuqiang, J. L. Erskine // *Physical Review B*. – 2005. – Vol. 72. – P. 064433.
- [13] Schwarz, A. Visualization of the Barkhausen Effect by Magnetic Force Microscopy / A. Schwarz, M. Liebmann, U. Kaiser, R. Wiesendanger // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 92, N 7. – P. 077206.
- [14] Cerruti, B. Hysteresis and noise in ferromagnetic materials with parallel domain walls / B. Cerruti, D. Gianfranco, S. Zapperi // *Physical Review B*. – 2009. – Vol. 79. – P. 134429.
- [15] Benassi, A. Barkhausen instabilities from labyrinthine magnetic domains / A. Benassi, S. Zapperi // *Physical Review B*. – 2011. – Vol. 84. – P. 214441.
- [16] Korepanov, V. Advanced field magnetometers comparative study / V. Korepanov, R. Berkman, L. Rakhlin et al. // *Measurement*. – 2001. – Vol. 29. – Pp. 137-146.
- [17] Berkman, R. Theoretic and experimental investigation of flux-gate magnetometer noise / R. Berkman // *Proc. IMEKO-XV World Congress. Osaka, Japan*. – June 13-18, 1999. – Pp. 149-156.
- [18] Fornacon, K. The magnetic field experiment onboard Equator-S and its scientific possibilities / K. Fornacon, H. U. Auster, E. Georgescu et al. // *Ann. Geophysicae*. – 1999. – Vol. 17. – Pp. 1521-1527.
- [19] Moldovanu, C. The noise of the Vacquier type sensors referred to changes of the sensor geometrical dimensions / C. Moldovanu, P. Brauer, O.V. Nielsen, J.R. Petersen // *Sensors and Actuators A*. – 2000. – Vol. 81. – Pp. 197-199.
- [20] Ripka, P. *Magnetic Sensors and Magnetometers* / P. Ripka, Ed. New York: Artech. – 2001. – 516 p.
- [21] Robbes, D. Highly sensitive magnetometers – a review / D. Robbes // *Sensors and Actuators A*. – 2006. – Vol. 86. – P. 129.
- [22] Пат. 4247601 США. Switchable magnetic device / J.R. Wiegand. Опубл. 27.01.1981.
- [23] Preizach, F. Permeabilitat und Hysterese bei Magnetisierung in der

energetischen Vorzugsrichtung / F. Preizach // *Phys. Z.* – 1932. – Vol. 33. – Pp. 913-923.

- [24] Doring, W. *Über das Anwachen der Ummagnetisierungskeime bei groben Barkhausen-Sprüngen* / W. Doring // *Z. Phys.* – 1938. – Vol. 108. – Pp. 137-152.
- [25] Sixtus, K.J. *Propagation of large Barkhausen discontinuities I* / K.J. Sixtus, L. Tonks // *Phys.Rev.* – 1931. – Vol. 37. – Pp. 930-958.
- [26] Sixtus, K.J. *Propagation of large Barkhausen discontinuities II* / K.J. Sixtus, L. Tonks // *Phys.Rev.* – 1932. – Vol. 42. – Pp. 419-435.
- [27] Vazquez, M. *Advanced magnetic micro wires.* / M. Vazquez // *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials.* – 2007. – Vol. 4. – Pp. 2192-2226.
- [28] Zhukov, A. *Magnetic properties and applications of ferromagnetic microwires with amorphous and nanocrystalline structure.* / A. Zhukov, V. Zhukova – NY: Nova Science Publishers, 2009. – 169 p.
- [29] Vazquez, M. *A soft magnetic wire for sensor applications* / M. Vazquez, A. Hernando // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1996. – Vol. 29. – Pp. 939-949.
- [30] Ioan, C. *Magnetic noise measurement for Vacquier type fluxgate sensor with double excitation* / C. Ioan, M. Tibu, H. Chiriac // *J. Optoelectron. Adv. Mater.* – 2004. – Vol. 6. – Pp. 705-708.
- [31] Ripka, P. *Multiwire core fluxgate* / P. Ripka, X.P. Li, J. Fan // *Sensors and Actuators A.* – 2009. – Vol. 156. – Pp. 265–268.
- [32] Dong, C. *Functional Study of Fluxgate Sensors with Amorphous Wires Cores* / C. Dong, W. Chen, X. Liu, Z. Zhou // *Advanced Materials Research.* – 2011. – Vol. 187. – Pp. 257-260.
- [33] Andò, B. *Design and characterization of a microwire fluxgate magnetometer* / B. Andò, S. Baglio, A.R. Bulsara, C. Trigona // *Sensors & Actuators: A. Physical.* – 2009. – Vol. 151, N 2. – Pp. 145-153.
- [34] Dufay, B. *Impact of electronic conditioning on the noise performance of a two-port network Giant MagnetoImpedance magnetometer* / B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian et al. // *IEEE Sensors Journal.* – 2011. – Vol. 11. – Pp. 1317-1324.
- [35] Butta, M. *Orthogonal fluxgates* / M. Butta. – www.fluxgate.butta.org

- [36] Butta, M. Orthogonal Fluxgate With Annealed Wire Core / M. Butta, I. Sasada // IEEE Trans. on Magn. – 2013. – Vol. 49, N 1. – Pp. 62-65.
- [37] Koch R.H, Deak J.G, Grinstein G. Fundamental limits to magnetic field sensitivity of flux-gate magnetic-field sensors / R.H. Koch, J.G Deak, G. Grinstein // Appl Phys Lett. – 1999. – Vol. 75, N 2. – Pp. 3862–3864.
- [38] Deak, J. G. Dynamic Calculation of the Responsivity of Monodomain Fluxgate Magnetometers / J. G. Deak, R. H. Koch, G. E. Guthmiller, R. E. Fontana // IEEE Trans. on Magn. – 2000. – Vol. 36, N 4. – Pp. 2052-2056.
- [39] Deak, J. A low-noise single-domain fluxgate sensor / J. Deak, A.H. Miklich, J. Slonczewski, R.H. Koch // Appl. Phys. Lett. – 1996. – Vol. 69, N 8. – Pp.1157-1159.
- [40] Koch, R.H. Low-noise flux-gate magnetic-field sensors using ring- and rod-core geometries / R.H. Koch, J.R. Rozen // Appl Phys Lett. – 2001. – Vol. 73, N 13. – Pp. 1897-1899.
- [41] Ripka, P. Advances in Magnetic Field Sensors / P. Ripka, M. Janošek // IEEE Sensors Journal. – 2010. – Vol. 10, N 6. – Pp. 1108 -1116.
- [42] Buschow, K.H.J. Handbook of magnetic materials / K.H.J. Buschow // The Handbook series Magnetic Materials. Elsevier. – 2009. – Vol. 18. – 456 p.
- [43] Primdahl, F. The fluxgate mechanism / F. Primdahl // IEEE Trans. on Magn. – 1979. – Vol. 6, N 1. – Pp. 376-383.
- [44] Лангваген, Е.Н. Феррозонд с возбуждением вращающимся полем / Е.Н. Лангваген // Геофизическая аппаратура. – 1975. – В. 57. – С. 31-37.
- [45] Mattheis, R. Formation and Annihilation of Edge Walls in Thin-Film Permalloy Strips / R. Mattheis // IEEE Trans. on Magn. – 1997. – Vol. 33, N 5. – Pp. 3993-3995.
- [46] Hornreich, R.M. 90° Magnetization Curling in Thin Films / R.M. Hornreich // Journal of Applied Physics. – 1963. – Vol. 34, N 4 (part 2). – Pp.1071-1072.
- [47] Bostanjoglo, O. New Rotation Processes in Magnetic Film Strips / O. Bostanjoglo, H. P. Gemund // Phys. Stat. Sol A. – 1977. Vol. 42. – Pp. K103-K106.

