Национальный исследовательский технологический университет

МИСИС

На правах рукописи

Панина Лариса Владимировна

Эффект магнитоимпеданса в ферромагнитных микроструктурах и композитных средах

Специальность 01.04.11 - физика магнитных явлений

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Москва 2016

Содержание

1.1.	Эффект магнитного импеданса в аморфных проводах
1.2.	МИ в многослойных пленках
1.3.	Асимметричный МИ 33
1.4.	Теоретические модели для описания МИ эффекта
1.5.	Экспериментальные методы исследования МИ 43
1.6.	Применение МИ эффекта для разработки
	высокочувствительных миниатюрных сенсоров
1.7.	Применение МИ эффекта в ферромагнитных проводах
	для управления электромагнитными свойствами композитных
	материалов
Глава 2. М	Лагнитная структура и динамическая магнитная
Глава 2. М проницаем магнитост	Лагнитная структура и динамическая магнитная лость аморфных проводов с отрицательной рикцией
Глава 2. М проницаем магнитост 2.1.	Лагнитная структура и динамическая магнитная лость аморфных проводов с отрицательной рикцией
Глава 2. М проницаем магнитост 2.1.	Лагнитная структура и динамическая магнитная лость аморфных проводов с отрицательной рикцией
Глава 2. М проницаем магнитост 2.1. 2.2.	Иагнитная структура и динамическая магнитная лость аморфных проводов с отрицательной рикцией
Глава 2. М проницаем магнитост 2.1. 2.2.	 Лагнитная структура и динамическая магнитная лость аморфных проводов с отрицательной рикцией
Глава 2. М проницаем магнитост 2.1. 2.2. 2.3.	 Лагнитная структура и динамическая магнитная лость аморфных проводов с отрицательной рикцией
Глава 2. М проницаем магнитост 2.1. 2.2. 2.3.	 Иагнитная структура и динамическая магнитная иость аморфных проводов с отрицательной рикцией

3.1.	Постановка задачи для анализа тензора поверхностного
	импеданса в цилиндрических магнетиках
3.2	Магнитный импеданс в ненасыщенных цилиндрических
	магнетиках с кольцевой доменной структурой91
3.3.	Тензор поверхностного импеданса в цилиндрических
	проводниках с геликоидальной намагниченностью
	3.3.1. Высокочастотный предел
	3.3.2. Низкочастотный предел 104
	3.3.3. Импедансные характеристики 108
3.4.	Экспериментальное определение тензора импеданса
	при повышенных частотах и сравнение с теорией
3.5.	Поведение МИ на ГГц частотах 120
3.6.	Стресс импеданс эффект при ГГц частотах 124

Глава 4. Магнитоимпеданс в трехслойных пленках...... 129

4.1.	Анализ МИ в трехслойных системах	130
	4.1.1. Приближение слабого скин-эффекта	131
	4.1.2. Точное решение для одномерной задачи	132
4.2.	Влияние ширины пленки на МИ	142
	4.2.1. Приближение слабого скин-эффекта	143
	4.2.2. Точное решение двумерной задачи	145
4.3.	Экспериментальные исследования по МИ в пленках	154
	4.3.1. Экспериментальная методика измерения	
	импеданса тонких пленок	154
	4.3.2. Получение многослойных пленок и использование	
	различного отжига для достижения требуемой	
	модификации магнитной структуры	155
	4.3.3. Экспериментальные результаты для NiFe /Au / NiFe	
	открытых структур	157
	4.3.4. Влияние конфигурации магнитного	
	потока	161

	4.3.5 Результаты по продольному импедансу с
	использованием аморфных магнитных слоев
	состава Со _{70.2} Fe _{7.8} B ₂₂ и СоSiB162
	4.3.6. Исследование влияния ширины пленки на МИ 164
Глава 5. А	симметричный и недиагональный магнитоимпеданс 168
5.1.	Асимметричные процессы намагничивания в проводах и
	многослойных пленках 171
	5.1.1. Геликоидальная анизотропия в аморфных
	проводах и кривые намагничивания 171
	5.1.2. Спиральная анизотропия в трехслойных пленках
	и кривые намагничивания175
5.2.	МИ в структурах со спиральным (геликоидальным)
	типом магнитной анизотропией 177
	5.2.1. МИ в проводах с геликоидальной анизотропией 177
	5.2.2 МИ в многослойных пленках с перекрестной
	(спиральной) анизотропией 182
5.3.	Динамический асимметричный МИ187
5.4.	Экспериментальные исследования недиагонального
	импеданса в трехслойных пленках 192
	5.4.1. Технология производства планарной катушки 192
	5.4.2. Экспериментальные результаты по недиагональному
	импедансу в планарных системах 195
5.5.	Применение недиагонального импеданса для
	разработки высокочувствительных сенсоров 197
	5.5.1. Недиагональный импеданс в аморфных CoFeSiB
	микропроводах со стеклянной оболочкой 198
	5.5.2 Импульсное возбуждение
	5.5.3 Гармоническое возбуждение

Глава 6. Композитные материалы с управляемыми
электромагнитными параметрами на гигагерцовых частотах 204
6.1. Дисперсионные характеристики проволочных сред 205
6.1.1. Композиты с короткими отрезками проводов
6.1.2. Решетки непрерывных проводов
6.2. Экспериментальные методы измерения эффективных
параметров проволочных сред
6.3. Магнитное управление диэлектрическими свойствами
композитов с непрерывными магнитными проводами
6.3.1. Эффективная диэлектрическая проницаемость
решеток магнитных проводов
6.3.2. Эффект магнитного поля на частотную дисперсию
эффективной диэлектрической проницаемости системы
непрерывных аморфных проводов на основе кобальта
6.3.3 Экспериментальные результаты исследования спектров
рассеяния и эффективных параметров решеток с магнитными
проводами состава Co ₆₆ Fe _{3.5} B ₁₆ Si ₁₁ Cr _{3.5}
6.4. Эффективная диэлектрическая проницаемость композитов
с короткими отрезками магнитных проводов
6.4.1 Рассеяние электромагнитных волн на
индивидуальном магнитном проводе
6.4.2. Электрическая поляризуемость магнитного провода 233
6.4.3 Влияние магнитного поля на эффективную
диэлектрическую проницаемость композитов с
короткими проводами
6.4.4. Экспериментальные результаты по
управляемым электродинамическим свойствам композитов
с короткими включениями
6. 5. Применения управляемых проволочных композитов 243
Заключение

Список публикаций по теме диссертационной работы 2	255
Список литературы 2	261

Введение

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы

Обнаружение эффекта магнитного импеданса (МИ) в аморфных ферромагнитных проводах и лентах в начале 90-х годов [1-7] вызвало значительный интерес, обусловленный огромным потенциалом его использования в различных сенсорных системах: от миниатюрных сверхчувствительных датчиков магнитного поля, создаваемого живыми организмами, до встраиваемых микродатчиков механических напряжений в интеллектуальных композиционных материалах. На основе МИ можно также создавать управляемые метаматериалы, электродинамический отклик которых изменяется под действием внешних факторов. После публикации первых работ по МИ в аморфных проводах и лентах объем исследований в этой области быстро нарастал. Традиционно под МИ эффектом подразумевается значительное изменение высокочастотного напряжения на концах магнитного проводника под действием постоянного магнитного поля. Более общий подход связан с рассмотрением тензора поверхностного импеданса ферромагнитных структур и его зависимости от их магнитных свойств. Это расширяет возможности разработки сенсорных элементов с требуемыми характеристиками, а также позволяет связать локальные магнитные свойства с параметрами рассеяния электромагнитных волн на ферромагнитных структурах. Диссертационная работа посвящена исследованию МИ эффекта и тензора поверхностного импеданса в аморфных проводах и многослойных пленках для приложений в высокочувствительных сенсорах, управляемых и интеллектуальных композиционных материалах.

В оригинальных работах по МИ относительное изменение импеданса достигало нескольких десятков процентов при характерных полях порядка Эрстед. В дальнейшем это отношение удалось увеличить до 600% [8-9], причем характерные поля оставались также в пределах нескольких Эрстед, то есть удалось достичь гигантской чувствительности, что имело принципиальное значение для разработки магнитных сенсоров. Это стало возможным в результате понимания влияния магнитной структуры и способов возбуждения на эффект МИ. Большое значение для разработки линейных

МИ сенсоров с улучшенным отношением сигнал-шум имело исследование недиагонального МИ. Коммерческие разработки МИ- сенсоров [10] используют именно эту схему. Для миниатюризации сенсорных элементов и для совместимости с технологией интегральных схем представляет интерес реализация МИ в тонкопленочном исполнении. Все эти проблемы рассмотрены в диссертационной работе.

МИ эффект в тонких проводах интересен и с точки зрения создания управляемых и интеллектуальных композиционных систем. Проводящие проволочные включения индуцируют необычные поляризационные свойства электромагнитного отклика в ответ на микроволновое излучение [11-13]. Для приложений было бы весьма заманчивым, если дисперсионная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости могла бы изменяться под действием внешних факторов, например, внешних магнитных полей или механического напряжения. Такую функциональность можно реализовать с нелинейных элементов. Диэлектрическая помощью различных проницаемость композита, содержащего ферромагнитные провода, должна зависеть от локальной структуры включений, потери определяются магнитной так как тензором поверхностного импеланса. Взаимосвязь ΜИ возможных приложений И продемонстрирована на рисунке 1.



Рисунок 1. Диаграмма, отражающая исследования МИ эффекта в различных частотных диапазонах, и их связь с разработкой высокочувствительных сенсоров и интеллектуальных материалов.

Таким образом, в работе предлагается новый механизм управления электромагнитными свойствами композитных систем посредством изменения высокочастотного импеданса ферромагнитных проволочных включений и разработан способ его реализации.

Целью диссертационной работы является разработка концепции магнитоимпеданса (МИ) и тензора поверхностного импеданса в ферромагнитных проводах, многослойных структурах и композитных материалах с ферромагнитными проводами, установление механизмов усиления МИ отношения и модификации МИ характеристик в различных частотных диапазонах для применений в высокочувствительных сенсорах, интеллектуальных и управляемых композитных средах. Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

- Теоретические и экспериментальные исследования статических и динамических процессов намагничивания в аморфных микропроводах с кольцевой доменной структурой в ортогональных магнитных полях;
- Разработка математического аппарата аналитического анализа тензора поверхностного импеданса в ферромагнитных проводах с геликоидальной магнитной анизотропией при произвольных частотах;
- Разработка математического аппарата аналитического анализа тензора поверхностного импеданса в трехслойных пленках типа ферромагнетик/благородный металл/ферромагнетик с учетом планарных геометрических размеров;
- Разработка экспериментальных методов определения матрицы поверхностного импеданса и анализ экспериментальных данных;
- Исследование механизмов асимметричного МИ, экспериментальное подтверждение различных механизмов асимметричного МИ;
- Разработка математического аппарата для анализа рассеяния электромагнитных волн на одиночном ферромагнитном микропроводе (магнитополяризационный эффект) и на решетках ферромагнитных проводов (эффекты плазмонного типа);
- Теоретическое и экспериментальное исследования изменения эффективной диэлектрической проницаемости композиционных сред с ферромагнитными проводами под действием внешних факторов: магнитного поля и механического напряжения.

Исследование МИ и тензора поверхностного импеданса ведется на примере аморфных микропроводов на основе Со и трехслойных пленок типа ферромагнетик/ благородный металл/ферромагнетик. Композитные материалы включают решетки непрерывных параллельных МИ проводов (плазмонные системы) и короткие МИ провода, на которых может реализоваться антенный резонанс (резонансные системы).

Научная новизна работы заключается в следующем:

- 1. Теоретически исследованы процессы перемагничивания в аморфных проводах с магнитных кольцевой доменной структурой ортогональных В полях. Предложены методики расчета И экспериментального определения динамической магнитной проницаемости, обусловленной смещением круговых доменных границ. Определена характерная частота релаксации круговых доменных стенок, обусловленная генерацией токов Фуко в окрестности движущейся стенки, которая для аморфного микропровода на основе Со составляет несколько МГц.
- 2. Исследовано поведение МИ в проводах с кольцевой доменной структурой. Для частот ниже релаксационной частоты доменных границ высокая чувствительность импеданса к внешнему магнитному полю обусловлена подавлением циркулярных процессов намагничивания внешним осевым магнитным полем. Для частот выше частоты релаксации процессы вращения намагниченности становятся доминирующими, что приводит к изменению МИ характеристик – центральный пик расщепляется на два симметричных пика.
- 3. Разработана методика расчета тензора поверхностного импеданса В цилиндрических ферромагнетиках с геликоидальной анизотропией, основанная на асимптотическом решении уравнения Максвелла при условии локальной и линейной магнитной проницаемости. Максимальная чувствительность тензора поверхностного импеданса относительно внешних воздействий (магнитного поля и механических напряжений) зависит от разброса осей магнитной анизотропии И достигается при изменении ориентации статической намагниченности. Особенно отчетливо эта тенденция наблюдается на ГГц частотах, когда доминирующий вклад в зависимость импеданса от магнитных свойств дают статические процессы перемагничивания.

- 4. Разработана методика определения всех компонент тензора поверхностного импеданса и проведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов с учетом условий возбуждения. Для циркулярной анизотропии в отсутствие доменной структуры на МГц частотах продольный импеданс всегда имеет два симметричных пика, возникающих при полях, соответствующих эффективному полю анизотропии. При наличии кольцевой доменной структуры недиагональный импеданс подавляется. В присутствии постоянного тока, устраняющего доменную структуру, недиагональный импеданс антисимметричен по отношению к внешнему полю с почти линейным участком в области полей, меньших поля анизотропии.
- 5. Разработана методика аналитического расчета импеданса в трехслойных пленках типа ферромагнетик/благородный металл/ферромагнетик, позволяющая исследовать влияние магнитной анизотропии, геометрии и проводимостей слоев на МИ. Для пленки с шириной меньше критической, которая определяет протекание магнитного потока через немагнитный слой и зависит от частоты, толщин слоев и магнитной проницаемости, происходит значительное снижение МИ отношения (динамический размагничивающий эффект).
- 6. Проведено экспериментальное исследование импеданса в системах NiFe/Au/NiFe, NiFe/Al₂O₃/Au/Al₂O₃/NiFe, CoFeSiB/Cu(Au)/CoFeSiB. Наибольшее изменение импеданса наблюдалось при использовании аморфных CoFeSiB слоев, так как отношение проводимостей увеличивается до 50. При этом была достигнута рекордная чувствительность изменения импеданса около 40 %/Э на частоте 60 МГц в миниатюрных пленках CoSiB/Au/CoSiB (общая толщина 1.5 мкм, ширина 100 мкм, длина 5 мм).
- 7. Предложены два механизма асимметричного МИ (АМИ) по отношению к внешнему продольному полю: статический, обусловленный асимметричными процессами статического намагничивания в ортогональных магнитных полях в системах с геликоидальным типом магнитной анизотропии, и динамический, возникающий при смешанном типе высокочастотного возбуждения с помощью ортогональных высокочастотных магнитных полей.
- Статический АМИ в ферромагнитных проводах с геликоидальной анизотропией и трехслойных пленках со скрещенной анизотропией возникает в присутствии постоянного тока смещения в соответствии с выводами теории. Степень

асимметрии зависит от угла между осью анизотропии и направлением тока смещения.

- 9. Динамический АМИ в ферромагнитных проводах с циркулярной анизотропией возникает при возбуждении высокочастотным (или импульсным) током и продольным полем, генерируемым током катушки, намотанной на провод, что согласуется с теорией. В этом случае асимметрия статической намагниченности не требуется и АМИ обусловлен различной симметрией диагональных и недиагональных компонент тензора поверхностного импеданса.
- 10. Получены экспериментальные результаты по недиагональному МИ в трехслойной пленке NiFe/Au/NiFe с интегрированной планарной катушкой, сформированной методами напыления и фотолитографии, и в аморфном микропроводе. Проанализирована роль постоянного тока, который приводит к увеличению недиагональной компоненты в результате устранения доменной структуры и расширению динамического диапазона. Проанализированы принципы линейных сенсоров, основанных на недиагональном МИ, позволяющие увеличить чувствительность в единицах мВ/Э.
- 11. Разработаны аналитические методы определения эффективной диэлектрической проницаемости композитных сред, состоящих из диэлектрической матрицы с включениями непрерывных или коротких ферромагнитных микропроводов, основанные на решении внешней задачи рассеяния с импедансными граничными условиями на поверхности проводов. Предсказан и обнаружен новый эффект зависимость диэлектрической проницаемости проволочных сред от локальных магнитных свойств проводов, которая может изменяться под действием внешних факторов (магнитное поле, механические напряжения).
- 12. Экспериментально продемонстрирована возможность управления электромагнитными спектрами композитов с ферромагнитными проводами, в которых наблюдается МИ эффект на ГГц частотах, с помощью внешнего магнитного поля и/или механических напряжений. Наибольший эффект управляемости микроволновых свойств проволочного композита достигается вблизи характерных частот (резонансной или плазмонной), где распределение индуцированного тока на проволоке становится чрезвычайно чувствительным к изменениям ее проводящих и магнитных свойств.

Теоретические результаты получены с использованием адекватных моделей и корректных В большинстве математических методов. случаев проведено последовательное сравнение экспериментальных И теоретических результатов, демонстрирующее их хорошее согласие, что подтверждает достоверность результатов работы.