- [48] Hornreich, R.M.. Magnetization Curling in Tapered Edge Films / R.M. Hornreich // *Journal of Applied Physics*. – 1964. Vol. 35, N 3. – Pp. 816-817.
- [49] Pickard, R. M. Thin permalloy films: optimization of properties for computer memories / R. M. Pickard, J. A. Turnert, J. K. Birtwistle, G. R. Hoffman // *Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D)*. – 1968. – Vol. 1, Ser. 2. – Pp.1685-1698.
- [50] Hoffman, G. R. Minimising the noise in a thin film inductance variation Magnetometer / G. R. Hoffman // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* – 1980. – Vol. 13. – Pp.1200-1205.
- [51] Пат. 3416072 США. Thin film magnetometer employing phase shift discrimination / C.J. Bader, Fussell R.L. Опубли. 10.12.1968.
- [52] Пат. 3562638 США. Thin film magnetometer using magnetic vector rotation / A.M. Renard. Опубли. 09.02.1971.
- [53] Abadeer, W. W. Magnetic Field Detection Using Coherent Magnetization Rotation in a Thin Magnetic Film / W. W. Abadeer, D. M. Ellis // *Journal of applied physics*. – 1971. – Vol. 42, N 4. – P. 1439.
- [54] Papeno, E. Suppression of Barkhausen Noise in Magnetoresistive Sensors Employing AC Bias / E. Papeno, B. Kaplan // *IEEE Trans. on Magn.* – 1995. – Vol. 31, N 6. – Pp. 3161-3163.
- [55] Petrou, J. Magnetic and structural characterization of Fe-Ni films for high precision field sensing / J. Petrou, S. Diplas, H. Chiriac, E. Hristoforou // *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*. – 2006. – Vol. 8, N 5. – Pp. 1715-1719.
- [56] Прагтон, М. Тонкие ферромагнитные пленки / М. Прагтон. – Л.: Судостроение, 1967. – 265 с.
- [57] Irons, H. Magnetic Thin-Film Magnetometers for Magnetic-Field Measurement / H.R. Irons, L.J. Schwee // *IEEE Trans. on Magn.* – 1972. – Vol. MAG-8, N 1. – Pp. 61-65.
- [58] Rachford, F.J. Magnetization and FMR studies of crystal-ion-sliced narrow linewidth gallium-doped yttrium iron garnet / F.J. Rachford, M. Levy, R. M. Osgood at al. // *J. Appl. Phys.* – 2000. – Vol. 87. – P. 6253.

- [59] Adam, J. D. Studies of FMR linewidth in thick YIG films grown by liquid phase epitaxy / J. D. Adam, J. M. Owens, J. H. Collins // AIP Conf. Proc. – 1974. Vol. 18. – P. 1279.
- [60] Inoue, M. Investigating the use of magnonic crystals as extremely sensitive magnetic field sensors at room temperature / M. Inoue, A. Baryshev, H. Takagi at al. // Applied Physics Letters. – 2011. – Vol. 98. –P. 132511.
- [61] Тикадзуми С. Физика магнетизма / С. Тикадзуми. – М.: Мир, 1987. – 304 с.
- [62] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах / А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, В. К. Раев и др. – М.:Радио и связь, 1987. – 488 с.
- [63] Ландау, Л. Д. Теоретическая физика. Том 8. Электродинамика сплошных сред. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1992. – 621 с.
- [64] Hansen, P. Anisotropy and magnetostriction of 4d and 5d transition-metal ions in garnets and spinel ferrites / P. Hansen, R. Krishnan // Journal de physique. – 1977. – Vol. 38. – Pp. C1-147-C1-155.
- [65] Gurevich, A.G. Magnetization Oscillations and Waves / A.G. Gurevich, G.A. Melkov. – CRC Press, 1996. – 456 p.
- [66] Gangulee, A. Magnetocrystalline anisotropy in epitaxially grown $(\text{Gd,Tm,Y})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ garnet thin films / A. Gangulee, R. J. Kobliska // J. Appl. Phys. – 1980. – Vol. 51. – P. 3333.
- [67] Azevedo, A. Magnetic properties of praseodymium substituted iron garnet films / A. Azevedo, C. Cinbis, M. H. Kryder // J. Appl. Phys. – 1993. – Vol. 74. – P. 7450.
- [68] Slusky, S. E. G. Magnetic properties of praseodymium iron garnet and neodymium iron garnet / S. E. G. Slusky, J. F. Dillon, Jr., C. D. Brandle at al. // Phys.Rev.B. – 1986. – Vol. 34. – Pp. 7918-7923.
- [69] Hansen, P. Magnetic and magneto optic properties of praseodymium and bismuth substituted yttrium iron garnet films / P. Hansen, C.P. Klages, K. Witter // J. Appl. Phys. – 1986. – Vol. 60. – P. 721.

- [70] Cimpoesu, D. Physics of complex transverse susceptibility of magnetic particulate systems / D. Cimpoesu, A. Stancu, L. Spinu // *Physical Review B*. – 2007. – Vol. 76. – P. 054409.
- [71] Callen, H.B. Irreversibility and Generalized Nose / H.B. Callen, T.A. Welton // *Phys.Rev.* – 1951. – Vol. 83, N 1. – Pp. 34-40.
- [72] Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Том 5. Статистическая физика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1992. – 586 с.
- [73] Гуревич, А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферро-магнетиках. / А.Г. Гуревич. – М.: Наука, 1973. – 588 с.
- [74] Скроцкий, Г.В. Феноменологическая теория ферромагнитного резонанса / Г.В. Скроцкий, Л.В. Курбатов // В сборнике “Ферромагнитный Резонанс” под ред. Вонсовского С.В. – М.: Наука, 1961. – С. 25-92.
- [75] Green, J. J. Ferromagnetic Relaxation at Low Microwave Frequencies / J. J. Green, E. Schlömann // *J. Appl. Phys.* – 1961. Vol. 32. – Pp. S168-S170.
- [76] Hongxu, W. The growth of LPE YIG films with narrow FMR linewidth / W. Hongxu, W. Wenshu // *IEEE Trans. on Magn.* – 1984. – Vol. mag-20, N 5. – Pp.1222-1223.
- [77] Kucera, M. Properties of epitaxial yttrium iron garnet films grown from BaO flux / M. Kucera, K. Nitsch, Marysko, H. Stepankova // *Journal of applied physics.* – 2003. – Vol. 93, N 10. – Pp. 7510-7512.
- [78] Warin, D. Ferrimagnetic relaxations in YIG versus frequency and temperature / D. Warin, J.C. Mage, W. Simonet // *IEEE Trans. on Magn.* – 1984. – Vol. mag-20, N 5. – Pp.1216-1218.
- [79] Schloemann, E. F. Inhomogeneous Broadening of Ferromagnetic Resonance Lines / E. F. Schloemann // *Physical review.* – 1969. – Vol. 182, N 2. – Pp. 632-645.
- [80] Kasuya, T. Relaxation mechanisms in ferromagnetic resonance / T. Kasuya and R.C. LeCraw // *Physical review letters.* – 1961. – Vol. 67, N 5. – Pp. 223-225.
- [81] Patton, C. E. Ultrasensitive Technique for Microwave Susceptibility Determination Down to 10^{-5} / C. E. Patton, T. Kohane // *The Review of Scientific instruments.* – 1972. – Vol. 43, N 1. – Pp. 76-79.

- [82] Seiden, P. E. Ferrimagnetic Resonance Relaxation in Rare-Earth Iron Garnets / P. E. Seiden // *Physical review*. – 1964. – Vol. 133, N 3a. – Pp. A728-A736.
- [83] Schloemann, E. F. Intrinsic Low-Field Loss in Microwave Ferrites / E. F. Schloemann // *IEEE Trans. on Magn.* – 1998. – Vol. 34, N 6. – Pp. 3830-3836.
- [84] Motizuki, K. Theory of Ferromagnetic Resonance Line Shape outside the Spin-Wave Manifold / K. Motizuki and M. Sparks // *Physical Review*. – 1965. – Vol. 140, N 3a. – P. A972.
- [85] Fiorillo, F. Approach to magnetic losses and their frequency dependence in Mn–Zn Ferrites / F. Fiorillo, C. Beatrice, O. Bottauscio et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 89. – P. 122513.
- [86] Pasquale, M. Magnetic permeability, losses and ferromagnetic resonance in ferrites under magnetic field bias from dc to the microwave regime / M. Pasquale, F. Fiorillo, M. Coïsson, C. Beatrice // *Precision Electromagnetic Measurements Digest, CPEM 2008*. – Pp.524-525.
- [87] Spinu, L. Transverse susceptibility as the low-frequency limit of ferromagnetic resonance / L. Spinu, I. Dumitru, A. Stancu, D. Cimpoesu // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2006. – Vol. 296. – Pp. 1-8.
- [88] Cimpoesu, D. The reversible susceptibility tensor of synthetic antiferromagnets / D. Cimpoesu, A. Stancu, L. Spinu // *J. Appl. Phys.* – 2007. – Vol. 101. – P. 09D112.
- [89] Miyadai, T. Ferrimagnetic Resonance in a Single Crystal of Thulium Garnet ($\text{Tm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) / T. Miyadai // *J. Phys. Soc. Japan*. – 1962. – Vol. 17. – Pp. 1899-1900.
- [90] Clogston, A. M. Ferromagnetic resonance line width in insulating materials / A. M. Clogston, H. Suhl, L. R. Walker, P. W. Anderson // *J. Phys. Chem. Solids*. – 1956. – Vol. 1, N 3. – P. 129.
- [91] Клогстон, А. В сб. «Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах» / А. Клогстон, Г. Сул, Л. Уокер, П. Андерсон. – Ред.: Гуревич А.Г. – М.: ИЛ, 1961. – 598 с.

- [92] Sparks, M. Ferromagnetic Relaxation. I. Theory of the Relaxation of the Uniform Precession and the Degenerate Spectrum in Insulators at Low Temperatures / M. Sparks, R. Loudon, C. Kittel // *Phys. Rev.* – 1961. – Vol. 122. – P. 791.
- [93] Sparks, M. Ferromagnetic relaxation theory / M. Sparks. – McGraw-Hill Book Co., 1964. – 227 p.
- [94] Hurben, M.J. Theory of two magnon scattering microwave relaxation and ferromagnetic resonance linewidth in magnetic thin films / M.J. Hurben, C.E. Patton // *J. Appl. Phys.* – 1998. – Vol. 83. – P. 4344.
- [95] McMichael, R.D. Ferromagnetic resonance linewidth in thin films coupled to NiO / R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, W.F. Egelhoff // *J. Appl. Phys.* – 1998. – Vol. 83. – P. 7037.
- [96] Arias, R. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films / R. Arias, D. L. Mills // *Phys. Rev. B.* – 1999. – Vol. 60. – P. 7395.
- [97] Safonov, V.L. Spin-wave dynamic magnetization reversal in a quasi-single-domain magnetic grain / V. L. Safonov, H. N. Bertram // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 63. – P. 094419.
- [98] Abrahams, E. Spin-Lattice Relaxation in Ferromagnets / E. Abrahams, C. Kittel // *Phys. Rev.* – 1952. – Vol. 88. – P. 1200.
- [99] Suhl, H. Theory of the magnetic damping constant / H. Suhl // *IEEE Trans on Magn.* – 1998. – Vol. 34, N 4. – P. 1834.
- [100] McMichael, E. D. Calculation of damping rates in thin inhomogeneous ferromagnetic films due to coupling to lattice vibrations / E. D. McMichael, A. Kunz // *J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 91, N 10. – P. 8650.
- [101] Rossi, E. Dynamics of magnetization coupled to a thermal bath of elastic modes / E. Rossi, O. G. Heinonen, A. H. MacDonald // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72, N 17. – P. 174412.
- [102] Widom, A. Gilbert ferromagnetic damping theory and the fluctuation-dissipation theorem / A. Widom, C. Vittoria, S. Yoon // *J. Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 108, N 7. – P. 073924.

- [103] Widom, A. Resonance damping in ferromagnets and ferroelectrics / A. Widom, S. Sivasubramanian, C. Vittoria et al. // *Phys. Rev. B.* – 2010. – Vol. 81, N 21. – P. 212402.
- [104] Vittoria, C. Relaxation mechanism for ordered magnetic materials / C. Vittoria, S. D. Yoon, A. Widom // *Phys. Rev. B.* – 2010. – Vol. 81, N 1. – P. 014412.
- [105] Ducluzaux, A. Extra losses caused in high current conductors by skin and proximity effects / A. Ducluzaux // *Cahier Technique Schneider Electric.* –1983. – Vol. 83. – Pp. 2-19.
- [106] Kittel, C. Theory of the structure of ferromagnetic domains in films and small particles / C. Kittel // *Phys. Rev.* – 1946. – Vol. 70. – Pp. 965-971.
- [107] Graham, C. Experimental Demagnetizing Factors for Disk Samples Magnetized Along a Diameter / C. D. Graham, B. E. Lorenz // *IEEE Trans. on Magn.* – 2007. – Vol. 43, N 6. – Pp. 2743-2745.
- [108] Chen, D. Radial Magnetometric Demagnetizing Factor of Thin Disks / D. Chen, E. Pardo, A. Sanchez // *IEEE Trans. on Magn.* – 2001. – Vol. 37, N 6. – Pp. 3877-3880.
- [109] Шишков, А. Г. Влияние полей рассеяния на намагничивание тонких пермаллоевых пленок / А. Г. Шишков, В. Э. Осуховский // Сборник материалы международного симпозиума. Иркутск, 8-16 июня 1968. --С. 107-120.
- [110] Родичев, Г. М. Влияние краевых затенений на свойства ферромагнитных пленок / Г. М. Родичев, В. Н. Преснецов, В. И. Потылицин // Сборник материалы международного симпозиума. Иркутск, 8-16 июня 1968. – С. 95-98.
- [111] Scholz, W. Scalable Parallel Micromagnetic Solvers for Magnetic Nanostructures / W. Scholz, J. Fidler, T. Schrefl et al. // *Comp. Mat. Sci.* – 2003. – Vol. 28. – Pp. 366-383.
- [112] Schrefl, T. Numerical methods in micromagnetics (finite element method) / T. Schrefl, G. Hrkac, S. Bance et al. // *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, Kronmüller H. and Parkin S. (eds). Wiley-VCH,