Предлагаемая работа вносит существенный вклад в исследования по магнитному импедансу и электродинамике композитных сред с ферромагнитными проводами. Проведённый цикл исследований представляет собой новый подход к анализу МИ в рамках тензора поверхностного импеданса и позволяют объяснить с единой точки зрения такие эффекты как асимметричный МИ, недиагональный МИ, управляемость эффективной диэлектрической проницаемости проволочных композитов с помощью внешних факторов, способных изменить магнитную структуру провода. Развитая в работе теория позволяет исследовать особенности МИ в неоднородных структурах ферромагнетик/ благородный металл/ферромагнетик с учетов влияния геометрии структуры и различия электрической проводимости. Полученные экспериментальные результаты не только подтверждают выводы теории, но и демонстрируют значительный потенциал для практического использования. Научная и практическая значимость работы также подтверждается большим количеством цитирований публикаций по результатам диссертационной работы (на настоящее время число ссылок на совокупность работ равно 3850 по базе данных WOS).

Результаты диссертационной работы могут быть использованы для разработки высокочувствительных миниатюрных сенсоров магнитного поля с разрешением до пикаТесла, беспроводных встраиваемых сенсоров напряжения, и при создании новых многофункциональных композитных материалов для неразрушающего контроля и других микроволновых приложений.

Научные положения и результаты, выносимые на защиту:

 Методика расчёта и экспериментального исследования статических и динамических процессов циркулярного перемагничивания. Объяснение поведения индуктивности и импеданса как функции магнитного поля и частоты в проводах с циркулярной анизотропией и кольцевой доменной структурой.

- 2. Методика расчета тензора поверхностного импеданса в цилиндрических ферромагнетиках с геликоидальной намагниченностью, основанная на асимптотическом решении уравнений Максвелла. Анализ частотно-полевых зависимостей импеданса, выявление доминирующей роли статических процессов перемагничивания в поведении импеданса при ГГц частотах.
- 3. Методика экспериментального определения всех компонент тензора поверхностного импеданса и экспериментальные результаты по зависимостям тензора импеданса от магнитного поля, постоянного тока и механических напряжений в широком интервале частот в однодоменном проводе.
- 4. Методика аналитического расчета импеданса в трехслойных пленках типа ферромагнетик/благородный металл/ферромагнетик (Ф/М/Ф), позволяющая исследовать влияние магнитной анизотропии, геометрии и проводимостей слоев на МИ. Объяснение значительного увеличения МИ отношения за счет использования внутреннего высокопроводящего слоя. Объяснение уменьшения МИ в узких пленках за счет протекания магнитного потока через внутренний проводящий слой.
- 5. Механизмы АМИ:

- статический, обусловленный асимметричными процессами статического намагничивания в ортогональных магнитных полях в системах с геликоидальным типом магнитной анизотропии;

- динамический, возникающий при смешанном типе высокочастотного возбуждения с помощью ортогональных высокочастотных магнитных полей. Объяснение влияния постоянного тока на поведение АМИ и недиагонального МИ в ферромагнитных проводах и трехслойных пленках (Ф/М/Ф).

- Принципы линейных сенсоров, основанных на недиагональном МИ, позволяющие увеличить чувствительность в единицах мВ/Э и расширить динамический диапазон измерений.
- 7. Аналитические методы определения эффективной диэлектрической проницаемости композитных сред, состоящих из диэлектрической матрицы с включениями непрерывных или коротких ферромагнитных микропроводов, основанные на решении внешней задачи рассеяния с импедансными граничными условиями на поверхности проводов. Механизм зависимости частотной дисперсии диэлектрической проницаемости проволочных сред от магнитных свойств проводов.

8. Результаты экспериментальных исследований спектров рассеяния и эффективной диэлектрической проницаемости проволочных сред с ферромагнитными проводами при воздействии внешних факторов (магнитное поле, механическое напряжение). Подтверждение максимального эффекта управления электромагнитными спектрами при ориентации статической изменении намагниченности вблизи характерных частот плазмонного или антенного резонанса.

<u>Личный вклад</u> автора в исследования МИ явлений в ферромагнитных проводах, многослойных пленках и композитных средах являлся определяющим и состоял в постановке задач, теоретическом анализе, руководстве экспериментальными исследованиями и анализе экспериментальных результатов.

Структура и объем работы

Общий объем составляет 287 страниц текста, включающего 158 рисунков и 352 библиографические ссылки.

Диссертация состоит из Введения, шести глав, заключения и списка цитируемой литературы.

В ПЕРВОЙ ГЛАВЕ приведён краткий обзор литературы, посвящённой экспериментальным и теоретическим исследованиям МИ и его применениям в сенсорах и композитных материалах.

Во ВТОРОЙ ГЛАВЕ исследованы квази-статические и динамические процессы намагничивания в цилиндрических ферромагнетиках с кольцевой доменной структурой, исследован магнито-индуктивный эффект, и развиты методы определения динамической магнитной проницаемости, обусловленной смещением круговых доменных стенок и вращением намагниченности внутри доменов. Результаты по магнитной проницаемости будут использоваться в последующих главах для анализа МИ эффектов.

ТРЕТЬЯ ГЛАВА посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию МИ в проводах с произвольной геликоидальной анизотропией в рамках тензора поверхностного импеданса.

В ЧЕТВЁРТОЙ ГЛАВЕ исследован МИ в пленочных структурах типа ферромагнетик/благородный металл/ферромагнетик. ПЯТАЯ ГЛАВА посвящена исследованию асимметричного МИ в ферромагнтных проводах и трехслойных пленках.

В ШЕСТОЙ ГЛАВЕ исследованы управляемые электромагнитные спектры композитных материалов с включениями ферромагнитных микропроводов, обладающих МИ эффектом на ГГц частотах.

Работа завершается ЗАКЛЮЧЕНИЕМ, отражающим основные результаты работы, и списком цитируемой литературы.

Апробация результатов.

Материалы диссертационной работы в период с 1994 по 2016 гг. были представлены более чем на 40 научных международных и российских конференциях в качестве приглашенных, устных и стендовых докладов. Приглашенные доклады были сделаны на следующих конференциях:

1. International Workshop on Magnetic Wires (IWMW'7), Ordizia, Spain, July 2-4, 2015.

 Annual World Congress on Smart Materials, Busan, Republic of Korea, March 23-25, 2015.

3. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM '2014), Moscow, Russia, 29 June - 3 July, 2014.

4. Donostia International Conference on Nanoscaled Magnetism and Applications (DICNMA) San-Sebastian, Spain, September 9-13, 2013.

5. Международная научно-практическая конференция «Физика и технология наноматериалов и структур», Курск, 20-22 ноября, 2013.

6. Advanced Electromagnetic Symposium (AES' 2012), Paris, France, April 16-19, 2012.

7. International Workshop on Magnetic Wires, Bodrum, Turkey, July7-8, 2011.

8. The 2nd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics (META'10), Cairo, Egypt, February 22-25, 2010.

9. IWMW-2008, International Workshop on Magnetic Wires, Zumaya, Spain, May 9-10, 2009.

10. CIMTEC- 2008, Smart Materials, Structures and System, Sicily, June 8-12, 2008.

11. International Conference on Magnetism (ICM), Italy, July 2003.

12. The International Symposium on Optical Science and Technology, Conference 4806 -Complex Mediums III: Beyond Linear Isotropic Dielectrics, Seattle, USA, July 2002.

13. International Magnetic Conference (INTERMAG 2002), Amsterdam, May 2002.

14. International Workshop on Magnetic Wires, San-Sebastian, Spain, June 2001.

15. International Conference on Electric, Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Materials (ETOPIM), Moscow, July 1999.

16. Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow, June 1999.

17. European Conference on Sensors and Actuators (EMSA), Sheffield, July 1998.

 International Conference on Nonlinear Phenomena in Electromagnetic Fields (ISEM), Braunschweig, Germany, May 1997.

19. International Symposium on Non Linear Electromagnetic Systems, Cardiff, September 1995.

20. European Magnetic Materials and Application Conference (EMMA), Vienna, September 1995.

21. 6th Joint MMM-Intermag Conference, Albuquerque, USA, July 1994.

За последние 5 лет результаты работы докладывались на следующих форумах: International Conference on Magnetism (ICM 2015), Barcelona, Spain, 5-10 July; International Workshop on Magnetic Wires (IWMW'7), Ordizia, Spain, July 2-4, 2015; 6-я Международная Конференция «Кристаллофизика и деформационное поведение перспективных материалов», 26-28 мая 2015 г.; XI Международная научная конференция «Перспективные технологии, оборудование и аналитические системы для материаловедения и наноматериалов», Курск 13-14 мая 2014 г.; Moscow International Symposium on Magnetism (MISM '2014), 29 June - 3 July, 2014; VI Международная научно-техническая конференция «Микро- и нанотехнологии в электронике», Нальчик, 1-6 июня 2014 г.; Международный симпозиум «Физика кристаллов 2013», Москва, 28 окт.-2 ноября 2013 г.; Международная научно-практическая конференция «Физика и технология наноматериалов и структур», Курск, 20-22 ноября 2013; Х Международная научная конференция «Перспективные технологии, оборудование и аналитические системы для материаловедения и наноматериалов», Алматы, 5-7 июня 2013 г.; Society of Environmental Toxicology and Chemistry, SETAC Europe 23rd annual meeting, "Building a better future: Responsible innovation and environmental protection, Glasgow, UK, May 12-16, 2013; Advanced Electromagnetic Symposium (AES' 2012), Paris, France, April 16-19, 2012; European Magnetic Sensors & Actuators Conference (EMSA), Prague, July 1-4, 2012; International Magnetic Conference (INTERMAG 2011), Taipei, Taiwan, April 25-29, 2011; International Workshop on Magnetic Wires, Bodrum, Turkey, July7-8, 2011, 2nd International

Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, Cairo, Egypt, February 22-25, 2010.

Основные материалы диссертационной работы опубликованы в 70 статьях в реферируемых научных журналах (входящих в базы данных WOS, SCOPUS, и список ВАК), также представлены в 5 главах различных монографий.

Глава 1

Литературный обзор

Первые работы по МИ были сделаны еще в 1935-1936 годах [14-15]. В этих работах исследовалось протекание радиочастотного тока по магнитному проводу из сплава NiFe с высокой магнитной проницаемостью. И хотя на ряде образцов был достигнут МИ эффект на уровне 20 %, из-за неотработанности технологии изготовления таких проводов воспроизводимость результатов была низкой, и работы не получили дальнейшего развития. Новое открытие эффекта магнитного импеданса в аморфных ферромагнитных проводах и лентах в начале 90-х [1-7] вызвало значительный интерес, обусловленный огромным потенциалом его использования в различных сенсорных системах. После этого в минувшие два десятилетия наблюдалась значительная активность. МИ исследовался в различных магнитомягких материалах: аморфных проводах со стеклянной оболочкой [16-18], нанокристаллических проводах [19-20], пленках [21-22] и многослойных пленках [23-25].

МИ можно понимать как изменение комплексного сопротивления при изменении магнитных свойств. И в этом смысле эффект аналогичен гигантскому магнитосопротивлению (ГМС). Следует отметить, что открытие МИ приходится на время, когда интенсифицировались работы по ГМС [26-29]. В ранних работах по МИ была тенденция объяснить экспериментальные результаты в терминах динамического квантового магнито транспорта [30-31]. Однако многие экспериментальные данные (очень большие изменения импеданса в магнитном поле, частотно-полевые зависимости импеданса) соответствовали квантовой теории ГMC. Между не тем электродинамический подход, связанный с рассмотрением распределения переменного внутри магнитного проводника, позволял удовлетворительно объяснить тока наблюдаемые эффекты. То есть МИ эффект связан с зависимостью скин-слоя от магнитных свойств. Следует отметить, что в литературе также часто встречается название гигантский магнитоимпеданс (см. обзоры [32-33]). С нашей точки зрения это название используется по аналогии с магниторезистивными явлениями, где исторически ГМС или колоссальное магнитосопротивление использовались для того, чтобы выделить эти эффекты по отношению к классическому магнитосопротивлению. Слабый

магнитоимпеданс может наблюдаться для большого количества магнитных материалов и не представляет интереса. В этом смысле нет нужды выделять гигантский магнитоимпеданс в качестве самостоятельного эффекта.

Обзор построен следующим образом. Первые две части знакомят читателя с основными МИ явлениями в магнитомягких проводах и многослойных пленках. Далее обсуждаются асимметричный и недиагональный МИ, которые представляют особый интерес для практических приложений. В разделах 4 и 5 рассматриваются особенности теоретических и экспериментальных методов исследования МИ. Последние две части посвящены перспективам практического использования МИ для разработки высокочувствительных сенсоров, управляемых и интеллектуальных материалов.

Выражение для высокочастотного импеданса Z проводящего цилиндрического проводника хорошо известно из классической электродинамики [34]:

$$Z = R_{dc} \frac{ka J_0(ka)}{2 J_1(ka)} , \qquad k = \frac{(1+j)}{\delta}$$
(1.1)

В формуле (1.1) J_0 , J_1 – функции Бесселя нулевого и первого порядков, R_{dc} электрическое сопротивление постоянному току, a – радиус провода, j- мнимая единица, δ обозначает глубину скин-слоя. Вычисление импеданса Z можно обобщить на случай магнитного проводника, подставляя в выражение для скин-слоя значение некоторой усредненной магнитной проницаемости μ_{φ} , которая входит в отношение циркулярной магнитной индукции к циркулярному магнитному полю:

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega\mu_{\varphi}}}\tag{1.2}$$

Формула (1.2) записана в системе единиц сгс, c – скорость света, σ - проводимость, $\omega = 2\pi f$, f- частота переменного тока. Аналогично, можно определить высокочастотный импеданс магнитной ленты или однородной пленки толщины d:

$$Z = R_{dc} \frac{kd}{2} \cot \frac{kd}{2} , \qquad (1.3)$$

В (1.3) k определяется формулой (1.2), где вместо μ_{φ} используется соответствующий параметр поперечной магнитной проницаемости. Именно такой подход использовался в первых работах по анализу МИ [3-6, 35,36].



Рисунок 1.1. Схема измерения МИ эффекта для относительно низких частот.

Для экспериментальных исследований измерялось изменение напряжения ΔV на концах магнитного проводника, по которому протекал ток определенной частоты и амплитуды, при воздействии на него внешнего постоянного магнитного поля H_{ex} , как показано на Рисунке 1.1. Относительное изменение импеданса (или МИ отношение) часто понимается как

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta Z}{Z} = \left| \frac{Z(H_{ex}) - Z(H_{ex} = 0)}{Z(H_{ex} = 0)} \right|$$
(1.4)

Иногда импеданс нормируется на его значение при H_{max} – магнитное поле, при котором напряжение (или импеданс) имеют максимум. Но такое определение неудобно, поскольку H_{max} зависит от многих факторов и меняется с частотой.

1.1 Эффект магнитного импеданса в аморфных проводах

На Рисунке 1.2. представлены МИ характеристики [37,38] аморфных проводов сходных составов, изготовленных двумя различными методами: при охлаждении потоком вращающейся воды (т.н. in-rotating water [39]) и методом вытягивания в стеклянном капилляре (glass-coated wires [40,41]). Из сравнения представленных МИ характеристик для очень похожих материалов следует, что они могут иметь совершенно разные полевые зависимости. Аналогичные результаты для микропроводов в стеклянной оболочке были также получены в работах [42,43].



Рисунок 1.2. Полевые зависимости МИ отношения в аморфных проводах на основе СоFe для различных частот: (а)- 10кГц-1МГц для in-rotating water проводов [37]; (b)- 1 МГц-10 МГц для проводов в стеклянной оболочке [38].

Необходимо было установить влияние таких параметров, как геометрические размеры, тип доменной структуры, тип магнитной анизотропии, условия возбуждения на поведение МИ. В частности, было выяснено, что особое влияние имеют следующие условия:

- Геометрические размеры;
- Величина поля, индуцируемого возбуждающим переменным током, по отношению к циркулярной коерцитивности на определенных частотах;

- Магнитный сплав, определяющий такие параметры, как величина магнитострикции;
- Величина и направление магнитной анизотропии, разброс осей анизотропии;
- Условия возбуждения.



Рисунок 1.3. Результаты моделирования эффективной циркулярной проницаемости для аморфных проводов состава CoSiB с диаметром 30 микрон для различных частот. Рассматривается обратимое смещение доменных границ и вращение намагниченности. Параметры расчета: проводимость $\sigma = 10^{16} \text{ c}^{-1}$, статическая коерцитивность- $H_c/H_K = 0.2$, начальная проницаемость 10^4 , разброс осей анизотропии относительно циркулярного направления- 10 градусов.

Так, характеристики, типа представленных на Рисунке 1.2(а), соответствуют определяющему вкладу движения циркулярных доменных границ в эффективную магнитную проницаемость. Осевое внешнее магнитное поле является «трудным полем» по отношению к циркулярной анизотропии и его наличие подавляет доменную восприимчивость. Это и обуславливает поведение МИ, представленное на Рисунке 1.2(а), когда импеданс уменьшается при воздействии внешнего магнитного поля. Однако

вклад доменных границ уменьшается с увеличением частоты, что связано с сильным затуханием из-за наведенных токов Фуко. Поведение циркулярной вращательной магнитной проницаемости имеет обратную тенденцию- увеличение при воздействии осевого магнитного поля, что и обуславливает поведение импеданса при повышенных частотах, как видно из Рисунка 1.2b. Поведение эффективной циркулярной магнитной проницаемости, рассчитанной для обратимого смещения доменных границ и вращения намагниченности, представлено на Рисунке 1.3 [44], которое качественно описывает импедансные характеристики.