- Amsterdam. – 2007. – Vol. 2. – Pp.765-794.
- [113] Miltat, J. Numerical micromagnetics: finite difference methods / J. Miltat, M.J. Donahue // Handbook of magnetism and advanced magnetic materials, edited by Kronmüller H., Parkin S. – Wiley-Interscience, Chichester. – 2007. – Vol. 2. – Pp. 742-764.
- [114] Donahue, M.J. Micromagnetics on curved geometries using rectangular cells: error correction and analysis / M. J. Donahue, R. D. McMichael // IEEE Trans. on Magn.– 2007. – Vol. 43. – Pp. 2878-2880.
- [115] Kaltenbacher, M. Algebraic Multigrid for Solving 3D Nonlinear Electrostatic and Magnetostatic Field Problems / M. Kaltenbacher, S. Reitzinger, J. Schöberl // IEEE Trans. on Magn. – 2000. – Vol. 36, N 4. – Pp. 1561-1564.
- [116] The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) project at ITL/NIST. – <http://math.nist.gov/oommf/software-12a4pre.html>
- [117] Donahue, M. J. OOMMF User's Guide, Version 1.0. / M. J. Donahue, D. G. Porter // Report NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 1999. – 253 p.
- [118] Korepanov, V. Flux-Gate Magnetometers Design Peculiarities / V. Korepanov, A. Marusenkov // Surv. Geophys. – 2012. – Vol. 33. – Pp.1059–1079.
- [119] Van der Ziel, A. Noise / A. Van der Ziel. – Publ. Prentice-Hall, 1954. – 450 p.
- [120] Brisinda, D. Contactless magnetocardiographic mapping in anesthetized Wistar rats: evidence of age-related changes of cardiac electrical activity / D. Brisinda, M. E. Caristo, R. Fenici // American Journal of Physiology-Heart and Circulatory Physiology. – 2006. – Vol. 291, N 1. – P. H368-H378.
- [121] Wikswo, JP. The Theory and Application of Magnetocardiography / JP. Wikswo, JAV Malmivuo, WH Barry at al. // Advances in Cardiovascular Physics. – 1979. – Vol. 2. – P. 1-67.
- [122] Yakovlev, C. V. Interaction between a ferromagnet and a high-temperature superconductor at the interface in thin-film heterostructures / C. V. Yakovlev, L. A. Kalyuzhnaya, G. A. Nikolachuk at al. // Tech. Phys. Lett. – 1997. – Vol. 23, N 6. – Pp. 484-485.

- [123] Balaev, D. A. The effect of ferrimagnetic ordering in insulating component of composites HTSC þ Yttrium Iron Garnet on its transport properties / D. A. Balaev, K. A. Shaihtudinov, S. I. Popkov, M. I. // *Solid State Communications*. – 2003. – Vol. 125. – Pp. 281–285.
- [124] Dufay, B. 2D Hybrid Yttrium Iron Garnet Magnetic Sensor Noise Characterization / B. Dufay, S. Saez, C. Cordier at al. // *IEEE Sensors Journal*. – 2011. – Vol. 11, N 12. – Pp. 3211-3215.
- [125] Suhl, H. *Relaxation Processes in Micromagnetics* / H. Suhl. – Oxford University Press, 2007. – 210 p.
- [126] Dionne, G. F. *Microwave Ferrites for Cryogenic Applications* / G. F. Dionne // *J. Phys. IV France*. – 1997. Vol. 7. – P. C1-437.
- [127] Spencer, E. G. Ferromagnetic relaxation in yttrium-iron garnet and the relation to applications / E. G. Spencer, R.C. LeCraw // *Proceedings of the IEE - Part B: Electronic and Communication Engineering*. – 1962. – Vol. 109, N 21. – Pp. 66-70.
- [128] Seiden, P. E. Ferrimagnetic Resonance Relaxation in Rare-Earth Iron Garnets / P. E. Seiden // *Phys. Rev.* – 1964. – Vol. 133, N 3A. – P. A728.
- [129] LeCraw, R. C. Ferromagnetic Relaxation in Europium Iron Garnet / R. C. LeCraw, W. G. Nilsen, J. P. Remeika, J. H. Van Vleck // *Phys. Rev. Lett.* – 1963. – Vol. 11. – P. 490.
- [130] Kimball, D. Precessing Ferromagnetic Needle Magnetometer / D. Kimball, A. Sushkov, D. Budker // *Phys. Rev. Lett.* – 2016. – Vol. 116. – P. 190801.

Основные публикации автора по теме диссертации

Публикации в журналах из списка ВАК

- A1. Vetoshko, P. M. Epitaxial iron garnet film as an active medium of an even-harmonic magnetic field transducer / P. M. Vetoshko, M. V. Valeiko, P. I. Nikitin // *Sensors and Actuators A*. – 2003. – Vol. 106, N 1-3. – P. 270-273.
- A2. Nikitin, P. I. Magnetic field sensors based on thin film multi-layer structures / P. I. Nikitin, S. I. Kasatkin, P. M. Vetoshko at al. // *Sensors and Actuators A*. – 2003. –

- Vol. 106, N 1-3. – P. 26-29.
- A3. Vetoshko, P. M. Novel static criterion for magnetic sensor film saturation / P. M. Vetoshko, M. V. Valeiko, P. I. Nikitin // *Sensor Letters*. – 2007. – Vol. 5. – Pp. 189-191.
- A4. Skidanov, V. Ultrasensitive core for magneto-optical fluxgate magnetometer with high space resolution / V. Skidanov, P. Vetoshko // *Procedia Engineering*. – 2010. – Vol. 5. – Pp. 989-992.
- A5. Skidanov, V. A. Hysteresis Loop Design by Geometry of Garnet Film Element with Single Domain Wall / V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko, A. L. Stempkovsky // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2011. – Vol. 266. – P. 012125.
- A6. Vetoshko, P. Magnetization Distribution Near Edge of YIG Film Core in Fluxgate Magnetometer / P. M. Vetoshko, V. A. Skidanov, A. L. Stempkovsky // *Sensor Letters*. – 2013. – Vol. 11. – Pp. 59-61.
- A7. Ветошко, П. М. Роль различных механизмов затухания в формировании установившегося режима прецессии намагниченности в магнитоупругой среде / П. М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // *Труды XXII Международной конференции " Электромагнитное поле и материалы. Москва 21-22 ноября 2014. – С. 237-253.*
- A8. Ветошко, П. М. Формирование магнитного затухания за счет упругой диссипации в схеме ротационного магнетометра / П.М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // *Журнал радиоэлектроники*. – 2014. – № 11. – С. 1-56.
- A9. Skidanov, V.A. Modeling of Magnetization Distribution Near Shaped Boundary of Garnet Film Core in Fluxgate Magnetometer / V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko, A. L. Stempkovsky, L. Uspenskaya // *IEEE Transactions on magnetics*. – 2015. – Vol. 51, N 1. – P. 7000104.
- A10. Syvorotka, I.I. In-Plane Transverse Susceptibility of (111)-Oriented Iron Garnet Films / I. I. Syvorotka, P. M. Vetoshko, V. A. Skidanov at al. // *IEEE Transactions on magnetics*. – 2015. – Vol. 51, N 1. – P. 2000703.
- A11. Ветошко, П.М. Влияние профиля дискового магнитного элемента на поле

- насыщения и шум магнитомодуляционного сенсора магнитного поля / П. М. Ветошко, А. К. Звездин, В. А. Скиданов // Письма в ЖТФ. –2015. – Т. 41, вып. 9. – С. 103-110.
- A12. Ветошко, П. М. Роль упругой диссипации в формировании затухания прецессии намагниченности в магнитоупругой среде / П.М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Письма в ЖТФ. – 2015. – Т. 41, вып. 21. С. 1-5.
- A13. Ветошко, П. М. Влияние подложки на магнитоупругие колебания в структуре «магнитная пленка – немагнитная подложка» / П. М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Журнал радиоэлектроники. – 2015. – № 8. – С. 1-33.
- A14. Ветошко, П. М. Магнитомодуляционный сенсор магнитного поля на базе пленок феррита-граната для магнитокардиографических исследований / П. М. Ветошко, Н. А. Гусев, Д. А. Чепурнова и др. // Письма в ЖТФ. –2016. – Т. 42, вып. 16. – С. 64-71.
- A15. Чернов, А. И. Локальное зондирование магнитных пленок с помощью оптического возбуждения магнитоэлектрических волн / А. И. Чернов, М. А. Кожаев, П. М. Ветошко и др. // Физика твердого тела. – 2016. – Т. 58. – С. 1093-1098.
- A16. Prokopov, A. R. Epitaxial BiGdSc iron-garnet films for magnetophotonic applications / A. R. Prokopov, P. M. Vetoshko, A. G. Shumilov at al. // Journal of Alloys and Compounds. – 2016. – Vol. 671. – Pp. 403-407.
- A17. Rogachev , A. E. Vector magneto-optical sensor based on transparent magnetic films with cubic crystallographic symmetry/ A. E. Rogachev, P. M. Vetoshko, N. A. Gusev at al. // Appl. Phys. Lett. – 2016. – Vol. 109, N 16. – P. 162403.
- A18. Ветошко, П.М. Регистрация магнитокардиограмм крыс с помощью сенсора магнитного поля на основе феррит-гранатовых пленок / П.М. Ветошко, Н.А. Гусев, Д.А. Чепурнова, Е.В. Самойлова, А.К. Звездин, А.А. Коротаева // Медицинская Техника. – 2016. – № 4. – С. 15-18.

Патенты

- A19. Пат. 2100819 Российская Федерация, G01R33/00, G01R33/02, G01R33/05. Магнитометер / Ветошко П.М. ; заявл. 30.09.1996. ; опубл. 27.12.1997, в Гос. реестре изобретений РФ 27.12.1997.
- A20. Пат. 2177611 Российская Федерация. Измеритель магнитной восприимчивости / Никитин П. И., Ветошко П.М. ; заявл. 09.03.2000 ; опубликован 27.12. 2001. Бюл. N 36.
- A21. Пат. 2447527 Российская Федерация. Способ и устройство для создания магнитного поля, локализованного в нанометровой области пространства / Ветошко П.М., Назаров А. А., Новак В. Р., Скиданов В.А., Стемпковский А.Л. ; заявл. 27.04.2011. ; опубл. 10.04.2012 в Гос. реестре изобретений РФ 10.04.2012.

Материалы международных и национальных конференций

- A22. P. I. Nikitin, P. M. Vetoshko, M. V. Valeiko. YIG magnetometers. // Proceedings of International Scientific Scholl "High Sensitivity Magnetometers-Sensors & Applications" Port-Bail, France, November 4-8, 2002. P. 23-24.
- A23. P. I. Nikitin, S. I. Kasatkin, A. M. Muravjov, P. M. Vetoshko, M. V. Valeiko, V. I. Konov, T. Meydan. Magnetic field sensors based on thin film multi-layer structures // Proceedings of the 4th European Magnetic Sensors and Actuators Conference, Athens, Greece, 3-5 July, 2002. P. S1_P2.
- A24. P. M. Vetoshko, M. V. Valeiko, P. I. Nikitin. Novel 3D "Flux-Spin" Magnetometer // Proceedings of the 5h European Magnetic Sensors and Actuators Conference, Cardiff, UK, 4-7 July, 2004. P. M-P.18.
- A25. P. M. Vetoshko, M. V. Valeiko, P. I. Nikitin. Novel static criterion for magnetic sensor film saturation // Proceedings of the 6th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators "EMSA-2006", Bilbao, Spain, July 2-5, 2006. P. 141.

- A26. P. M. Vetoshko, M. V. Valeiko, P. I. Nikitin, I. I. Syvorotka. Multe-channel module system of highly sensitive room-temperature magnetometers // Proceedings of the 6th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators "EMSA-2008", Caen, France, 2008. P. MoP60.
- A27. М. В. Валейко, П. М. Ветошко, П. И. Никитин. Нанослойные чередующиеся магнитные пленки и высокочувствительные магнетометры на их основе // Приглашенный секционный доклад и опубликованные тезисы в трудах Международного форума по нанотехнологиям. Москва. 3-5 Декабря, 2008. Т. 1. С. 728-730.
- A28. V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko, A. L. Stempkovsky. Hysteresis Loop Design by Geometry of Garnet Film Element with Single Domain Wall // 2nd International Symposium on Advanced Magnetic Materials and Applications. Sendai, Japan, July 12-16, 2010. P. 178.
- A29. P. M. Vetoshko, V. A. Skidanov, A. L. Stempkovsky. Magnetization distribution near edge of YIG film core in fluxgate magnetometer // Book of Abstracts 8 th European Magnetic Sensors Conference (EMSA). Bodrum, Turkey, July 4-7, 2010. P. 78.
- A30. V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko. Ultrasensitive Core for Magneto-optical Fluxgate Magnetometer with High Space Resolution // Proceedings of EuroSensors XXIV Conference. B5L-D Linz, Austria, September 5-8, 2010. Pp.1877-7058.
- A31. V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko. Effects of reversibility and irreversibility in uniaxial garnet elements magnetized by elastic domain wall motion // Abstracts of 20th International Conference on Soft Magnetic Materials. Kos, Greece. September 18-22, 2011. P. 448.
- A32. V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko, A. L. Stempkovsky. High Sensitive Microsensor for Magnetic Nanoparticle Detection in Biochip Channels and Vascular System // Proceedings of 2011 International Conference on Microtechnologies in Medicine and Biology. Lucerne, Switzerland. 4-6 May, 2011. P. 207-208.
- A33. V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko, A. L. Stempkovsky. Magneto-optical Sensitive Elements for Single Magnetic Nanoparticle Detection // Book of Abstracts

- European Magnetic Sensors & Actuators Conference, Prague. 1-4 of July, 2012. P. 71.
- A34. V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko, A. L. Stempkovsky. Uniaxial Ferrite Garnet Elements with Two Domain Walls // Abstracts of III International Non Exchange Bias in Conference on Superconductivity and Magnetism, Istanbul. 29 of April – 4 of May 2012. P. 310.
- A35. I. I. Syvorotka, I. M. Syvorotka, V. G. Shavrov, V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko. Highly sensitive room temperature magnetometer based on epitaxial iron garnet film // V Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism": Nanomagnetism (EASTMAG-2013), invited oral talk. Russky Island, Vladivostok, Russia. 15-21 September 2013. Mo-6M-I3. P. 60.
- A36. P. M. Vetoshko, V. A. Skidanov, F. P. Vetoshko. Magnetostatic energy of the domain walls in uniaxial films of finite dimensions // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2014). Moscow, 29 June – 3 July 2014. 30PO-P-12. P. 293.
- A37. I. I. Syvorotka, I. M. Syvorotka, V. G. Shavrov, V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko. In-plane Transverse Susceptibility of (111)-oriented Iron Garnet Films // 10th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators, EMSA-2014, Vienna, Austria, July 6 – 9, 2014. TP43. P. 153.
- A38. P. M. Vetoshko, V. G. Shavrov, V. A. Skidanov, I. I. Syvorotka, I.M. Syvorotka. Sub-pT Sensitivity of Rotational Fluxgate Magnetometer Based on $Tm_3Fe_{5-x}Sc_xO_{12}$ Garnet Film Core // 10th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators, EMSA-2014, Vienna, Austria, July 6 – 9, 2014. MP54. P.73.
- A39. P. M. Vetoshko, V. A. Skidanov, F. P. Vetoshko. Arbitrary Equilibrium State of Domain Wall in Uniaxial Garnet Film Sensitive Element // 10th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators, EMSA-2014, Vienna, Austria, July 6 – 9, 2014, Book of Abstracts, TP47, P. 157.
- A40. V. A. Skidanov, P. M. Vetoshko, F. P. Vetoshko, L. Uspenskaya, A. L. Stempkovskiy. Modeling of Magnetization Distribution near Shaped Boundary of Garnet Film Core in Fluxgate Magnetometer // 10th European Conference on

Magnetic Sensors and Actuators, EMSA-2014, Vienna, Austria, July 6 – 9, 2014. MP08, P. 27.