Для идеальной циркулярной магнитной анитзотропии, магнитная проницаемость за счет вращения стремится к бесконечности при $H_{ex} \rightarrow H_K$, где H_K - эффективное поле анизотропии. Соответственно вставал вопрос, что является основным фактором, ограничивающим поведение магнитной проницаемости и, следовательно, импеданса при таких полях. Высказывалось предположение, что нелокальность магнитной проницаемости за счет неоднородного обмена будет ограничивать значение МИ при $H_{ex} \rightarrow H_K$ [45, 46]. Однако, как было продемонстрировано в наших работах, основное значение имеет разброс осей анизотропии. Этот вывод имел большое практическое значение, так как определил методы увеличения МИ отношения.

Наиболее полно влияние обменных эффектов на поведение высокочастотного импеданса исследовалось в работах Менарда (Menard [47, 48]).

Следует отметить, что поведение импеданса с пиком при нулевом внешнем поле также характерно для систем с осевой магнитной анизотропией [38,49-51]. Таким образом, исследование влияния магнитной структуры на МИ было крайне актуальной задачей для оптимизации МИ в различных системах. Совершенно разные МИ характеристики наблюдались для одних и тех же материалов в зависимости от различной тепловой обработки, как показано на Рисунке 1.4 [38]. Большое количество работ посвящено этому вопросу (см., например, [51-54]).

Интересные МИ характеристики бистабильного типа были получены в аморфных проводах с геликоидальной магнитной анизотропией при возбуждении импульсным током (Рисунок 1.5 [55]).

Таким образом, разнообразие МИ характеристик требовало разработки соответствующей теории и постановки эксперимента, который был бы совместим с теоретическими моделями.



Рисунок 1.4. Полевые зависимости импеданса in-rotating water проводов состава (Co_{0.947}Fe _{0.053})₇₀Si₁₂ B₁₈, до тепловой обработки (а) и после тепловой обработки (b). Частота переменного тока – 900 кГц, амплитуда – 5 мА.



Рисунок 1.5. МИ характеристики в проводах в присутствии скручивающих напряжений при возбуждении импульсным током.

Поскольку магнитная анизотропия имеет определяющее значение на поведение ΜИ. было исследовано внешних напряжений (растягивающих влияние ИЛИ скручивающих) на высокочастотный импеданс. Это явление даже называют стрессимпедансом [56-57]. В целом ряде работ исследуются зависимости импеданса от различных внешних напряжений [58-64]. С одной стороны, это важно для разработки различных сенсоров механических напряжений, нагрузки. С другой стороны, с помощью наведенных напряжений можно создавать различные анизотропии типы И манипулировать поведением импеданса. Также, учитывая влияние механических напряжений на полевые зависимости импеданса, можно определить различные магнитные параметры. Например, исследуя поле H_{max}, при котором наблюдается максимальное значение МИ для различных приложенных напряжениях σ , можно определить константу магнитострикции λ_{s} [58]:

$$\lambda_s = \frac{M_s}{3} \frac{\Delta H_{max}}{\Delta \sigma} \tag{1.5}$$

Конечно, выражение (1.5) верно только для хорошо определенной циркулярной анизотропии.

В аморфных проводах, в которых магнитная анизотропия определяется магнитострикционными взаимодействиями, наблюдается очень сильная зависимость МИ от механических нагрузок, как показано на Рисунке 1.6 [62]. Приложенные напряжения увеличивают эффективную циркулярную анизотропию и сдвигают максимум МИ в область высоких частот. Однако в данном случае для практического использования зависимости импеданса от механических напряжений необходимо дополнительно прикладывать магнитное поле.

Понимание зависимости импеданса от магнитной структуры позволило увеличить эффект до 600%. В микропроводах со стеклянной оболочкой внутренние напряжения зависят от соотношения $\rho = d_m/D$ диаметров металлической жилы d_m и общего диаметра *D*. Как правило, чем больше это отношение, тем меньше внутренние напряжения. В результате, для $\rho = 0.98$ удалось добиться существенного увеличения МИ отношения (Рисунок 1.7 [8]).

Таким образом, возможность манипулирования магнитной структурой аморфных проводов помогает реализовать различные МИ характеристики.



Рисунок 1.6. МИ характеристики в Co₆₇Fe_{3.85}Ni_{1.45}B _{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7} аморфных проводах в стеклянной оболочке для различных значений приложенных механических напряжений. Диаметр металлической жилы - 22 мкм, общий диаметр- 30 мкм.



Рисунок 1.7. Полевые зависимости МИ для проводов с различным соотношением диаметра металлической жилы и общего диаметра $\rho = d_m/D$. Состав провода-Co₆₇Fe_{3.85}Ni_{1.45}B _{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}. Диаметр металлической жилы $d_m = 22$ микрона.

1.2 МИ в многослойных пленках

Магнитомягкие аморфные провода и ленты позволяли получить высокие значения МИ и высокие чувствительности до нескольких сот процентов на Э. Однако для практических приложений, требующих миниатюризацию, совместимость с технологией интегральных схем, высокую повторяемость результатов, большой интерес представляет исследование МИ в тонких пленках. Поскольку МИ имеет электродинамическую природу и определяется зависимостью скин-слоя от магнитных свойств, в однородных пленках толщиной несколько микрон МИ отношение в МГц области невелико и составляет несколько процентов. Проблема решается с помощью трехслойных пленок, внутренний слой которых состоит из высоко проводящего металла (Cu, Ag, Au), а внешние слои из магнитомягкого материала. В этом случае удается не только получить очень большие МИ отношения, но и существенно расширить диапазон частот.

Например в системе CoFeSiB/Cu(Ag)/CoFeSiB толщиной несколько микрон изменение импеданса достигает 300% на частоте 10 МГц в полях порядка 10 Э [65]. Между тем в однородной аморфной CoFeSiB пленке при тех же условиях изменения импеданса оказываются незначительными. Еще большее усиление МИ эффекта достигается за счет использования наноразмерных диэлектрических слоев между магнитным и проводящими слоями [66].

Эти результаты стимулировали дальнейшие исследования МИ в неоднородных системах, включая Сu-провода с напыленным или полученным электролизом внешним NiFe слоем [67,68]. Наблюдалась общая тенденция значительного увеличения МИ отношения при сравнительно низких частотах за счет использования внутреннего слоя с высокой проводимостью. Теоретические исследования этого эффекта основывались на влиянии магнитного окружения на индуктивность проводников [69-71]. Индуктивность проводника значительно возрастает в присутствии магнитными слоями широко используются в качестве индуктивных элементов, которые оперируют на высоких частотах до нескольких ГГц.



Рисунок 1.8. Частотные зависимости МИ отношения в трехслойных пленках CoFeSiB/Cu(Ag)/CoFeSiB . Толщина внешних магнитных слоев – 2 микрона, толщина внутреннего проводящего слоя – 3 микрона. Для сравнения показана частотная зависимость МИ однородного магнитного CoFeSiB слоя толщиной 4 микрона.

Существуют два основных типа плоскостных индуктивных элементов. К ним относятся планарные катушки с магнитными сердечниками и многослойные пленки с внутренним высоко проводящем слоем и внешними магнитными слоями. Последняя структура очень перспективна для МИ в пленочной геометрии. Однако если для индуктивных элементов магнитная анизотропия должна быть вдоль длинной оси пленки вдоль индуцированного тока), то для МИ элементов анизотропия (то есть перпендикулярна направлению тока. Также, для индуктивных элементов зависимость от внешнего магнитного поля обычно н требуется. С другой стороны, МИ планарные элементы могут представлять интерес для реализации управляемых индуктивных элементов, в которых состояние с высокой индуктивностью устанавливается с помощью внешнего магнитного поля. При уменьшении поперечных размеров в плоскости МИ элемента, изменение импеданса уменьшается. Такое поведение аналогично проблеме снижения эффективности планарных индуктивных магнитных головок [72,73]. Таким образом, исследования планарных индуктивных элементов показали, что они могут быть очень перспективны для МИ эффектов [74,75], но требуется тщательный анализ влияния геометрии, соотношения проводимостей слоев и магнитной анизотропии. В последствии



Рисунок 1.9. МИ отношение пленок FeNi(150 нм)/Cu(500нм)/FeNi(150 нм). Цифры на рисунке (а) обозначают частоты возбуждающего тока в МГц. Данные частотной зависимости МИ соответствуют разным элементам в чипе.

Планарные МИ элементы очень удобны для создания сенсорных чипов. Дизайн чипа, состоящего из нескольких параллельных FeNi/Cu/FeNi элементов с наноразмерными слоями, реализован в работе [78] и предложен в качестве прототипа биодатчика для детектирования сразу нескольких биокомпонент. Была достигнута чувствительность порядка 35%/Э на частотах 50-60 МГц. МИ характеристики приведены на Рисунке 1.9.



Рисунок 1.10. Схематическое изображение МИ сандвича на гибкой подложке. Подложка находится в изогнутом состоянии.



Рисунок 1.11. МИ отношение для структур, представленных на Рисунке 1.10 для различных состояний сгиба подложки. Данные даны для двух частот: (a) -0.5 ГГц; (b)-1.1 ГГц. Состояние сгиба изменяется от нулевого радиуса до ± 7.2 сm. Наблюдается значительные изменения импеданса с МИ отношением до 90% и высокая чувствительность 9.2%/Ое.

Были исследованы также более сложные наноструктуры типа (permalloy/spacer)N, в которых промежуточные нанослои помогали улучшить магнитомягкие свойства [79,80]. С помощью наноразмерных слоев можно было контролировать размер кристаллитов, что влияет на магнитомягкие свойства. МИ пленки на гибких и функциональных подложках

очень перспективны для приложений [81-83]. На Рисунке 1.10 представлена структура МИ пленки (NiFe/Cu/NiFe) на гибкой подложке (Kapton substrate, органический материал), разработанная для чувствительных сенсоров небольшого давления [82]. Импеданс на микроволновых частотах определялся с помощью специально разработанных микро-полосковых ячеек. Это позволило провести измерения в широком интервале частот 0.1 МГц to 3 МГц. Данные по МИ для различных уровней сгиба подложки представлены на Рисунке 1.11. В этом случае внешнее магнитное поле используется как смещающее поле для увеличения чувствительности к сгибу.

Симметричные МИ пленки (магнитный слой-проводник-магнитный слой) как правило дают наибольшее МИ отношение. Однако для некоторых приложений, где детектировать неоднородные поля co сложным пространственным нужно распределением, пленки с несимметричной геометрией могут представлять интерес, как было предложено в работе [84]. Несимметричная геометрия получается в процессе напыления разного количества верхних и нижних слоев(Рисунок 1.12а). То есть, общая толщина верхних и нижних магнитных слоев получается различной. МИ характеристики несимметричных структур даже при одинаковой общей толщине магнитных слоев показывают меньшую чувствительность в области низких частот, но могут иметь лучшую чувствительность при высоких частотах.



Рисунок 1.12. Структура несимметричного МИ сандвича с открытым магнитным потоком (а). МИ характеристики несимметричного МИ сандвича в сравнении с симметричным (b). Внутренняя вставка показывает область наибольшей чувствительности.

Таким образом, МИ в тонких пленках очень перспективен для приложений.

1.3 Асимметричный МИ

Поскольку поведение МИ определяется магнитной структурой, можно реализовывать различные МИ характеристики, например, асимметричные (АМИ) по отношению к внешнему магнитному полю, что имеет практическое значение для применений в линейных сенсорных элементах. Исследованию АМИ и механизмов, приводящих к этому эффекту, было уделено значительное внимание [85]. Прежде всего АМИ. обусловленный асимметричным выделяют поведением статической намагниченности во внешнем поле [86-88]. Как правило, такое поведение статической намагниченности можно реализовать в проводах с геликоидальной анизотропией (или сандвичах co спиральной анизотропией) при воздействии дополнительного циркулярного поля смещения. Геликоидальная анизотропия, например, может быть наведена посредством отжига при воздействии скручивающих напряжений. АМИ этого типа наблюдался в целом ряде материалов: в аморфных лентах [89], в аморфных проводах, отожжённых электрическим током [90-93], в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке[94-96]. Как правило, наличие геликоидальной анизотропии само по себе к асимметричным ΜИ характеристикам. В не приводит отсутствие подмагничивающего тока наблюдается симметричная зависимость, например, с двумя пиками, как показано на Рисунке 1.13.



Рисунок 1.13. МИ характеристики в проводе с диаметром 30 микрон (полученным методом in-rotating water) без подмагничивающего тока ($I_b = 0$) и в присутствии I_b [86]. Геликоидальная анизотропия в проводе создается внешним скручивающим напряжением-20 витков/м.

Наличие постоянного тока подавляет один пик, при этом чувствительность второго значительно возрастает. В данном случае геликоидальная анизотропия в аморфном проводе наведена с помощью внешних скручивающих напряжений [86].

Степень асимметричности зависит от частоты и величины постоянного подмагничивающего поля. Это продемонстрировано на Рисунке 1.14 для провода с наведенной геликоидальной анизотропией [87]. Возникновение асимметрии также сопровождается увеличением чувствительности в области малых полей.



MI behavior in torsion- annealed amorphous wire

Рисунок 1.14. МИ характеристики в проводе с диаметром 50 микрон (полученным методом in-rotating water и подверженному отжигу при температуре 500 С и скручивающих напряжениях 280 витков/м) без подмагничивающего тока ($I_b = 0$) и в присутствии $I_b = 4.5$ мА, 9 мА [87]. Геликоидальная анизотропия в проводе создается отжигом под действием скручивающих напряжений. Частота измерений- 1 МГц.

При более высоких частотах значительная асимметрия требует больших значений подмагничивающего поля [90]. С другой стороны, АМИ возникает в присутствии дополнительного переменного магнитного поля вдоль оси провода, тогда как по проводу течет высокочастотный ток. При этом геликоидальная анизотропия не требуется [97,98]. Продольное магнитное поле создавалось катушкой, соединённой последовательно с проводом, то есть через катушку и провод протекает один и тот же ток. Степень асимметрии можно регулировать, изменяя отношение продольного переменного поля к циркулярному полю тока, при помощи изменения числа витков в возбуждающей катушке. В этом случае механизм асимметрии обусловлен тем, что напряжение на

проводе определяется как диагональной, так и недиагональной компонентами поверхностного импеданса. Таким образом, количественное описание АМИ должно быть основано на представлении о тензоре поверхностного импеданса с учетом тензора магнитной проницаемости для определенной магнитной структуры. Такой подход был предложен в наших работах, а также в [99]. Следует отметить, что с практической точки зрения второй механизм является предпочтительней, так как не требуются энергетические затраты на постоянный ток.

Еще один тип АМИ был обнаружен в аморфных лентах CoFeNiBSi, подверженных отжигу в продольном магнитном поле [100-101]. В этом случае был предложен механизм, основанный на обменном взаимодействии между кристаллической и аморфной фазами [102]. Однако экспериментальные результаты не были объяснены даже качественно. В данном случае асимметрия МИ связана с частичной кристаллизацией и магнитостатическим взаимодействием аморфной и между кристаллической фазами. Такой тип АМИ наблюдался также в аморфных проволоках на основе кобальта, отожжённых постоянным током [103]. Данные по кривым намагничивания и структурный анализ свидетельствуют, что отжиг может приводить к кристаллизации поверхностного слоя. Сдвиг в кривой намагничивания можно объяснить магнитостатическим взаимодействием нанокристаллической и аморфной фаз. То есть, АМИ в этом случае связан с не симметрией процессов намагничивания. На Рисунке 1.15а [104] представлены МИ характеристики в проводе, подверженном внешним скручивающим напряжениям, которые создают геликоидальную анизотропию. Видно, что сама по себе геликоидальная анизотропия не приводит к АМИ. С другой стороны, при создании геликоидальной анизотропии в процессе отжига, наблюдается АМИ, причем степень асимметрии зависит от времени отжига. Также, для отожжённых образцов наблюдается значительная асимметрия по отношению к скручивающим напряжениям, как показано на Рисунке 1.15b. Такое поведение обусловлено возникновением магнитожесткой кристаллической фазы на поверхности.

Эта идея далее развивалась в работах [105-106], в которых использовались многослойные провода, содержащие поверхностный магнитожесткий слой. В таких системах также реализуется магнитостатическая связь между внешним слоем и магнитомягкой областью. Если магнитожесткий слой намагничен до насыщения, а провод перемагничивается в полях, меньших коерцитивности поверхностного слоя, то происходит сдвиг кривой намагничивания и некоторое изменение ее формы. Соответственно, наблюдается АМИ, аналогично случаю геликоидальной анизотропии в

35



присутствии постоянного тока. Выяснению механизмов АМИ посвящена значительная часть данной работы.

Рисунок 1.15. Эволюция МИ в микоропроводе под действием скручивающих напряжений. Случай (а) соответствует не отожжённому проводу, к которому приложены внешние напряжения [104]. Случай (b) соответствует отожжённым проводам (для различных времен отжига) под действием внешних скручивающих напряжений [32].
1.4 Теоретические модели для описания МИ эффекта

Для объяснения многообразия магнитоимпедансных характеристик и для разработки МИ элементов, демонстрирующих требуемые характеристики, необходимо построение МИ моделей, учитывающих тип магнитной структуры, геометрию, частотный интервал и методы возбуждения. В области промежуточных частот (от 100кГц до 1-10МГц) и при относительно больших величинах возбуждающего тока основной вклад в поведение импеданса обусловлен динамикой доменных границ [51,108-111]. В таких материалах, как аморфные провода и ленты, доменная структура может быть достаточно сложной, однако на поведение импеданса в основном влияет поверхностный слой, где доменная структура упрощается. Рассмотрение МИ при достаточно низких частотах может быть основано на минимизации свободной энергии с учётом различных доменных структур [112-113]. В этих моделях не учитываются динамические процессы, влияющие на магнитную проницаемость, что не позволяло описать частотную зависимость МИ. Однако эти модели были полезны для объяснения влияния анизотропии на МИ.

Усовершенствование магнитостатических моделей возможно путем учета динамики доменных границ с затуханием. Метод, учитывающий динамику доменных границ, может быть основан на расчёте магнитной проницаемости, обусловленной колебаниями доменных границ, где параметр релаксации определяется самосогласованным образом (например, в рамках теории эффективной среды), рассматривая генерацию вихревых токов за счет изменения намагниченности в проводящей среде. В рамках этого подхода может быть показано, что время релаксации движения доменных границ зависит только от диаметра проволоки и периода доменной структуры. Точное решение для распределения вихревых токов в проволоке с периодической «бамбуковой» доменной структурой в нулевом поле было найдено в работе[114]. Было показано, что с увеличением размера доменов возрастание импеданса с частотой становится менее резким. Как было предсказано теоретически и подтверждено в эксперименте, движение доменных границ в магнитомягких материалах практически прекращается в области от нескольких сотен кГц до нескольких МГц.

В области более высоких частот, когда движение доменных границ подавлено потерями на вихревые токи или реализовано состояние однодоменности, основной вклад

в магнитную проницаемость и МИ вносит процесс вращения намагниченности. Интересно отметить, что при ГГц частотах и не слишком больших значениях магнитного поля основные изменения импеданса обусловлены изменениями ориентации статической намагниченности. Конечно, для этого динамическая проницаемость должна существенно отличаться от единицы. В этом смысле, большинство наблюдаемых МИ эффектов не связаны с ферромагнитным резонансом. Между тем, в ряде работ развивались модели, в рамках которых значительные изменения импеданса связывались с ферромагнитным резонансом [115-117]. Это исключительно противоречит экспериментальным данным, которые демонстрируют, что при ГГц частотах максимумы в зависимости импеданса от поля выполаживаются. То есть зависимость импеданса от практически исчезает, если нет изменения положения поля статической намагниченности [118-122]. В этой области и для слабых магнитных полей импеданс зависит только от переориентации намагниченности под действием внешних факторов.

Последовательный подход к моделированию поведения импеданса основан на решении электродинамической задачи (уравнений Максвелла) для определенной геометрии и с определенными граничными условиями. Динамика намагниченности, как правило, рассматривается в рамках уравнения Ландау-Лифшица. Аналитические решения были получены в приближении сильного скин-эффекта и линейности параметров, зависящих от времени, а также в предположении о локальной связи между магнитным полем и намагниченностью [123].

Наиболее последовательно данный подход описывается в рамках тензора поверхностного импеданса $\hat{\varsigma}$, который определяется как коэффициент пропорциональности в векторном соотношении между тангенциальными составляющими электрического *е* и магнитного *h* полей на поверхности проводника:

$$\overline{\boldsymbol{e}}_t = \hat{\boldsymbol{\varsigma}} \big(\overline{\boldsymbol{h}}_t \times \boldsymbol{n} \big) \tag{1.6}$$

Здесь \bar{e}_t и \bar{h}_t - касательные вектора электрического и магнитного полей на поверхности, соответственно, n – единичный вектор нормали, направленный внутрь поверхности. В качестве внешнего возбуждения может рассматриваться переменный электрический ток $i = i_0 \exp(-j\omega t)$ совместно с внешним переменным магнитным полем h_{ex} .

Напряжение V на МИ элементе определяется внутренними потерями энергии

$$iV = \frac{c}{4\pi} \int_{S} (\mathbf{e} \times \mathbf{h}) \, \mathbf{ds} \tag{1.7}$$

где интегрирование выполняется по поверхности проводника. Соотношение (1.7) демонстрируют, что индуцированные сигналы напряжения определяются через тангенциальные компоненты электромагнитного поля $\bar{\mathbf{e}}_t$, $\bar{\mathbf{h}}_t$ на поверхности проводника. Если рассматривается квазистатический случай (размеры проводника меньше длины волны), то распределение электромагнитного поля вне проводника соответствует статическому, тогда как внешнее возбуждение задает граничные условия, например, для магнитного поля $\bar{\mathbf{h}}_t$. В случае однородного цилиндрического проводника, эти условия имеют вид (в цилиндрической системе координат):

$$h_{\varphi}(a) = \overline{h}_{\varphi} = 2i/ca , \qquad h_{z}(a) = h_{ex}$$
(1.8)

здесь *а* радиус провода. Тогда электрическое поле на поверхности определяется через тензор поверхностного импеданса $\hat{\zeta}$ (1.6). При этих условиях оказывается, что $\hat{\zeta}$ полностью определяет наведенный внешним магнитным полем сигнал, а происхождение поля **h** не имеет значения.

Дальнейшие предположения связаны с микромагнитным анализом. Например, имеется однородная статическая намагниченность, направленная по спирали с углом θ , касательно к поверхности. В этом случае тензор ζ постоянен на поверхности, и все его компоненты в цилиндрической системе координат отличны от нуля:

$$\begin{pmatrix} \varsigma_{zz} & \varsigma_{z\varphi} \\ \varsigma_{\varphi z} & \varsigma_{\varphi\varphi} \end{pmatrix}$$

Напряжение на проводе определяется как

$$V = \overline{e}_z l = (\varsigma_{zz} \frac{2i}{ca} - \varsigma_{z\varphi} h_{ex})l$$
(1.9)

Здесь *l* - длина провода. То есть, в общем случае *V* зависит и от недиагональной компоненты импеданса.

Электродинамическая задача для определения тензора $\hat{\zeta}$ сильно упрощается в приближении сильного скин-эффекта, когда форма проводника не имеет значения, так

как электромагнитное поле и токи сконцентрированы вблизи поверхности, малый участок которой всегда может рассматриваться как плоский.

В случае скалярной магнитной проницаемости μ недиагональные компоненты поверхностного импеданса обращаются в ноль, а продольная диагональная компонента *ς_{zz}* определяется условием Леонтовича [124]:

$$\varsigma_{zz} = (1-i)\sqrt{\frac{\omega\mu}{8\pi\sigma}} \,. \tag{1.10}$$

Но при высоких частотах и хорошо определенной анизотропии, что и представляет интерес для реализации значительных изменений импеданса, необходимо учитывать тензорный характер магнитной проницаемости. То есть, необходимо рассматривать уравнения Максвелла (в системе единиц сгс, зависимость от времени берется в виде $\exp(-j\omega t)$):

$$curl \, \boldsymbol{e} = \frac{j\omega \boldsymbol{b}}{c}, \qquad curl \, \boldsymbol{h} = \frac{4\pi\sigma \boldsymbol{e}}{c}$$
(1.11)

Здесь **b**- вектор магнитной индукции, σ – проводимость и *c* - скорость света. При малых возбуждениях и пренебрежении обменными эффектами, справедлива линейная локальная связь между векторами **b** и **h**:

$$\boldsymbol{b} = \hat{\mu}\boldsymbol{h} \,, \tag{1.12}$$

где $\hat{\mu}$ - тензор магнитной проницаемости. Дальнейшие упрощения связанны с определением тензора $\hat{\mu}$. Для малых возмущений намагниченность M представляется в виде: $M = M_0 + m(t)$, где M_0 - вектор статической намагниченности. Предположим, что M_0 направлен по касательной к поверхности, как показано на Рисунке 1.16. Пренебрегая эффектами смещения доменных границ и ограничиваясь однородной прецессией намагниченности (что оправданно при высоких частотах), можно записать тензор магнитной проницаемости в штрихованной системе координат ($z' \parallel M_0$) в виде :

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 & -j\mu_a & 0\\ j\mu_a & \mu_2 & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
(1.14)

Далее, рассматриваем решения уравнения Максвелла в этой системе координат, которые представляются двумя модами. В результате получаем тензор импеданса, диагональные

компоненты которого отличаются. Если внешнее возбуждение задано в некоторой лабораторной системе координат, ось z которой имеет некоторый угол по отношению к статической намагниченности, то в этой системе все компоненты тензора оказываются ненулевыми.

$$\widehat{\varsigma}_{0} = \begin{pmatrix} \varsigma_{zz} & \varsigma_{z\varphi} \\ \varsigma_{\varphi z} & \varsigma_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} = \frac{c (1-i)}{4 \pi \sigma \delta} \begin{pmatrix} \sqrt{\mu_{ef}} \cos^{2}(\theta) + \sin^{2}(\theta) & \left(1 - \sqrt{\mu_{ef}}\right) \sin(\theta) \cos(\theta) \\ \left(1 - \sqrt{\mu_{ef}}\right) \sin(\theta) \cos(\theta) & \sqrt{\mu_{ef}} \sin^{2}(\theta) + \cos^{2}(\theta) \end{pmatrix}$$
(1.17)



Рисунок 1.16. Иллюстрация выбора системы координат для решения уравнений Максвелла.

Поскольку тензор импеданса зависит как от динамической магнитной проницаемости, так и от ориентации постоянной намагниченности, появляется возможность управления индуцированным сигналом при намагничивании проводника. Этот процесс оказывается значительно более чувствительным к внешнему постоянному магнитному полю, чем изменение магнитной проницаемости. Именно эта ситуация реализуется при использовании магнитного импеданса в сенсорных элементах. Следует отметить, что члены с недиагональными компонентами тензора импеданса обусловлены исключительно магнитными свойствами.

Конечно, возникает вопрос об области применения данного подхода. Прежде всего, область применимости ограничивается условием сильного скин-эффекта. В магнитном проводнике возникают две характерные длины: $\delta_0 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}}$ –глубина проникновения в

немагнитном проводнике и $\delta_m = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega\mu_{ef}}}$ - глубина проникновения, которая зависит от магнитных свойств. Если требовать, чтобы оба эти параметры были много меньше поперечного размера проводника, то область применимости будет соответствовать ГГц частотам.

Другие приближения связаны с линейностью задачи по отношению к динамическим параметрам [125]. Это может реализоваться при малых амплитудах возбуждающих полей. Далее предполагается однородность свойств, что является очень сильным приближением. Но в приближении сильного скин-эффекта основную роль играет поверхностная область, где свойства могут считаться достаточно однородными. Также, в приведенном подходе пренебрегается обменным взаимодействием, и такие модели часто называют «электромагнитными» [32]. Это приближение справедливо, если глубина скин-слоя в проводнике больше обменной длины, что для типичных аморфных материалов выполняется до частот порядка нескольких ГГц. Точное решение в этом приближении для одномерной плоской задачи было также получено в [69,126].

Импеданс аморфных проволок с продольной анизотропией в центральной области и циркулярной анизотропией в поверхностном слое был проанализирован в работе [127]. Результаты расчётов показали, что наличие центральной области с продольной анизотропией оказывает небольшое влияние на относительное изменение импеданса. Однако при сильном скин-эффекте сказывается распределение намагниченности по сечению проводника, что приводит к возрастанию энергии обменного взаимодействия и возбуждению спиновых волн с длиной волны порядка толщины скин-слоя, что увеличивает поглощение энергии вихревыми токами в ферромагнитных материалах. Этот эффект может быть интерпретирован как возрастание импеданса образца. Поведение МИ, и в частности, недиагональной компоненты импеданса, было предложено использовать для анализа поверхностной магнитной структуры [128].

В работе [115] МИ анализируется с точки зрения ферромагнитного резонанса в металлах. После этого появился целый ряд работ, в которых исследовалось влияние обменного взаимодействия на МИ. Модель для расчёта МИ в изотропной проволоке с продольной намагниченностью была предложена в работах [45-47, 85, 102]. Была сделана попытка объяснить экспериментальные данные даже на невысоких частотах влиянием обменного взаимодействия. С нашей точки зрения это несостоятельно, так как приводит к нефизичным результатам при стремлении частоты к нулю. Наблюдаемые

эффекты по величине МИ отношения можно описать без учета обменного взаимодействия, рассматривая неоднородное распределение анизотропии.

Таким образом, для понимания экспериментальных данных и моделирования поведения импеданса для заданных приложений необходим последовательный теоретический подход, учитывающий влияние статической магнитной структуры, геометрии, метода возбуждения и частотного диапазона.

1.5 Экспериментальные методы исследования МИ

Экспериментальные результаты по МИ могут выглядеть довольно противоречиво. Например, одни и те же материалы могут иметь совершенно разный профиль МИ характеристик, как обсуждалось в разделе 1.1. Или частотное поведение МИ может свидетельствовать о существенном снижении чувствительности уже на частотах в несколько десятков МГц, тогда как из других экспериментов и из теоретических работ следует, что МИ может сохранять высокую чувствительность вплоть до ГГц частот. Очень часто такие противоречия обусловлены экспериментальной методикой. При увеличении частоты до 100 МГц уже остро встает вопрос калибровки измерительной ячейки. Таким образом, экспериментальные методики измерения высокочастотного импеданса оказываются очень важными для адекватного понимания поведения МИ.

При невысоких частотах меньше 10 МГц, измерение МИ можно проводить обычным четырехполюсным методом [2-6]. При этом амплитуда переменного тока в МИ элементе может быть достаточной для возбуждения необратимого смещения доменных границ. В результате, в зависимости от амплитуды тока могут наблюдаться различные поведения импеданса при воздействии постоянного поля. При более высоких частотах этот метод использовать нельзя из-за значительного влияния паразитных импедансов и импедансов соединительных кабелей. Для измерения импеданса на высоких частотах используются различные микроволновые методы: резонансные полости [118-119, 122,129-130], волноводные [131-134], микрополосковые линии [135-139], а также измерения в свободном пространстве [140-144].

Измерение импеданса аморфных проводов в коаксиальном волноводе показало, что МИ отношение может достигать более 200 % при частотах порядка сотен МГц [132]. Однако этот метод часто не позволяет получить достоверные результаты при ГГц частотах из-за некорректной калибровки. Были предложены различные методы для характеризации МИ при повышенных частотах, например, измерение поглощения в коаксиальном тракте [130]. Схема измерений показана на Рисунке 1.17. Исследуемый образец может быть намотан на центральный проводник, заменяя диэлектрик, или использован в качестве центрального проводника. То есть имеется три квадруполя в каскаде: участки коаксиальной линии вблизи исследуемого образца (l_1 , l_2) и образец между ними.



Рисунок 1.17. Схема коаксиального тракта для измерения поглощения МИ образцом в высокочастотной области.

Параметры рассеяния, которые могут быть измерены, определяются полным коаксиальным трактом. Однако поглощение, вызванное участками линии вблизи образца, пренебрежимо мало. Наличие этих участков приводит только к смещению «reference plane», что влияет только на фазы параметров рассеяния. Тогда поглощение в системе может быть связано только с исследуемым образцом. Таким методом было исследовано влияние ферромагнитного резонанса на МИ характеристики. Было найдено, что на ГГц частотах ферромагнитный резонанс проявляется для полей порядка сотен Э (для частоты 6 ГГц требуется поле 700 Э). То есть в области малых полей порядка десятков Э, когда провод намагничен по оси, не происходит заметного изменения параметров рассеяния. Это было подтверждено резонансными измерениями, как представлено на Рисунке 1.18.



Рисунок 1.18. Изменение спектров поглощения в микропроводах в зависимости от магнитного поля до 700 Э [130].

На ГГц частотах используются резонансные методы, когда измерение проводится на фиксированной частоте, а изменение в поглощении происходит при сканировании магнитного поля. Исследовались аморфные ленты состава Co₆₆Fe₄B₁₂Si₁₃Nb₄Cu с толщиной 22 µм и шириной 2 мм. Наблюдались два пика поглощения- основной пик при больших значениях поля 1682 Э и меньший пик при малых полях – порядка десятков Э, как показано на Рисунке 1.19. Основной пик связан с ферромагнитным резонансом, а пик при малых полях- с увеличением импеданса при намагничивании образца. Таким образом, ферромагнитный резонанс и магнитоимпеданс разделяются по характерным полям и частотам, в которых эти эффекты наблюдаются.



Рисунок 1.19. Изменение поглощения в малых полях. Полный сигнал при изменении поля до 7 кЭ представлен на внутренней вставке.

Высокочастотные методы с использованием векторных анализаторов цепей (например, Hewlett-Packard 8753E) и микрополозковых линий с включением МИ элемента могут быть использованы для характеризации полной импедансной матрицы при использовании специальных ячеек. Конечно, микроволновый трак, включая кабели и адаптеры, должен быть предварительно откалиброван. Для определения диагональных компонент могут использоваться как одно-портовые измерения (S_{11}), так и двухпортовые измерения (S_{12}), тогда как недиагональные компоненты определяются через S_{12} - параметр. Дизайн микрополосковых ячеек очень важен для минимизации посткалибровочных ошибок. При определении импеданса по S_{11} -параметру требуется специальная пре-калибровка линии в открытом состоянии [136].