- A41. P. M. Vetoshko, M. A. Kozhaev, N. A. Gusev, A. K. Zvezdin, I. I. Syvorotka, I. M. Syvorotka, V. I. Belotelov. Enhancement of the magnetic field sensor sensitivity through tailoring of the magnetic disk profile // 20th International Conference on Magnetism, Barcelona, Spain, 5-10 July 2015. P. 2050.
- A42. P. M. Vetoshko, D. V. Dodonov, M. A. Kozhaev, I. I. Syvorotka, I. M. Syvorotka, A. K. Zvezdin, V. I. Belotelov. Excitation of a uniform rotational magnetization mode in easy-plane iron-garnet films for flux-gate sensors // 20th International Conference on Magnetism (ICM2015), Barcelona, Spain, 5-10 July 2015. P. 2069.
- A43. P. M. Vetoshko. Ultrasensitive flux-gate magnetometer for biomagnetic measurements // The European Magnetic Sensors and Actuators Conference (EMSA), invited oral talk. Torino, Italy, 11 – 16 July 2016.
- A44. P. M. Vetoshko, N. A. Gusev, V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin. Ultrasensitive flux-gate magnetometer based on iron garnet film for biomedical applications // VI Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" (EASTMAG-2016), Krasnoyarsk, Russia, oral talk. August 15-19, 2016. Abstracts. P. 525.
- A45. P. M. Vetoshko. Vector measurement of magnetocardiogram // 8th Joint European Magnetic Symposia (JEMS2016), oral talk. August 21-27, Glasgow, UK, 2016.

Приложение 1

Измерения магнитокардиограмм с помощью магнитомодуляционного сенсора магнитного поля на базе пленок феррита-граната

Из шумовой характеристики магнетометра следует, что на частотах от 1 до 100 Гц, шум сенсора составляет $\sqrt{\langle H_f^2 \rangle} \sim 100$ фТл/Гц^{1/2} (Рис. 4.32). Используя критерий Ван-дер-Зила [119], согласно которому минимально наблюдаемый уровень сигнала произвольной формы $H_{\min} = k\sqrt{\langle H_f^2 \rangle \Delta f}$, где $k \sim 6$, Δf – полоса частот, в которой измерен сигнал, получим, что при измерениях МКГ в диапазоне частот от 0 до 100 Гц $H_{\min} = 6$ пТл.

Пример измерения МКГ человека изображен на рис 1.

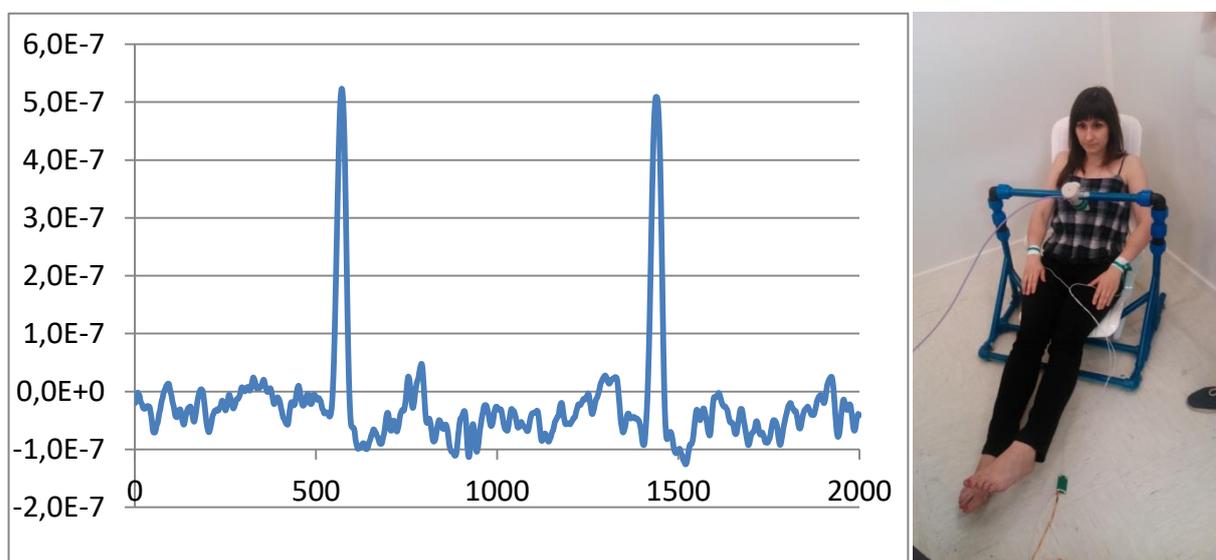


Рисунок 1. Магнитокардиограмма человека [A50], по горизонтальной оси – время в мс., по вертикальной – магнитное поле в Э. Максимальное значение амплитуды магнитного поля $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ Э (50 пТл).

Далее, работа сенсора магнитного поля была продемонстрирована на примере измерения магнитного поля здоровых крыс. Крыс размещали на

текстолитовой пластине, закрепленной на держателе с магнитным сенсором (рис. 4.34).

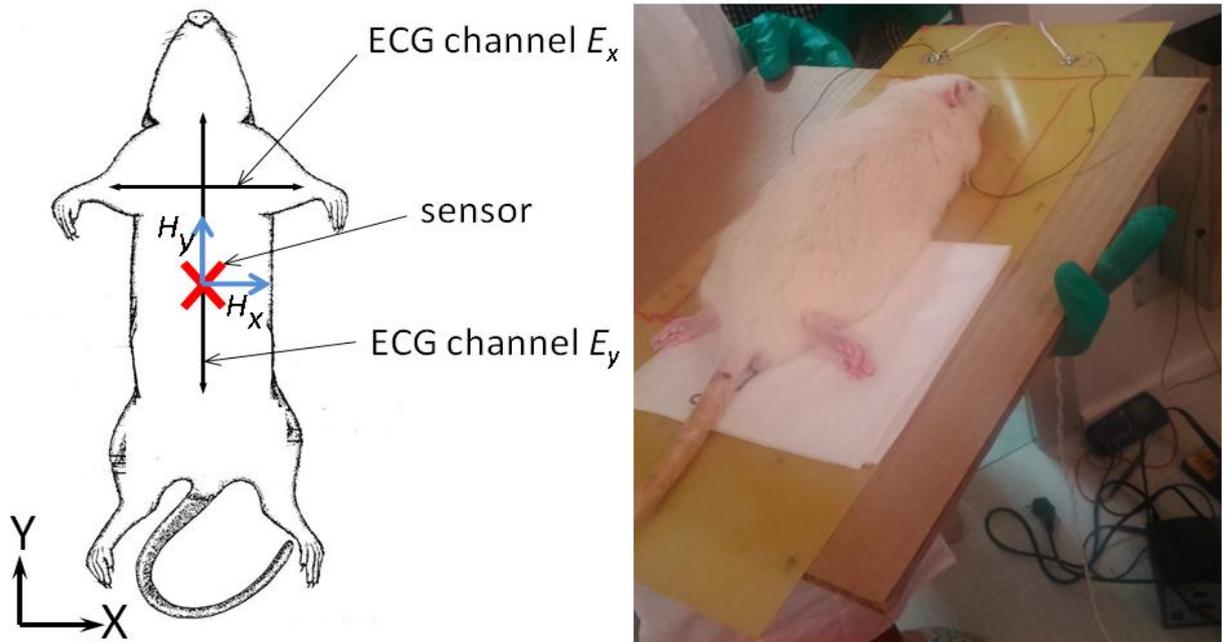


Рисунок 2. Измерение МКГ крысы.