Микрополосковые линии перспективны для разработки непосредственно МИ сенсорных систем, особенно в комбинации с пленочными элементами [137-139]. В этом случае необходимо учитывать влияние геометрии всей конструкции на чувствительность сенсора.



Рисунок 1.20. Схема измерения модулированных спектров рассеяния от МИ провода. Измеряемый сигнал определяется отношением интенсивностей падающей волны от антенны, соединенной с портом 1, и рассеянной волны, детектируемой антенной порта 2. Сигнал модулируется низкочастотным магнитным полем.

При ГГц частотах могут использоваться методы измерений в свободном пространстве [140]. При этом исследуемый образец должен обладать значительной электрической поляризуемостью, что реализуется для проводящего элемента в форме провода при условиях антенного резонанса [141-142]. Например, провод длиной 10см имеет антенный резонанс на частоте 1.4 ГГц.

Схема измерений представлена на Рисунке 1.20. Магнитный провод помещается между двумя антеннами, соединенными с портами анализатора цепей. Измеряемая величина

$$S_{21} = 20 \log \frac{P_2}{P_1}$$

зависит от отношения интенсивности падающей P_1 и рассеянной P_2 волн. Интенсивность P_2 зависит от наведенного электрического дипольного момента провода, который может быть значительным в области резонанса. Импеданс провода, который зависит от его магнитных свойств, влияет на дипольный момент. Таким образом, можно получить информацию о зависимости импеданса от различных внешних факторов. Поскольку полезный рассеянный сигнал достаточно мал (на уровне – 20 dB), можно использовать модуляцию переменным магнитным полем маленькой частоты. Такая схема является также перспективной для разработки беспроводных встраиваемых сенсоров, в частности, для биомедицинских приложений. На Рисунке 1.21 представлен модулированный выходной сигнал. Частота модуляции в два раза выше частоты модулирующего поля, что связано с симметрией зависимости импеданса от магнитного поля. Величина модуляции зависит от приложенного внешнего растягивающего механического напряжения. В наших работах мы продемонстрировали, что такое поведение S_{21} полностью объясняется зависимостью дипольного момента провода от поверхностного импеданса и поведением последнего в присутствии внешнего магнитного поля и механической нагрузки.



Рисунок 1.21. Модулированный выходной сигнал от Fe_{2.25}Co_{72.75}Si₁₀B₁₅ микропровода для различных значений внешней нагрузки. Длина провода - 10 см, радиус металлической жилы - 33 µм, полный радиус - 50 µм. Расстояние между антеннами – 1.5 м. (b) -Зависимость амплитуды модуляций от механических напряжений.

В свободном пространстве измеряются также композитные образцы, содержащие магнитные вытянутые проводящие включения, как показано на Рисунке 1.22. Для определения эффективных параметров композитных образцов необходимо исключить влияние паразитных переотражений. Для этого может быть использована специальная GRL (Gated Reflect Line) калибровка [143], которая основана на Фурье-преобразовании между временными и частотными доменами. Она позволяет избежать использование дорогостоящих фокусирующих антенн и безэховых камер.



Рисунок 1.22. Схема измерений композитных образцов в свободном пространстве. Композитный образец в плоской катушке располагается между двумя антеннами.

Для сенсорных приложений очень интересны импульсные схемы возбуждения [145-146], что связано с простотой электронных схем, низким потреблением энергии. Однако эти схемы соответствуют относительно низкочастотному возбуждению. Например, для импульса, имеющего время нарастания/спада порядка 5 нс, характерная частота составляет 50 МГц. В последнее время предлагается использование импульсов с характерной частотой порядка ГГц. Принципиальная схема импульсного возбуждения включает генератор сигналов, МИ элемент и систему детектирования. Короткие импульсы могут быть получены с помощью дифференцирования прямоугольных импульсов мультивибратора. МИ элемент возбуждается импульсным током, и амплитуда снимаемого сигнала зависит от внешнего магнитного поля благодаря изменению импеданса. Для сенсорных приложений выходной сигнал снимается при использовании ключа, синхронизованного с возбуждающим импульсом. В течении времени, когда ключ закрыт, выходной сигнал формируется с помощью интегрирующей схемы.

1.6 Применение МИ эффекта для разработки высокочувствительных и миниатюрных сенсоров

Изучая недавние обзоры по магнитным сенсорам [147-150] можно сделать вывод, что в течении относительно долго времени разработка сенсорных технологий в этой области основывается на основных 4-х типах (Рисунок 1. 23): SQUIDs, fluxgates, MR, Hall. СКВИД(SQUID)-магнетометры, используются для регистрации сверхмалых магнитных полей до десятков фемтаТесла. Эти магнетометры являются рекордсменами по чувствительности и могут детектировать биологические магнитные сигналы, такие как магнитные поля, создаваемые активностью мозга. Магнитомодуляционные сенсоры (fluxgate) также имеют очень низкое разрешение, вплоть до рикаТесла, однако их ограничений, применения имеют ряд связанных с относительно низким пространственным разрешением, так как сенсорный элемент быстро теряет чувствительность при уменьшении размеров. Для регистрации больших полей используются магниторезистивные сенсоры, датчика Холла.



Рисунок 1.23. Диаграмма, показывающая диапазон магнитных полей от различных источников, включая биологические, и типы магнитных сенсоров, способных регистрировать соответствующие поля.

Наряду с традиционными сенсорными технологиями, идет разработка новых некриогенных высокочувствительных сенсорных методов, основанных на явлениях тунельного магнитосопротивления, магнитотранзистора и магнитоимпеданса. Понятно, полей возможность регистрации сверхмалых магнитных ЧТО при комнатных температурах имеет большое практическое значение, требуется так как не

использование трудоемкой и дорогой криогенной технологии. Для многих приложений, таких как контроль транспорта магнитных нано-маркеров, необходимо проводить регистрацию пространственного распределения магнитных полей, что является достаточно трудной технологической задачей. Так, для СКВИДов пространственное разрешение ограничено поверхностью выносных катушек. Миниатюрный МИ элемент может представлять особый интерес для этой области.

Большие ожидания в области детектирования слабых локальных магнитных полей были связанны с разработкой матричных магнеторезестивных элементов, технология которых хорошо развита, так как они используются в магнитной записи. Большое преимущество этих сенсоров обусловлено балансом ряда факторов, таких как маленькие размеры чувствительного элемента (меньше микрона), достаточно высокая чувствительность, простая схема возбуждения и считывания сигналов и совместимость с интегральными схемами. Значительные изменения сопротивления до 220% достигаются в спин-туннельных элементах [151], однако при этом повышается 1/f шум. Например, чувствительность для регистрации магнитных частиц оказывается недостаточной, и возникает необходимость точного позиционирования частиц на поверхности сенсорного элемента с помощью системы токовых проводников [152-154]. Это приводит к существенным технологическим трудностям и ограничивает применение таких сенсорных систем.

МИ сенсоры основаны на электродинамических принципах. Однако в отличие от магнитомодуляционных сенсоров они имеют высокие частоты возбуждения, и высокие чувствительности достигаются в линейном режиме динамической восприимчивости. Недавно МИ сенсоры в недиагональной конфигурации были использованы для получения магнитной кардиограммы [155]. Для таких приложений должно быть реализовано разрешение на уровне рТ при частотах меньших 10 Гц.

Большое значение имеет коммерциализация МИ сенсора в качестве миниатюрного детектора земного магнетизма в мобильных устройствах [10,156]. Сенсор основан на импульсном возбуждении; принципиальная схема представлена на Рисунке 1.24. На МИ провод подается импульсный ток с характерным временем нарастания/спада порядка 5-20 нс. При этом характерные частоты возбуждения соответствуют 20-100 МГц. Сигнал снимается с катушки, то есть используется недиагональный МИ. Следует отметить, что импульсный сигнал возбуждения содержит низкочастотные компоненты, которые генерируют постоянное круговое магнитное поле. Это важно для устранения доменной структуры. Потребление энергии в такой схеме мало- не более 10 мW. Схема позволяет получить разрешение для постоянного поля 10нT, а для переменного поля частоты выше 100 Гц- 100 пT.



Рисунок 1.24. Импульсная схема возбуждения МИ сенсорного элемента. Схема включает C-MOS IC мультивибратор с инверторами (Q), дифференциальную схему (C1-R1), аналоговый синхронный переключатель, выпрямитель(R2-C2), дифференциальный усилитель и отрицательную обратную связь.



Рисунок 1.25. Электронный компас для векторного (3D) измерения магнитного поля, использующий МИ провода.

Импульсное возбуждение МИ датчиков, как правило, реализуется с помощью логического инвертора в интегральном исполнении [157-158] или микроконтроллера

[159-160]. Несмотря на простоту схемы, генерация импульсов описывается большим числом входных параметров: пиковое значение тока возбуждения, частота повторений импульсов, длительность импульса, форма импульса (время нарастания и спада), и все они влияют на характеристики датчика. Сложность исследования влияния всех этих факторов затрудняет определение оптимальных параметров возбуждения. Поэтому большое значение имеет разработка МИ сенсоров с использованием гармонического возбуждения [161-163].



Рисунок 1.26. Схема одночастотного возбуждения с использованием векторного анализатора цепей (верхний рисунок). На нижнем рисунке представлено разрешение по полю в данной схеме в зависимости от частоты для пленки состава CoNbZr толщиной 4.4 микрона, шириной 30 микрон и длиной 5 мм. Частота возбуждения – 370 МГц.

Гармоническое возбуждение обоснованно используется с МИ пленочными элементами, которые интегрируются в микрополозковую линию [138-139, 164-165]. Сенсорная система по сути является анализатором цепей с определенной частотой, как показано на Рисунке 1.26. Выходной сигнал определяется рассогласованием импедансов известной нагрузки и сенсорного элемента. Сигнал возбуждения создается портативным генератором на кристалле, отраженный сигнал отделяется от сигнала возбуждения посредством направленного делителя. В данной схеме обычно используется диагональный МИ. Для сдвига рабочей точки в линейную область можно использовать дополнительные слои из магнитожесткого материала [166-168].

Учитывая электродинамическую природу МИ эффекта, сенсоры на его основе можно сравнить с магнитомодуляционными (МД). МД сенсоры подразделяются на 2 категории: параллельные и ортогональные, что связано с взаимной ориентацией направлений полей возбуждения и детектирования [169-170]. В обоих случаях принцип работы основан на периодическом намагничивании сердечника в противоположных направлениях в возбуждающем поле. Регистрируемое поле нарушает периодичность индуцируемого напряжения, что приводит к возникновению четных гармоник (как правило, измеряется вторая гармоника). МИ сенсоры так же могут подразделяться на 2 типа- диагональные и недиагональные, что определяется матрицей импеданса общего типа в структурах с геликоидальной намагниченностью. При этом диагональный МИ соответствует ортогональности поля возбуждения и внешнего поля, а недиагональный МИ – параллельности этих полей. Следует отметить, что оба типа МД сенсоров можно было бы рассматривать в рамках концепции матрицы поверхностного импеданса в нелинейном режиме.



Рисунок 1.27. Конфигурация недиагонального МИ элемента, использующего аморфную ленту и катушку. Возбуждающий высокочастотный ток протекает через ленту, а выходной сигнал снимается с катушки.

Отметим, что ортогональные МД сенсоры были предложены с целью упрощения конструкции, так как в данном случае не требуется возбуждающая катушка. Диагональный МИ вообще не требует использования катушек, поэтому в этом случае кажется, что недиагональный МИ приводит к усложнениям сенсорной схемы (Рисунок 1.27).

Между тем, для практических применений недиагональный МИ имеет ряд преимуществ. Прежде всего выходной сигнал может быть антисимметричным относительно внешнего поля, то есть возможно определение величины и направления внешнего поля [171-172]. Высокочастотный ток, текущий по проводнику с геликоидальной намагниченностью, индуцирует в нем как циркулярные, так и продольные переменные намагниченности. Соответственно, переменная продольная намагниченность индуцирует напряжение в катушке, что и используется как выходной Внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси МИ элемента, изменяет сигнал. геликоидальную намагниченность и, соответственно, напряжение в катушке. При изменении направления внешнего поля фаза напряжения в катушке по отношению к возбуждающему току сдвигается на *π* rad, поэтому можно определить направление внешнего поля. Кроме того, недиагональный импеданс позволяет увеличить выходной сигнал и увеличить чувствительность выходного напряжения, что улучшает характеристики шума [173-175]. Это связано с тем, что на данном этапе чувствительность МИ сенсора (и разрешение) ограничены шумовыми характеристиками электронной схемы, которые оказываются значительно выше, чем внутренние магнитные шумы МИ элемента [176]. Следовательно, разрешение МИ сенсоров может быть улучшено с помощью увеличения чувствительности выходного напряжения (конечно, до уровня, при котором шумы от различных источников становятся сравнимы).

Чувствительность недиагонального сенсора может быть увеличена при увеличении числа витков детектирующей катушки, а также частоты возбуждения. Однако, поскольку детектирующая схема составляет резонансный RLC контур, который имеет собственную резонансную частоту, оптимальное число витков диктуется резонансной частотой. Возбуждение на резонансной частоте приводит к максимальному выходному сигналу и максимальной чувствительности (Рисунок 1.28). Следовательно, витков и частота возбуждения должны число отвечать условию резонанса В детектирующей отношении, гармоническое возбуждение схемы. этом

предпочтительней, так как различные параметры могут быть тщательно сбалансированы. Из рисунка также видно, что увеличение чувствительности приводит к снижению эквивалентных магнитных шумов.



Рисунок 1.28. Измеренные характеристики чувствительности по напряжению, RMS шумовые характеристики в единицах напряжения и магнитного поля.

Поскольку МИ эффект зависит от механического напряжения, температуры, можно его использовать для разработки соответствующих сенсоров[177-180].

1.7 Применение МИ эффекта в ферромагнитных проводах для управления электромагнитными свойствами композитных материалов

Современное развитие микроволновой технологии в таких областях как мобильная связь, телеметрия, неразрушающий контроль, и медицинская техника нуждается в материалах с определенными электродинамическими характеристиками. Многие желаемые свойства, включая частотную селективность, управляемость, многофункциональность, сверхразрешение, затруднительно или невозможно реализовать, используя традиционные материалы и подходы, но осуществимы в искусственных диэлектриках и магнетиках. Структурированные материалы могут характеризоваться эффективными параметрами, соответствующими усредненному на больших масштабах отклику. Манипулируя внутренней структурой, возможно создание материалов с аномальными значениями и пространственно-частотной дисперсией диэлектрической и магнитной проницаемостей. Например, в проволочных средах эффективная диэлектрическая проницаемость ε_{eff} имеет резонансную (короткие сегменты) [12,181-183] или плазмонную (непрерывные провода) [11,184-186] частотную дисперсию в ГГц области, что определяется структурными геометрическими параметрами (Рисунок 1.29).



Рисунок 1.29 Иллюстрация структуры проволочных композитов: (а)- система плазмонного типа с длинными проводами; (b)- система резонансного типа с короткими проводами.

В композитах с короткими проводами возможен антенный резонанс. В области резонансных частот реальная часть \mathcal{E}_{eff} уменьшается с ростом частоты и может принимать отрицательные значения, тогда как мнимая часть \mathcal{E}_{eff} имеет локальный максимум. Такая дисперсионная характеристика отвечает резонансному или релаксационному поведению системы в целом. Это резко отличается от поведения природных диэлектриков, для которых осцилляции зарядов и резонансы становятся существенны на оптических частотах. В композитах с непрерывными проводами реальная часть ε_{eff} имеет сильно отрицательные значения при частотах, меньше плазмонной частоты. Аномальные частотные дисперсии обусловлены распределением наведенных токов в тонких проводах, ненулевой импеданс которых вносит затухание В случае ферромагнитных проводов с МИ эффектом возможно изменение [187,188]. затухания с помощью внешних факторов, влияющих на высокочастотный импеданс, как было впервые предложено в работах [189-190] и одновременно в наших работах. При этом оказывается, что эффективная диэлектрическая проницаемость зависит от

магнитной структуры провода благодаря эффекту гигантского магнитного импеданса. Среды с магнитными проводами могут также обладать управляемой отрицательной рефракцией и киральными свойствами.

Исследования в области управляемых электромагнитных материалов, которые нужны для большого количества приложений, довольно обширны (см. недавний обзор [191]). Прежде всего, рассматривается возможность использования различных управляемых электронных элементов [192-194]. Более общий подход состоит в использовании нелинейных элементов. Например, с помощью нелинейной переменной емкости можно управлять посредством электрического поля резонансными частотами в структурах, содержащих split-ring резонаторы [195-196]. В композитах с ферритовыми элементами резонансная частота может быть изменена в присутствии магнитного поля за счет ферромагнитного резонанса [197-201]. В обоих случаях значительные изменения возможны в довольно сильных полях, что может представлять проблему для технических приложений. Кроме сдвига резонансной частоты, можно уширять или ссужать диапазон частотной дисперсии, если управлять потерями в системе. Так, с помошью переменного нелинейного электрического сопротивления можно контролировать ширину резонанса, что приводит к модуляции коэффициентов трансмиссии в широком диапазоне частот [202-207]. А в композитах с магнитными проводами такое управление обусловлено МИ эффектом на ГГц частотах. С другой стороны, значительная чувствительность электромагнитных параметров композитов с МИ проводами представляет значительный интерес для создания многофункциональных композитов с различными сенсорными функциями [208].

Изучаемый в [189-190] композит представлял собой набор рамок 30сmx30cm (в количестве от 1 до 5) с параллельно натянутыми ферромагнитными проволоками с диаметром от 5 до 10 микрон. Использовались провода с различной константой магнитострикции, в которых реализуется осевая магнитная структура (для положительной магнитострикции) и циркулярная (для отрицательной). Микроволновое излучение от рупорной антенны с помощью линзы фокусировалось на центральную часть композитной системы, как показано на Рисунке 1.30. Измерения в свободном пространстве проводились в диапазоне частот от 1 до 18 ГГц.



Рисунок 1.30. Композитный образец с ферромагнитными проводами для исследований в свободном пространстве.

Спектры эффективной проницаемости композитов с различными проводами значительно отличаются, как видно из Рисунков 1.31 и 1.32.



Рисунок 1.31. Спектры эффективной диэлектрической проницаемости композитов с ферромагнитными микропроводами, имеющими положительную магнитострикцию и осевую магнитную анизотропию. На вставке показана кривая намагниченности используемых микропроводов.



Рисунок 1.32. Спектры эффективной диэлектрической проницаемости композитов с магнитными микропроводами, имеющими отрицательную магнитострикцию и циркулярную магнитную анизотропию. На вставке показана кривая намагниченности используемых микропроводов.

Провода с осевой анизотропией имеют повышенные значения импеданса, что создает сильное затухание в системе и плазмонное поведение оказывается невыраженным. Напротив, импеданс проводов с циркулярной анизотропией в отсутствии постоянного магнитного поля практически соответствует немагнитным проводам с соответствующей проводимостью, то есть имеет небольшие значения. Дисперсия эффективной проницаемости в композите с такими проводами имеет типичный плазмонный тип. Таким образом, была продемонстрирована возможность значительного изменения дисперсии эффективной диэлектрической проницаемости с помощью модификации магнитных свойств, при том, что пространственные и электрические параметры композита остаются неизменными.

Однако, несмотря на плодотворную идею, зависимость микроволнового отклика от внешнего dc магнитного поля в свободном пространстве так и не была продемонстрирована. Авторы объясняли это сложностью создания однородного магнитного поля в достаточно большой области композитного образца. Вместо этого они использовали разные наборы магнитных проводов в рамках, чтобы показать разницу в эффективном отклике. Разумеется, это не является внешним управлением.

60

Между тем, эффект управляемости от поля в таких системах вполне можно ожидать в случае слабого или «умеренного»» скин-эффекта в проводах. Магнитное поле в сколь угодно большой планарной области может быть легко создано токовой шиной или планарной катушкой, где провода направлены перпендикулярно направлению вектора электрического поля в линейно-поляризованной волне.



Рисунок 1.33. Дисперсия эффективной диэлектрической проницаемости композитов с непрерывными микропроводами на основе кобальта, которые имеют большой МИ эффект на ГГц частотах для различных значений внешнего магнитного поля. (а) период решетки b = 7 мм; (b) b = 9 мм [208].

На Рисунке 1.33 представлены спектры эффективной диэлектрической проницаемости композитов с непрерывными магнитными проводами для различных значений внешнего магнитного поля. В отсутствии поля спектры имеют типичное плазмонное поведение с сильно отрицательными значениями действительной части ниже плазмонной частоты. Внешнее магнитное поле приводит к увеличению импеданса провода, в результате реальная часть поднимается из отрицательной области и даже принимает положительные значения (выше, чем проницаемость матрицы). Последнее

скорее всего связано с трудностями перерасчета эффективных параметров по спектрам рассеяния, так как возникают проблемы с определением эффективной толщины композитного образца. Для плазмонных систем эффективная толщина соответствует периоду решетки. Однако, когда плазмонное поведение подавлено, эффективная толщина становится ближе к реальной толщине образца. Скорее всего, проблема эффективной толщины не была исследована при получении результатов по эффективной проницаемости. Тем не менее, сильная зависимость ε_{eff} от магнитного поля убедительно продемонстрирована.



Рисунок 1.34. Спектры эффективной магнитной проницаемости композита на основе резины с магнитными аморфными микропроводами состава CoFeNiSiB (диаметр металлической жилы – 5 микрон). Концентрация проводов составляет 8%. Магнитное поле (bias) – 20 Э.

Композиты с магнитными микропроводами могут представлять интерес и для создания эффективной магнитной проницаемости за счет естественных магнитных свойств проводов. Циркулярная магнитная анизотропия является идеальной для возбуждения динамической намагниченности переменным полем, направленным вдоль оси провода. При изменении положения намагниченности внешним магнитным полем эффективная магнитная проницаемость должна сильно изменяться. Такое поведение эффективной магнитной проницаемости было продемонстрировано в экспериментах по измерению S-параметров композитов с короткими отрезками микропроводов (порядка нескольких мм) и относительно небольшими концентрациями (~5-10%, что конечно,

значительно выше, чем требуется для создания диэлектрических свойств) с помощью волноводных методов [209]. Поведение эффективной проницаемости представлено на Рисунке 1.34. Видно, что небольшое магнитное поле (порядка десятка Э), приложенное вдоль оси провода и достаточное для намагниченности вдоль оси, существенно изменяет поведение проницаемости на ГГц частотах. Между тем в отсутствии поля действительная часть принимает отрицательные значения даже при концентрациях меньше 10%.

Таким образом, с помощью магнитомягких микропроводов с определенной магнитной анизотропией геликоидально типа, представляется возможным управление электродинамическими свойствами композиционных материалов. Механизм управления эффективными диэлектрическими свойствами основан на МИ эффекте. Эффективная магнитная проницаемость композитов с магнитными проводами также оказывается чувствительной к внешним магнитным полям. Интересно отметить, что в обоих случаях высокая чувствительность обусловлена изменением ориентации статической намагниченности.

Выводы главы

Обзорная глава убедительно демонстрирует значительную научную И технологическую активность в области электродинамических эффектов в ферромагнитных проводящих системах. Локальные магнитные свойства существенно высокочастотный импеданс. влияют на что приводит к зависимости электродинамического отклика (высокочастотного напряжения или коэффициентов рассеяния) от магнитной структуры. Эти явления очень перспективны для практических применений, и требуют всесторонних исследований.

Глава 2

Магнитная структура и динамическая магнитная проницаемость аморфных проводов с отрицательной магнитострикцией

Аморфные магнитные провода на основе кобальта с отрицательной магнитострикцией могут обладать очень интересной циркулярной или геликоидальной магнитной анизотропией и, соответственно, кольцевой доменной структурой [210-214]. В этом случае ток, текущий по проводу, создает магнитное поле H_{φ} в направлении легкого намагничивания и приводит к смещению круговых доменных границ (ДГ), а поле, приложенное вдоль оси, является трудным полем и вызывает вращение намагниченности в доменах. Процессы перемагничивания можно характеризовать циркулярной и продольной петлями намагничивания (в соответствии с направлением намагничивающего поля). Циркулярные петли имеют почти прямоугольную форму, а линейную. Циркулярные продольные – почти петли оказываются очень чувствительными к внешнему осевому магнитному полю Hex, и именно этот механизм был предложен нами и другими группами для объяснения первых экспериментов по магнитному импедансу [2-6]. Действительно, циркулярный магнитный поток за счет смещения ДГ приводит к генерации напряжения на концах провода V_w, которое может в несколько раз превышать напряжение аналогичного немагнитного проводника в случае сильного скин-эффекта. Внешнее магнитное поле, уменьшая этот поток, ослабляет V_w. В наших работах впервые был разработан аналитический метод вычисления циркулярной динамической восприимчивости за счет смещения ДГ как функции частоты и внешнего поля Hex. Такой подход позволил количественно объяснить МИ характеристики в МГц области, однако анализ высокочастотного МИ потребовал учета динамических процессов вращения намагниченности.

В этой главе рассматриваются статические процессы перемагничивания в проводе с обобщенной геликоидальной магнитной анизотропией под действием ортогональных полей H_{φ} и H_{ex} . Далее мы определяем динамическую восприимчивость за счет смещения ДГ и вращения намагниченности. Эти результаты будут использованы в следующей главе для анализа МИ в широкой области частот.

2.1 Доменная структура в проводах с отрицательной магнитострикцией и циркулярные процессы намагничивания

Аморфные сплавы на основе кобальта имеют отрицательную магнитострикцию, например ($Co_{1-x}Fe_x$)_{72.5} $Si_{12.5}B_{15}$ при x < 0.06. Если в проводе создано растягивающее внутреннее осевое напряжение (путем вытягивания в процессе производства или после производства), то магнитоупругое взимодействие обладает минимальной энергией при ориентации намагниченности, перпендикулярно оси провода. При отсутствии магнитокристаллической анизотропии, по крайней мере на поверхности провода устанавливается циркулярная анизотропия и кольцевая доменная структура, как показано на Рисунке 2.1. Существование такой доменной структуры было обосновано теоретически в работах [213-214]. В центральной области, в силу магнитостатического взаимодействия и увеличения обменной энергии, эффективная анизотропия близка к осевой. В некоторых случаях эта область может быть невелика. С другой стороны, при высоких частотах и сильном скин-эффекте, наличие этой области оказывается несущественным, так как электромагнитный отклик определяется поверхностными магнитными свойствами. Поэтому, центральная осевая доменная структура не учитывается при дальнейшем анализе.

Внешняя оболочка

Рисунок 2.1. Доменная структура в CoFeSiB аморфных проводах с отрицательной магнитострикцией и растягивающими внутренними напряжениями.

Циркулярные петли намагничивания не могут быть измерены обычными магнетометрами, поскольку необходимо выделить дополнительное индукционное напряжение, возникающее вдоль провода. Это можно сделать с помощью резистивных мостиковых схем [215-219] или оптическими методами [220]. Предположим, что

переменный ток $i = i_0 exp(-j\omega t)$ течет вдоль провода радиуса a и длины l. Этот ток создает циркулярное поле h_{φ} и циркулярную индукцию b_{φ} , индуцируя добавку V_L к напряжению на концах провода [217]. При низких частотах:

$$V_w = Ri + V_L, \qquad V_L = l$$
 (2.1)

Здесь R – сопротивление провода постоянному току, $\langle e_z \rangle$ - усредненное продольное электрическое поле, которое определяется из уравнения Максвелла. В цилиндрической системе координат (r, φ, z):

$$\frac{\partial e_z}{\partial r} = -\frac{1}{c} \frac{\partial b_{\varphi}}{\partial t} = j \omega \mu_{\varphi} h_{\varphi}$$

$$\mu_{\varphi} = \frac{\partial b_{\varphi}}{\partial h_{\varphi}}$$
(2.2)

В (2.2) μ_{φ} является дифференциальной магнитной проницаемостью, с -скорость света. В приближении низких частот магнитное поле определяется так же, как в случае постоянного тока: $h_{\varphi} = 2ir/ca^2$. Интегрируя (2. 2), получим

$$e_{z} = -\frac{2j\omega}{c^{2}a^{2}}i\int_{0}^{r}r'dr'\mu_{\varphi}(r')$$
 (2.3)

Выражение для напряжения (2.1) представим в обычном виде, вводя внутреннюю индуктивность провода *L*:

$$V_{w} = Zi, \quad Z = R - j\frac{\omega}{c^{2}}L, \qquad (2.4)$$

которая определяется распределением циркулярной проницаемости

$$L = \frac{4l}{a^4} \int_0^a r dr \int_0^r r' dr' \mu_{\varphi}(r')$$
 (2.5)

Таким образом, индуктивная добавка к напряжению на концах провода пропорциональна циркулярной проницаемости. Измеряя это напряжение, можно восстановить циркулярную петлю намагничивания. Как следует из (2.5), в общем случае напряжение зависит от конкретного радиального распределения циркулярной магнитной проницаемости. Если μ_{φ} постоянна по сечению провода, то выражение для самоиндукции соответствует стандартному:

$$L = \frac{1}{2}\mu_{\varphi}l$$

Особенностью магнитной конфигурации в проводах с циркулярной анизотропией является то, что μ_{φ} может достигать очень высоких значений, порядка 10⁴ при частоте 1 кГц. Циркулярная проницаемость также очень чувствительна к внешнему осевому магнитному полю. При этом отношение V_L/V_w на этих частотах оказывается порядка 5-7% и его зависимость от магнитного поля может быть легко измерена, компенсируя резистивное сопротивление. В работе [31] этот эффект ошибочно был трактован как магниторезистивный эффект.

В наших работах, индуктивное напряжение V_L измерялось, используя Wheatstone bridge circuit (Рисунок 2. 2). Для каждой частоты измерения, схема балансируется в присутствие постоянного большого магнитного поля порядка 100 Ое, что достаточно для насыщения провода вдоль оси.



Рисунок 2.2. Мостиковая схема (Wheatstone bridge) для измерения индуктивного напряжения на концах провода.

Экспериментальные циркулярные петли представлены на Рисунке 2.3 [219] для различных частот и в отсутствии поля ($H_{ex} = 0$). Видно, что при меньших частотах (10 кГц) циркулярные процессы намагничивания характеризуются практически прямоугольными петлями, что и указывает на существование хорошо выраженной кольцевой доменной структуры. С увеличением частоты петли расплываются и дифференциальная проницаемость падает, что связанно с релаксационным движением доменных границ (ДГ).

Далее исследовалось влияние внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси провода, на циркулярные петли намагничивания (Рисунок 2.4). Под действием поля намагниченность в проводе отклоняется от циркулярного направления, уменьшая изменение циркулярного магнитного потока. С увеличением поля область гистерезиса уменьшается и увеличивается угол наклона, то есть дифференциальная проницаемость (и измеряемое индуктивное напряжение) уменьшается. Этот процесс наблюдается на всех частотах.



Рисунок 2.3. Циркулярные петли намагничивания для различных частот возбуждения (10-250 кГц), измеренные в аморфных проводах состава $Fe_{4.35}Co_{68.15}Si_{12.5}B_{15}$ в стеклянной оболочке, которая создает значительные растягивающие напряжения. Диаметр металлической жилы 24 мкм, толщина стеклянной оболочки 3.4 мкм. Используемый сплав имеет маленькую (но отрицательную) магнитострикцию $\lambda_s \sim -10^{-7}$. Амплитуда намагничивающего тока в 30 мА достаточна, чтобы осуществить полный цикл намагничивания в указанном диапазоне частот.



Рисунок 2. 4. Циркулярный гистерезис для различных частот в присутствие внешнего аксиального магнитного поля H_{ex} : 10 кГц (а), 50 кГц (б) и 150 кГц (с).

Из измеренных циркулярных петель можно определить такие параметры, как максимальную дифференциальную проницаемость μ_{diff} и начальную обратимую проницаемость μ_{dw} . Эти параметры представляют интерес для понимания поведения индуктивности и импеданса при различных условиях возбуждения. Проницаемость μ_{diff} как функция поля для различных частот представлена на Рисунке 2.5. Ее значение уменьшается с увеличением поля и частоты.



Рисунок 2.5. Зависимость дифференциальной проницаемости от внешнего поля для различных частот (в произвольных единицах).

Максимальная дифференциальная проницаемость характеризует нелинейные процессы циркулярного перемагничивания. Наличие ее сильной зависимости от магнитного поля позволяет предположить, что высшие гармоники, которые присутствуют в сигнале напряжения V_w в силу нелинейности намагниченности, будут также зависеть от поля [223]. Гармонический спектр, измеренный с помощью lock-in amplifier, представлен на Рисунке 2.6. Видно, что амплитуда высших гармоник уменьшается под действием поля. Практически, высокочастотный сигнал может быть получен с помощью высокочастотного фильтра. Именно этот принцип использовался в [219] для разработки высокочувствительных миниатюрных магнитоиндуктивных

сенсоров. Для аморфного провода с размерами: диаметр- 50 мкм, длина - 2 мм, чувствительность выходного сигнала достигала более 80%/Э.



Рисунок 2.6. Гармонический спектр сигнала напряжения на концах провода, по которому течет ток 30 мА, частота 50 кГц.

Представляет также интерес рассмотреть магнитную проницаемость μ_{dw} , обусловленную обратимыми доменными процессами, которая будет иметь определяющее значение при повышенных частотах. Она может быть определена из отношения остаточной намагниченности M_r к коерцитивности H_c

$$\mu_{dw} \propto M_r/H_c$$

Поведение этого параметра как функции магнитного поля для различных частот представлено на Рисунке 2. 7. Интересно отметить, что μ_{DW} имеет плоский участок в области маленьких полей, который увеличивается с увеличением частоты.



Рисунок 2.7. Начальная магнитная проницаемость (обусловленная обратимым смещением доменных границ) как функция внешнего магнитного поля для различных частот.

2.2 Анализ воздействия внешнего поля на циркулярные процессы перемагничивания.

Рассмотрим более подробно изменение циркулярных кривых намагничивания под действием внешнего осевого магнитного поля H_{ex} . Это поле направленно вдоль трудной оси и перпендикулярно плоскости круговых доменов. Внутри доменов H_{ex} отклоняет намагниченность **M** от циркулярного направления (легкая ось). Равновесное направление **M** находится из минимума свободной энергии

$$U = -K\sin^{2}(\theta) - MH_{ex}\cos\theta - MH_{\omega}\sin\theta \qquad (2.6)$$

Здесь θ - угол между намагниченностью и осью провода, K - константа одноосной анизитропи. Отклонение намагниченности от легкой оси приводит к появлению нормальной составляющей намагниченности M_n к плоскости доменной стенки. Рассматривая одномерную модель доменной стенки и предполагая, что M_n остается постоянной внутри границы, определим энергию ϵ доменной стенки и коерцитивность H_c как функцию H_{ex} [224]:
$$\epsilon = \epsilon_0 (1 - h^2), \ H_c = H_{c0} \sqrt{1 - h^2}, \ h = \frac{H_{ex}}{H_K}.$$
 (2.7)

Здесь ϵ_0 и H_{c0} задают энергию стенки и коэрцитивность в отсутствие H_{ex} . Таким образом, продольное магнитное поле стимулирует вращательные процессы, уменьшает энергию циркулярных доменов и уменьшает коэрцитивность. Этот вывод хорошо согласуется с экспериментальными данными, представленными на Рисунке 2.4.