Для подавления сторонних магнитных полей держатель с крысой помещали внутрь магнитного экрана из четырех пермалловых цилиндров с общим фактором ослабления 1500.

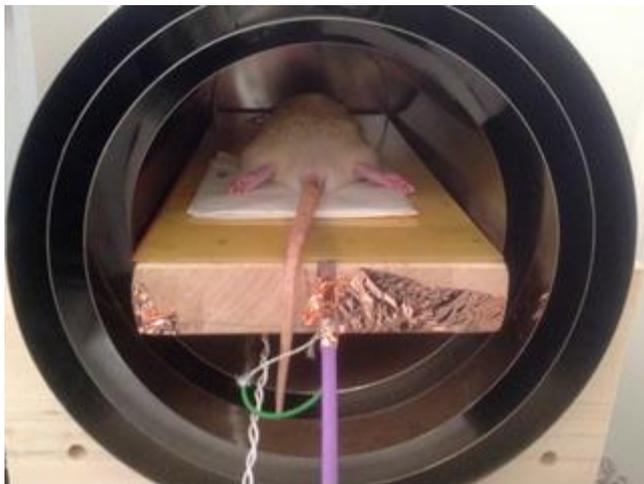


Рисунок 3. Крыса внутри четырехслойного цилиндрического экрана.

В конфигурации, представленной на рис. 3, сенсор чувствителен к компонентам магнитного поля в плоскости грудной клетки крысы. Их направления заданы осями катушек считывания. МКГ крыс снимались в двух

режимах: в реальном масштабе времени, а также, используя усреднение по времени в течение 10 с. В режиме усреднения дополнительно измерялась ЭКГ синхронно с МКГ. Для получения ЭКГ к лапам и спине крысы прикрепляли электроды и организовывали отведения в ортогональных направлениях (рис.2).

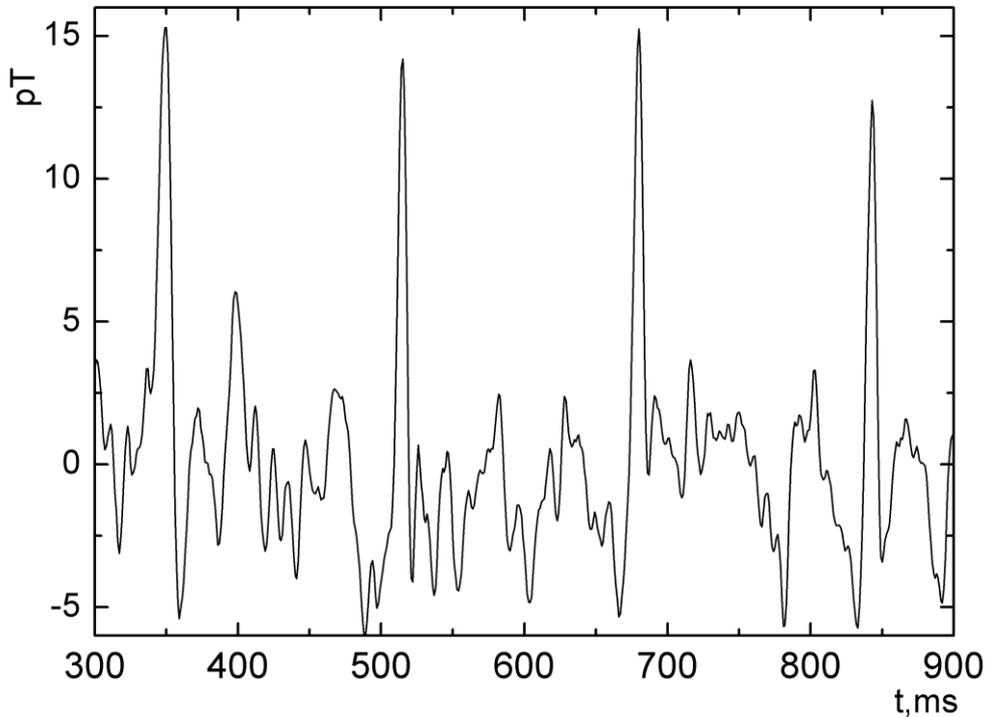


Рисунок 4. МКГ крысы в режиме реального времени (без усреднения).

МКГ крысы в режиме реального времени (без усреднения) представлена на рис. 4. Период сигнала составляет 165 ms. Основной R-пик величиной около 15 пТл хорошо виден на шумовом фоне. Стоит подчеркнуть, что аналогичный пик на МКГ человека в 10 – 30 раз сильнее. Экспериментально измеренный уровень шума составляет около 4 пТл, что согласуется с приведенной выше оценкой на основании критерия Вандер-Зила. Уровень шумов может быть понижен на порядок величины за счет усреднения (рис. 4.37а).

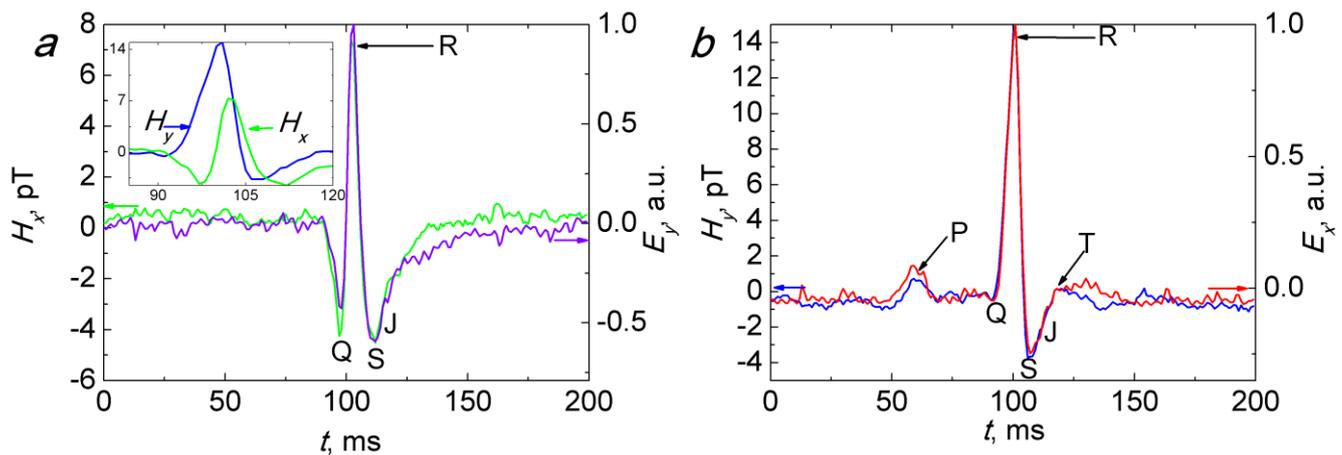


Рисунок 5. МКГ здоровой крысы для двух компонент магнитного поля: H_x (a) и H_y (b). ЭКГ сигнал E_x и E_y нормирован на величину МКГ и дан в относительных единицах. Для отведения E_x (H_y) хорошо разрешаются пики Р и Т, в то время как для отведения E_y (H_x) провал Q острее. На вставке в (a) показан наблюдаемый сдвиг во времени между ортогональными компонентами вектора магнитного поля.

Усреднение сигнала дает возможность более детально изучить МКГ крысы. Наряду с комплексом QRS [120], хорошо различимы зубцы Р и Т (рис. 5.). Сравнение МКГ с ЭКГ сигналом показывает практически полное совпадение временных зависимостей компоненты магнитного поля H_x с компонентой электрического поля E_y (рис.5a) и H_y с E_x (рис. 5b), т.е. угол между векторами электрического и магнитного поля сердца здоровой крысы составляет ровно 90° . Это является известным фактом в кардиографии, предсказанным теоретически на основании различных моделей сердца и подтвержденным экспериментально [121].

Таким образом, в данной работе разработан новый тип магнитомодуляционного сенсора магнитного поля для измерения МКГ крыс без использования охлаждения чувствительного элемента. Сенсор основан на высококачественных монокристаллических пленках феррита-граната с многоступенчатым профилем краев. Он позволяет регистрировать МКГ крысы

без усреднения сигнала с хорошим качеством. Величина R-пика составляет 10 пТл и заметно превосходит уровень шума. Измерения МКГ без усреднения позволяют выявить такие аномалии в работе сердца как ишемия или гипертрофия миокарда, аритмогенная активность в определенных участках миокарда, предынфарктные состояния и др. Установлено почти полное сходство в генерации основных зубцов МКГ и ЭКГ здоровой крысы. Наилучшим образом в МКГ представлен соответствующий ЭКГ комплекс зубцов QRS, связанный с проведением в желудочках сердца. Следует отметить, что в данной работе впервые измерены плоскостные компоненты магнитного поля сердца крысы.

Важным преимуществом разработанного сенсора магнитного поля является возможность измерений МКГ в непосредственной близости от грудной клетки (на расстоянии порядка 1 мм), что практически недоступно для СКВИД-магнетометров и МОНов.

Кроме того, применение компактных пермаллоевых экранов в сочетании с теплыми твердотельными магнитными сенсорами позволит существенно снизить стоимость измерений и, тем самым, сделать биомагнитные исследования доступными для многих лабораторий.

Приложение 2

Программа симуляции процесса перемагничивания диска с трехступенчатым краем.

```

DISK3.MIF
# MIF 2.1
# Description: file using to define an 3 step disk.
set pi [expr 4*atan(1.0)]
set mu0 [expr 4*$pi*1e-7]
RandomSeed 1
Parameter cellsize      250  ;# Discretization cell size, in nm
Parameter cellsize_h   250  ;# Discretization cell size, in nm
Parameter thickness    750  ;# Film thickness, in nm
Parameter disk_diameter 1000000 ;# Dimension of disks, in nm
Parameter canva        0.95 ;# Dimension of disks, in nm
Parameter canvb        0.9  ;# Dimension of disks, in nm
Parameter core         0.85 ;# Dimension of disks, in nm
# Convert parameter dimensions from nm to m
set cellsize    [expr {$cellsize*1e-9}]
set cellsize_h  [expr {$cellsize_h*1e-9}]
set thickness   [expr {$thickness*1e-9}]
set disk_diameter [expr {$disk_diameter*1e-9}]
set canva 0.95
set canvb 0.9
set core 0.8

set xrange $disk_diameter
set yrange $disk_diameter
set zrange $thickness

# Proc that assigns raw point coordinates to regions. There
# are 3 regions. Region 0 is the encompassing matrix/universe.
# Regions 1 and 2 form a checkerboard pattern on the array of
# disks, with the disk in the lower lefthand corner being in
# region 1.
proc DiskRegion {x y z} {
    global disk_diameter
    global thickness
    global canva
    global canvb
    global core
    set rx $x
    set ry $y
    set rz $z
    if {$rx*$rx+$ry*$ry>$disk_diameter*$disk_diameter} {
        return 0;
    }
}
if

```

```

{((($rx*$rx+$ry*$ry>$scanva*$scanva*$disk_diameter*$disk_diameter)&&($rz>0.3*$thickness))}
{ return 0; }
if
{((($rx*$rx+$ry*$ry>$scanvb*$scanvb*$disk_diameter*$disk_diameter)&&($rz>0.6*$thickness))}
{ return 0; }
if {$rx*$rx+$ry*$ry>$score*$score*$disk_diameter*$disk_diameter} { return 1; }
return 2;
}

```

Atlas

```

Specify Oxs_ScriptAtlas:atlas [subst {
  xrange {-xrange xrange}
  yrange {-yrange yrange}
  zrange {0 xrange}
  regions { Adisk Bdisk}
  script DiskRegion
  script_args rawpt
}]
Specify Oxs_RectangularMesh:mesh [subst {
  cellsize {$cellsize $cellsize $cellsize_h}
  atlas :atlas
}]

```

```

# Specify Oxs_CubicAnisotropy {
# K1 -0.1e3
# axis1 {198.81 0 141}
# axis2 {-100 173 141}
#}
# Exchange is automatically 0 in regions where Ms = 0.0. See definition
# of Ms in the Oxs_MinDriver Specify block.
Specify Oxs_UniformExchange { A 4.0e-12 }

```

```

Specify Oxs_UZeeman [subst {
  multiplier 79.577472
  Hrange {
    { 60 0 0 0 0 12 }
    { 0 0 0 60 0 12 }
  }}]

```

```

Specify Oxs_Demag {}
Specify Oxs_CGEvolve {fixed_spins { :atlas Bdisk } }

```

```

Specify Oxs_MinDriver {
  basename disk
  evolver Oxs_CGEvolve
  stopping_mxHxm 10

```

```

mesh :mesh
Ms { Oxs_AtlasScalarField {
  atlas :atlas
  default_value 0.0
  values {
    Adisk 5.0e4

```

```

    Bdisk 5.0e4
  }
}}
m0 { Oxs_AtlasVectorField {
  atlas :atlas
  default_value {1 0 0}
  values {
    Adisk {1 0 0}
    Bdisk {1 0 0}

  }
}}
}

```

Процедура `DiskRegion` – описывает геометрическую область, занимаемую магнитной пленкой с учетом ступенчатого профиля. Объем магнитного материала разделен на две области `Adisk` и `Bdisk`, для которых задано одинаковое начальное состояние насыщения с помощью процедуры `Oxs_AtlasVectorField`. Зона `Adisk` ограничена диаметром 0.8 от диаметра внешнего края и принята однородно намагниченной. Минимизация свободной энергии производится только в зоне `Bdisk` процедурой `CGEvolve`. Обменная энергия распределена однородно и включает обе области `Adisk` и `Bdisk`.

Процедура `Oxs_UZeeman` описывает ступенчатое изменение внешнего магнитного поля от начального насыщающего вдоль направления X до нуля и обратно. Таким образом, прослеживается поле возникновения и поле подавления доменной структуры вблизи края пленки. Типичное время расчета - порядка 48 часов.