Исследуем также поведение намагниченности внутри доменов. Равновесное значение *θ* определяется из

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} = 0, \qquad \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} > 0$$
 (2.8)

На Рисунке 2.8 представлены циркулярные петли для различных значений H_{ex} , вычисленные из (2.6), (2.8). Как видно, трудное поле также приводит к



Рисунок 2.8. Вращательный гистерезис в присутствие «трудного поля» $H_{\perp} = H_{ex}$

уменьшению критического поля *H_{cr}* необратимого вращения намагниченности, которое определяется из условия:

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} = 0, \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} = 0 \tag{2.9}$$

В данной модели *H*_{cr} легко находится

$$H_{cr} = H_K (1 - h^{3/2})^{2/3}$$
(2.10)

Сравнивая полученный результат по кривым намагничивания с экспериментальными данными (Рисунок 2.4) видно, что в последнем случае петли намагничивания не показывают чисто бистабильный характер, являются более гладкими с более выраженными вращательными процессами.

Рисунок 2.8 соответствует случаю идеальной циркулярной анизотропии. B действительности, существует некий разброс легких осей n_k , определяемый углом α_k , по отношению к циркулярному направлению. Это приводит к тому, что с одной стороны, вращательная часть гистерезиса увеличивается, а с другой стороны, возникает дополнительный разброс полей необратимого скачка намагниченности. В результате, намагничивания более гладкими, дифференциальная кривые становятся а проницаемость ограничивается распределением по α_K . Оба процесса только усиливаются в присутствие Hex, так как это поле приводит к сдвигу локальной петли с углом анизитропии α_K в сторону отрицательных значений H_{φ} , а с углом анизитропии -*а*_к в сторону положительных значений *H*_{\varphi}. Результирующая кривая намагничивания локальных петель, используя, получается усреднением например, Гауссово распределение относительно $\alpha_{K} = 0$ с некоторой дисперсией $\Delta_{K} = \sqrt{\langle \alpha_{K}^{2} \rangle}$ [222]. Это дает возможность определить характерные параметры, такие как максимальную дифференциальную проницаемость μ_{φ} , которая представлена на Рисунке 2.9 как функция H_{ex} (для различных значений Δ_K). Интересно отметить, что если Δ_K мало, то есть в случае анизотропии, близкой к идеальной, циркулярная проницаемость слабо зависит от поля в области $H_{ex} < H_K/2$. Зависимость от поля также ослабляется, если разброс анизотропии велик. То есть, необходим определенный оптимальный разброс осей анизотропии 2Д_К для реализации сильной полевой зависимости во всей области *H*_{ex} < *H*_K. Для всех случаев, чувствительность ослабляется для полей, превышающих поле анизотропии, когда намагниченность направленна по оси провода. На кривой с $2\Delta_K \sim 5^\circ$ наблюдаются пики проницаемости вблизи $H_{ex} \sim H_K$. Эти пики обусловленны процессами вращения. Действительно, как видно из Рисунка 2.9, для идеальной

циркулярной анизотропии, при $H_{ex} = H_K$ гистерезис исчезает, а максимальная дифференциальная проницаемость стремится к бесконечности (в разложении M_{φ} по H_{φ} вблизи нуля отсутствует линейный член). Наличие разброса осей анизотропии убирает эту расходимость. При достаточно больших значениях $2\Delta_K$ максимум вращательной проницаемости вблизи H_K оказывается достаточно широким и не заметен на фоне вклада от смещения ДГ.



Рисунок 2.9. Полевые зависимости максимальной дифференциальной проницаемости, определенной из теоретических циркулярных кривых намагничивания для различного разброса легких осей $2\Delta_K$: 1- 45°, 2- 10°, 3-20°, 4- 5°. Пунктирная кривая соответствует вкладу доменных границ ($\mu_{dw} \propto M_r/H_c$). Проницаемость нормирована на значение при нулевом поле.

2.3 Динамическая проницаемость, обусловленная смещением доменных границ.

В предыдущем разделе мы рассмотрели поведение квазистатической циркулярной магнитной проницаемости без учета влияния динамики доменных границ и связанного с эти затухания. Этот подход хорошо описывает экспериментальные данные для частот до сотен кГц. Вклад динамики доменных границ в проницаемость можно оценить с помощью усреднения магнитной индукции, обусловленной смещением доменных границ, на размерах, превосходящих размер домена [217, 223, 225-227]. Внутренний тензор магнитной проницаемости, отвечающий за вращение магнитного момента внутри доменов, можно получить из линеаризованного уравнения Ландау-Лифшица, что будет выполнено в следующем разделе. В линейном приближении эффективные проницаемости, отвечающие за разные механизмы перемагничивания, суммируются.

Рассмотрим проволоку радиуса a с циркулярной анизотропией. Мы предполагаем, что доменная структура периодична, размер домена вдоль оси симметрии проволоки 2d. В условиях насыщения модуль вектора намагниченности M постоянен. Через проволоку течет переменный ток $i = i_0 \exp(-j\omega t)$, намагничивающий проволоку.

Вычисление эффективной магнитной проницаемости зависит от выбранной модели движения доменных стенок. Мы рассмотрим две модели в рамках цилиндрической доменной структуры с круговыми стенками, которые полностью пересекают провод с периодом 2*d*. В первой модели доменные стенки предполагаются абсолютно твердыми и могут двигаться как целое под действием среднего поля. Во второй же модели, стенки являются, наоборот, абсолютно гибкими, что означает, что доменная стенка локально смещается пропорционально локальному магнитному полю (искривляется). Для обеих моделей эффективная восприимчивость χ_{dw} , обусловленная смещением доменных границ, определяется из условия усреднения

$$<\chi^{0}_{dw}h>=\chi_{dw}< h_{0}>$$
 (2.11)

Здесь χ^0_{dw} является статической доменной восприимчивостью, h - локальное магнитное поле, действующее на стенку, h_0 - внешнее поле возбуждения, $< \cdots >$ означает усреднение по домену.



Рисунок 2.10. Осевая проекция провода, демонстрирующая доменную конфигурацию и индуцированные токи.

Рассмотрим движение круговых доменных стенок под действием внешнего переменного тока i, создающего циркулярное магнитное поле h_0 . Смещение стенок в свою очередь приводит к возникновению токов Фуко i_{ed} , которые концентрируются в окрестности доменных стенок и не дают вклада в полный ток (см. Рисунок2.10). Этот процесс приводит также к генерации магнитных h_{ed} и электрических e_{ed} полей. Индуцированное электрическое поле внутри доменов, где нет изменения намагниченности, является потенциальным

$$cirl e_{ed} = 0,$$

$$e_{ed} = -grad \psi$$
(2.12)

Потенциал ψ из (2.12) удовлетворяет уравнению Лапласа.

$$\Delta \psi = 0. \tag{2.13}$$

Индуцированное магнитное поле находится из уравнения Максвелла

$$\operatorname{cirl} \mathbf{h}_{ed} = -\frac{4\pi\sigma}{c} \mathbf{e}_{ed} \tag{2.14}$$

Задача решается в цилиндрических координатах (r, φ, z) с началом в центре кругового домена. Исходя из условий симметрии, рассматривается только выделенная на Рисунке 2.9 область. Уравнение (2.14) записывается в виде

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 0$$
(2.15)

Это уравнение должно быть дополнено граничными условиями. На поверхности провода радиальная компонента **e**_{ed,r} равняется нулю, что дает

$$(\frac{\partial\psi}{\partial r})_{r=a} = 0 \tag{2.16}$$

Потенциал непрерывен на границе области

$$\psi(r, -d) = \psi(r, d) = 0 \tag{2.17}$$

В окрестности доменной стенки $e_{ed,r}$ испытывает скачок. Граничное условие на границе можно определить, интегрируя уравнение

$$\operatorname{cirl} \boldsymbol{e}_{ed} = -\frac{4\pi}{c} \frac{\partial M_{\varphi}}{\partial t}$$
(2.18)

по прямоугольнику (r, dz), пересекающему границу. В результате граничное условие получается в виде

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial r}\right)_{z=0} = -\frac{4\pi}{c}M_{\varphi}v \tag{2.19}$$

Здесь *v* скорость смещения доменной стенки. Для модели жестких стенок

$$v = -j\omega\chi^0_{dw} < h > d \ /M_{\omega} \tag{2.20}$$

Решение уравнения (2.15), удовлетворяющее условиям (2.19) и (2.20), записывается в виде

$$\psi = \sum_{n} D_n J_0(k_n r) \sinh(k_n (d-z))$$
(2.30)

где $k_n = \lambda_n/a$ удовлетворяют уравнению $J_1(\lambda_n) = 0$. Постоянные D_n определяются из условия (2.19), используя свойство ортогональности функций Бесселя.

$$D_n = -8\pi j \omega \chi_{dw}^0 < h > \frac{da}{c} \frac{f_n}{\lambda_n^3 J_2^2(\lambda_n) \sinh(\frac{\lambda_n d}{a})}$$
(2.31)
$$f_n = \int_0^{\lambda_n} x J_1(x) dx.$$

Поскольку индуцированные поля не зависят от азимутального угла, магнитное поле имеет только φ -компоненту, которую удобно определить из z-компоненты уравнения (2.14):

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rh_{ed}) = -\frac{4\pi\sigma}{c}\frac{\partial\psi}{\partial z} \ .$$

Решение этого уравнения запишем в виде

$$h_{ed} = -\frac{4\pi\sigma}{c\,r} \int_{r}^{a} \frac{\partial\psi}{\partial z} r' dr'$$
(2.32)

Теперь мы можем выписать усредненное магнитное поле, действующее на границу.

$$< h > = < h_0 > -\frac{8\pi\sigma}{c} \int_0^a dr \int_r^a \frac{\partial\psi}{\partial z} r' dr'$$
 (2.33)

В выражении (2.33) потенциал выражается также через усредненное поле и пропорционален

$$\sim \omega \chi^0_{dw} < h >$$

Это позволяет записать доменную восприимчивость в виде

$$\chi_{dw} = \frac{\chi_{dw}^0}{1 - j\omega\tau},\tag{2.34},$$

что соответствует релаксационному поведению. Вычислив среднее поле, можно определить релаксационную частоту:

$$\tau = \tau_0 \sum_n g_n, \qquad \tau_0 = \frac{16\pi^2 \chi_{dw}^0 \sigma a d}{c^2}$$

$$g_n = \frac{f_n^2 \coth(\frac{\lambda_n d}{a})}{\lambda_n^5 J_2^2(\lambda_n)}.$$
(2.35)

Ряд в (2.35) оказывается быстро сходящимся и для a = d равен 0.053. Время релаксации τ пропорционально статической восприимчивости. Таким образом, зависимость восприимчивости от внешних факторов, таких как внешне магнитное поле, определяется соответствующей зависимостью статической восприимчивости. При частотах, больших $1/\tau$

$$\chi_{dw} = j \frac{c^2}{\omega \sigma} \frac{1}{16\pi^2 a d \sum_n g_n}$$

и не зависит от магнитных свойств провода. В следующей главе мы покажем, что модель жесткой стенки хорошо описывает магнитоимпедансные зависимости на не слишком высоких частотах, но не объясняет магнитоимпедансные характеристики на более высоких частотах. Оценка характерной частоты $1/\tau$ для аморфных микропроводов с диаметром и размером стенки порядка 20 микрон и $\chi^0_{dw} \sim 10^4$, дает значение порядка нескольких МГц.

Далее мы рассмотрим модель гибкой стенки, в рамках которой частотная зависимость эффективной восприимчивости другая, чем (2.34), слабее спадающая с увеличением частоты. В этом случае в граничном условии (2. 19) скорость движения стенки будет зависеть от *r* пропорционально локальному магнитному полю

$$v(r) = -j\omega\chi^0_{dw} h(r)d \ /M_{\varphi} \tag{2.36}$$

С помощью аналогичных рассуждений получается следующее выражение для эффективной восприимчивости в модели гибких стенок:

$$\chi_{dw} = \chi_{dw}^{0} (1 + j\omega\tau_0 \sum_n \frac{\tilde{g}_n}{1 - j\omega\tau_0 \coth(\frac{\lambda_n d}{a})/\lambda_n}), \qquad (2.38)$$
$$\tilde{g}_n = \frac{6g_n J_2(\lambda_n)\lambda_n}{f_n}.$$

Обе формулы почти совпадают для малых частот ($\omega \ll 1/\tau_0$), однако для высоких частот восприимчивость в модели с гибкими стенками уменьшается с частотой гораздо медленнее: $\chi'_{dw} \propto \omega^{-\gamma 1}$, $\chi''_{dw} \propto \omega^{-\gamma 2}$, где $0.6 < \gamma_1 < 1.1$, $0.4 < \gamma_2 < 0.8$ и зависят от структурных параметров, например, от соотношения d/a. Рисунок 2.11 демонстрирует частотные зависимости χ_{dw} для двух моделей. Для использованных в вычислении параметров с d = a/3 для модели гибких стенок получим $\gamma_1 = 0.62$, $\gamma_2=0.5$ (для модели жесткой стенки $\gamma_1 = 2$, $\gamma_2=1$).



Рисунок 2.11. Частотные спектры магнитной восприимчивости, обусловленной смещением доменных границ. (а)-действительная часть, (б)- мнимая часть. Графики даны для двух моделей- жестких (ЖС) и гибких (ГС) стенок. d/a = 0.1, $\sigma = 10^{16}$ с⁻¹.

Рассмотрим также изменение полевой зависимости магнитной восприимчивости при увеличении частоты для обеих моделей (Рисунок 2.12). Видно, что в модели жесткой стенки при увеличении частоты эта зависимость практически исчезает, что является следствием зависимости релаксационного параметра в формуле (2.34) от статической восприимчивости. Для модели гибкой стенки частотная зависимость более сложная, и влияние магнитного поля сохраняется даже на высоких частотах.



Рисунок 2.12. Полевые зависимости мнимой части восприимчивости при различных частотах. (а)- модель жесткой стенки (ЖС), (б)- модель гибкой стенки (ГС). Значение восприимчивости нормировано на статическую восприимчивость при нулевом поле: $\chi^0_{dw}(H_{ex} = 0)$. В расчетах используется экспериментальная полевая зависимость статической восприимчивости. Другие параметры: d/a = 0.1, $\sigma = 10^{16}$ с⁻¹.

2.4 Вращательный тензор магнитной проницаемости

Как следует из предыдущего анализа, с увеличением частоты все большее значение приобретают вращательные процессы, так как, с одной стороны, восприимчивость χ_{dw} за счет смещения ДГ сильно затухает, а с другой стороны, слабо зависит от внешнего поля H_{ex} . Доменная структура также может быть вообще устранена с помощью небольшого постоянного тока.

Задача рассматривается в линейном приближении. Намагниченность **М** и внешнее магнитное поле **H** представляются в виде

$$M = M_0 + m(t), \ H = H_0 + h(t)$$
 (2.39)

Здесь M_0 и H_0 стационарные значения намагниченности и поля. M_0 находится из условия минимума свободной энергии. В общем случае предполагается, что легкая ось анизотропии направлена по спирали с углом α по отношению к оси провода, а постоянное поле включает H_{ex} и циркулярное поле H_b , индуцированное постоянным током. Тогда свободная энергия для определения положения M_0 записывается в виде

$$U = -K\cos^{2}(\alpha - \theta) - H_{ex}\cos\theta + H_{b}\sin\theta \qquad (2.40)$$

На Рисунке 2.13 приведены кривые намагничивания за счет однородного вращения для случая циркулярной анизотропии ($\alpha = 90^{\circ}$). Видно, что дополнительное циркулярное поле, которое приводит к однодоменному состоянию, не изменяет симметрии процессов намагничивания, но уменьшает начальную восприимчивость.



Рисунок 2.13. Продольные кривые намагничивания в присутствие циркулярного поля.

В линейном приближении $\boldsymbol{m} \perp \boldsymbol{M}_0$. Поэтому, линеаризованное уравнение Ландау–Лифшица для \boldsymbol{m} наиболее просто записывается в системе координат $(n_r, n_{\phi'}, n_{z'})$, связанной с равновесным положением намагниченности $(\boldsymbol{n}_{z'} || \boldsymbol{M}_0)$ [217]:

$$-i\omega\vec{m} + (\omega_{M} - i\tau\omega)[\vec{m} \times \vec{n}_{z'}] + \gamma M_{0} \Big[(\hat{N}\vec{m}) \times \vec{n}_{z'} \Big] = \gamma M_{0} \Big[h \times \vec{n}_{z'} \Big]$$
(2.41)

В уравнении (2.41), $\omega_{\rm M}$ выражается через z'- компоненту эффективного поля, γ – гиромагнитная постоянная, τ – спин релаксационный параметр, \hat{N} – тензор эффективных размагничивающих факторов анизотропии, который в системе координат $(n_r, n_{\phi'}, n_{z'})$ имеет следующие ненулевые компоненты:

$$N_{z'z'} = -\frac{2K}{M_0^2} \cos^2(\theta - \alpha)$$

$$N_{\phi'\phi'} = -\frac{2K}{M_0^2} \sin^2(\theta - \alpha)$$

$$N_{z'\phi'} = N_{\phi'z'} = \frac{K}{M_0^2} \sin 2(\theta - \alpha)$$
(2.42)

Решая систему уравнений (2.41), найдем тензор магнитной восприимчивости из условия $\boldsymbol{m} = \hat{\chi} \boldsymbol{h}$, который в системе координат $(n_r, n_{\phi'}, n_{z'})$ имеет следующий вид:

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_1 & -j\chi_a & 0\\ j\chi_a & \chi_2 & 0\\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$
(2.43)

Параметры тензора восприимчивости определяются следующим образом:

$$\chi_{1} = \omega_{M} (\omega_{1} - j\tau \omega) / \Delta,$$

$$\chi_{2} = \omega_{M} (\omega_{2} - j\tau \omega) / \Delta, \quad \chi_{a} = \omega \omega_{M} / \Delta,$$

$$\Delta = (\omega_{2} - j\tau \omega) (\omega_{1} - j\tau \omega) - \omega^{2},$$

$$\omega_{1} = \gamma [H_{ex} \cos\theta + H_{b} \sin\theta + H_{K} \cos 2(\alpha - \theta)],$$

$$\omega_{2} = \gamma [H_{ex} \cos\theta + H_{b} \sin\theta + H_{K} \cos^{2}(\alpha - \theta)],$$

$$H_{K} = 2K / M_{0} \quad \omega_{M} = \gamma M_{0}.$$
(2.44)

В системе координат (n_r, n_{ϕ}, n_z) тензор магнитной восприимчивости $\hat{\chi}$ будет иметь вид:

$$\widehat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_1 & -i\chi_a \cos(\theta) & i\chi_a \sin(\theta) \\ i\chi_a \cos(\theta) & \chi_2 \cos^2(\theta) & -\chi_2 \sin(\theta)\cos(\theta) \\ -i\chi_a \sin(\theta) & -\chi_2 \sin(\theta)\cos(\theta) & \chi_2 \sin^2(\theta) \end{pmatrix}$$
(2.45)

Используя (2.45) получим тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu} = I + 4\pi \hat{\chi}$ в системе координат (n_r, n_{ϕ}, n_z) , где I – единичная матрица.

В дальнейшем мы продемонстрируем, что в измеряемые электродинамические величины, такие как импеданс и эффективная магнитная проницаемость провода, входит параметр магнитной восприимчивости, составленный из компонент тензора $\hat{\chi}$ (2.43):

$$\widetilde{\chi} = \frac{\omega_M \left(\omega_2 - i\tau\,\omega\right) + 4\pi\omega_M^2}{\left(\omega_1 - i\tau\,\omega\right)\left(\omega_2 + 4\pi\omega_M - i\tau\,\omega\right) - \omega^2} \tag{2.46}$$

Параметр $\tilde{\chi}$ имеет резонансное поведение с характерной резонансной частотой порядка $\gamma \sqrt{H_{\kappa} 4 \pi M_{0}} / 2\pi$ в отсутствии внешнего поля, которая для аморфных проводов на основе кобальта с $4\pi M_0 = 6000 \,\Gamma$ с и полем анизотропии $H_K = 5 \,\Im$ равняется 500 МГц. Таким образом, частоты ферромагнитного резонанса оказываются значительно выше, чем операционные частоты магнитоимпедансного эффекта. На Рисунке 2.13 представлены спектры магнитной проницаемости $\tilde{\mu} = 1 + 4\pi \tilde{\chi}$ для проводов с анизотропией, близкой к циркулярной, где $\tilde{\gamma}$ определяется уравнением (2.46). Спектры характеризуются очень широкой дисперсией с большой разницей частот, где мнимая часть проницаемости имеет максимум, а действительная часть проходит через единицу. В присутствии достаточно сильного поля $H_{ex} = 15 \exists (H_{ex}/H_K = 3)$ резонансная частота, которая определяется из условия обращения в единицу действительной части проницаемости, увеличивается до 805 МГц. Частота, на которой наблюдается максимум мнимой части, составляет всего 260 МГц. Полученные дисперсионные кривые похожи на релаксационные кривые, характерные для спектров поликристаллических ферритов. Также они наблюдаются В экспериментах с металлическими ферромагнетиками [228].

Также отметим, что в ГГц области реальная часть проницаемости является отрицательной, и имеет достаточно высокие абсолютные значения, что может иметь интерес для создания левосторонних материалов с помощью магнитных микропроводов. Однако в этой области магнитная проницаемость оказывается мало чувствительной к внешнему магнитному полю, как видно из Рисунка 2.14.



Рисунок 2.14. Спектры магнитной проницаемости $\tilde{\mu}$ однодоменных проводов с анизотропией, близкой к циркулярной (разброс осей анизотропии составляет 5 градусов) для двух значений внешнего магнитного поля: (а) $H_{ex} = 2.5 \ \Im$, (б) $H_{ex} = 15 \ \Im$. Параметры расчета: поле анизотропии $H_K = 5 \ \Im$, $M_0 = 500 \ \Gamma$ с, спин-релаксационный параметр - 0.2.



Рисунок 2.15. Спектры магнитной проницаемости в гигагерцовой области. Параметры расчета те же, что и для Рисунка 2.14.

Выводы главы

В данной главе рассматриваются статические и динамические циркулярные процессы намагничивания в проводах с кольцевой доменной структурой и определяются параметры магнитной проницаемости в широком частотном диапазоне. Разработана методика измерения циркулярных петель намагничивания и проведен анализ влияния внешнего магнитного поля на дифференциальную и начальную магнитные проницаемости. Определен тензор вращательной магнитной проницаемости для произвольной геликоидальной анизотропии. Эти результаты будут использоваться в последующих главах для анализа МИ. Они также имеют самостоятельный интерес для разработки магнитоиндуктивных элементов.

Глава 3

Эффект магнитного импеданса в цилиндрических магнетиках с геликоидальной анизотропией

Эта глава посвящена исследованию эффекта гигантского магнитоимпеданса (МИ) в цилиндрических ферромагнетиках с циркулярной или геликоидальной анизотропией. При не очень высоких частотах порядка нескольких МГц, когда скин-эффект уже существенен, а движение доменных границ еще не сильно подавлено индукционными ΜИ обусловлен потерями, сильной зависимостью циркулярной доменной проницаемости от внешнего осевого магнитного поля, как обсуждалось в разделах 2.1-2.3. При дальнейшем увеличении частоты, когда движение доменных границ подавлено, основной вклад в МИ вносят процессы вращения намагниченности. Также, для практических применений МИ в сенсорных устройствах, устранение доменных границ с помощью дополнительного постоянного тока представляет особый интерес для уменьшения шумов. В этом случае динамические магнитные свойства проводов описываются тензором магнитной проницаемости (раздел 2.4) и математический аппарат, необходимый для анализа МИ, сильно усложняется. Мы развиваем асимптотические методы решения уравнений Максвелла [229], которые позволяют вычислить импеданс провода в широкой области частот, при этом вводится понятие тензора поверхностного импеданса. Отметим, что рассмотрение МИ эффектов в рамках тензора поверхностного импеданса впервые было проведено в наших работах. Все эти вопросы обсуждаются в данной главе.

3.1 Постановка задачи для анализа тензора поверхностного импеданса в цилиндрических магнетиках

Зависимость высокочастотного отклика (например, индуцированного напряжения или спектра рассеяния) магнитного проводящего элемента от его магнитных свойств выражается через тензор поверхностного импеданса $\hat{\varsigma}$, который определяется как коэффициент пропорциональности в векторном соотношении между тангенциальными составляющими электрического e и магнитного h полей на поверхности проводника

(уравнение 1.6). Эти поля определяются из решений уравнений Максвелла внутри магнитного проводника с определенными граничными условиями. В данной главе рассматриваются однородные цилиндрические магнетики, которые в общем случае могут характеризоваться тензором магнитной проницаемости вида (в цилиндрической системе координат (r, φ, z)):

$$\widehat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{rr} & \mu_{r\phi} & \mu_{rz} \\ \mu_{\phi r} & \mu_{\phi\phi} & \mu_{\phi z} \\ \mu_{zr} & \mu_{z\phi} & \mu_{zz} \end{pmatrix}$$
(3.1)

Компоненты тензора предполагаются независящими от координат. Из условий симметрии, имеют место равенства

$$\mu_{r\varphi} = -\mu_{\varphi r}, \qquad \mu_{rz} = -\mu_{zr}, \quad \mu_{z\varphi} = \mu_{\varphi z} \tag{3.2}$$

В случае однородной прецессии намагниченности относительно статической ориентации тензор (3.1) имеет вид (2.45). Уравнения Максвелла для переменных полей (в системе единиц СГС; принятая зависимость от времени $e^{-i\omega t}$) имеют вид:

$$\begin{cases} curl \mathbf{e} = \frac{i\omega}{c} \mathbf{b} \\ curl \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c} \sigma \mathbf{e} \end{cases}$$
(3.3)

В (3.3) *b*- вектор магнитной индукции, *c*- скорость света, σ - проводимость. Перепишем систему (3.3) покомпонентно в цилиндрической системе координат. В силу того, что радиальная индукция $b_r = 0$ и радиальное электрическое поле $e_r = 0$, получим:

$$\begin{cases} \frac{\partial e_z}{\partial r} = -\frac{i\omega}{c} b_{\varphi} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (re_{\varphi})}{\partial r} = \frac{i\omega}{c} b_z \end{cases} \qquad \begin{cases} \frac{\partial h_z}{\partial r} = -\frac{4\pi}{c} \sigma e_{\varphi} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (rh_{\varphi})}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} \sigma e_z \end{cases}$$
(3.4)

Из равенства $\mathbf{b} = \hat{\mu} \mathbf{h}$ имеем:

$$b_r = 0 \implies h_r = -\frac{\mu_{r\varphi}}{\mu_{rr}}h_{\varphi} - \frac{\mu_{rz}}{\mu_{rr}}h_z$$
 (3.5)

$$b_{\varphi} = \left(\mu_{\varphi\varphi} - \frac{\mu_{\varphi r}\mu_{r\varphi}}{\mu_{rr}}\right)h_{\varphi} + \left(\mu_{\varphi z} - \frac{\mu_{\varphi r}\mu_{rz}}{\mu_{rr}}\right)h_{z}$$
(3.6)

$$b_{z} = \left(\mu_{z\varphi} - \frac{\mu_{zr}\mu_{r\varphi}}{\mu_{rr}}\right)h_{\varphi} + \left(\mu_{zz} - \frac{\mu_{zr}\mu_{rz}}{\mu_{rr}}\right)h_{z}$$
(3.7)

Введем обозначения:

$$\mu_{1} = \mu_{\varphi\varphi} - \frac{\mu_{\varphi r} \mu_{r\varphi}}{\mu_{rr}}; \quad \mu_{3} = \mu_{\varphi z} - \frac{\mu_{\varphi r} \mu_{rz}}{\mu_{rr}}$$
(3.8)

$$\mu_{2} = \mu_{zz} - \frac{\mu_{zr}\mu_{rz}}{\mu_{rr}}; \quad \mu_{4} = \mu_{z\phi} - \frac{\mu_{zr}\mu_{r\phi}}{\mu_{rr}}$$
(3.9)

Из (3.2) следует, что $\mu_3 = \mu_4$. Используя (3.4) и (3.6)- (3.9), получим систему дифференциальных уравнений для компонент магнитного поля h_z и h_{φ} :

$$r^{2} \frac{\partial^{2} h_{\varphi}}{\partial r^{2}} + r \frac{\partial h_{\varphi}}{\partial r} + \left(k_{1}^{2} r^{2} - 1\right)h_{\varphi} = -k_{3}^{2} r^{2} h_{z}$$

$$r^{2} \frac{\partial^{2} h_{z}}{\partial r^{2}} + r \frac{\partial h_{z}}{\partial r} + k_{2}^{2} r^{2} h_{z} = -k_{3}^{2} r^{2} h_{\varphi}$$
(3.10)

где $k_i^2 = \mu_i \left(4 \pi j \omega \sigma / c^2 \right)$ и i = 1, 2, 3.Систему уравнений (3.10) необходимо дополнить какими-то четырьмя граничными условиями. В квазистатическом приближении граничные условия на поверхности определяются условиями возбуждения. В нашем случае по проводнику может протекать переменный ток $i(t) = i_w e^{-i\omega t}$, амплитуда которого i_w поддерживается постоянной, а также проводник может быть помещен в переменное продольное поле с амплитудой \overline{h}_z . Тогда граничные условия на поверхности проводника записываются в виде:

$$h_{\varphi}(a) = \overline{h}_{\varphi} = 2i_{w}/(ca) \tag{3.11}$$

 $h_z(a) = \overline{h}_z$

В качестве еще двух недостающих граничных условий для системы уравнений (3.10) потребуем ограниченности $h_{z}(r)$ и $h_{\omega}(r)$ внутри провода.

Таким образом, имеет место система связанных дифференциальных уравнений для h_z и h_{φ} . Зная распределение магнитного поля внутри провода, можно вычислить распределение электрического поля, и соответственно, определить поверхностный импеданс.

3.2 Магнитный импеданс в ненасыщенных цилиндрических магнетиках с кольцевой доменной структурой

Если параметр $\mu_3 = 0$, система уравнений (3.10) распадается на два независимых уравнения, соответствующих или возбуждению провода электрическим током, или внешним продольным магнитным полем. Независимость уравнений в системе (3.10) требует обращения в ноль недиагональных компонент тензора магнитной проницаемости или их соответствующих комбинаций. Это возможно в случае осевой анизотропии [123], а также в случае циркулярной анизотропии при наличии круговых доменных границ [4, 217, 223, 226-227, 230]. Последняя конфигурация и рассматривается в данном разделе.

Так, компоненты $\mu_{\varphi z}$, μ_{rz} вращательного тензора восприимчивости (2.45), определяющие параметр μ_3 , обращаются в ноль после усреднения по круговым доменам в силу того, что они пропорциональны sin θ (проекции намагниченности на циркулярное направление). Предполагается, что провод с циркулярной доменной структурой возбуждается переменным током с постоянной амплитудой. Циркулярное магнитное поле на поверхности провода определяется из граничного условия постоянства амплитуды тока (3.11), а распределение поля внутри провода определяется из первого уравнения в (3.10):

$$x^2 \frac{\partial^2 h_{\varphi}}{\partial x^2} + x \frac{\partial h_{\varphi}}{\partial x} + (k_1^2 x^2 a^2 - 1)h_{\varphi} = 0$$
(3.12)

В волновое число k_1 входит обобщенная циркулярная магнитная проницаемость $\tilde{\mu}_{\varphi}$, в которую вносят вклад как динамика доменных границ (μ_{dw}), так и вращение намагниченности ($\mu_{rot} = 1 + 4\pi \tilde{\chi} \cos^2 \theta$, $\tilde{\chi}$ определяется выражением 2.46)).

Уравнение (3.12) заменой $x \to k_1 a x$ приводится к уравнению Бесселя первого порядка. Используя только ограниченное в нуле решение, удовлетворяющие граничному условию (3.11), получим

$$h_{\varphi} = \bar{h}_{\varphi} \frac{J_1(k_1 r)}{J_1(k_1 a)}$$
(3.13)

Зная h_{φ} , электрическое поле, имеющее при данной симметрии только e_z - компоненту, определяется из второго уравнения Максвелла:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(rh_{\varphi})}{\partial r} = \frac{4\pi}{c}\sigma e_{z}$$
(3.14)

Решение (3.14) дает

$$e_{z} = \frac{c}{4\pi\sigma} \frac{k_{1} J_{0}(k_{1}r)}{J_{1}(k_{1}a)} \bar{h}_{\varphi}$$
(3.15)

Соответственно, выражение для продольной компоненты поверхностного импеданса имеет вид:

$$\varsigma_{zz} = \frac{\bar{e}_z}{\bar{h}_{\varphi}} = \frac{c}{4\pi\sigma} \frac{k_1 J_0(k_1 a)}{J_1(k_1 a)}$$
(3.16)

Высокочастотный импеданс провода с использованием (3.16) определяется как

$$Z = \frac{\bar{e}_z l}{i} = R \frac{(k_1 a) J_0(k_1 a)}{J_1(k_1 a)}$$
(3.17)

Где R – статическое электрическое сопротивление провода. Используя выражение для скин-слоя δ_m однородного магнетика с проницаемостью $\tilde{\mu}_{\varphi}$, волновое число k_1 можно представить в виде:

$$k_1 = \frac{1+j}{\delta_m}, \quad \delta_m = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega\tilde{\mu}_{\varphi}}}$$
 (3.18)

Рассмотрим высокочастотный предел выражения (3.17), что соответствует условию сильного скин-эффекта ($a/\delta_m \gg 1$). Используя асимптотики функций Бесселя при больших значениях аргумента, получим:

$$Z = R \frac{a}{2\delta} \left(\sqrt{\mu_R} - j \sqrt{\mu_L} \right)$$

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}}, \mu_R = |\tilde{\mu}_{\varphi}| + \tilde{\mu}_{\varphi}^{\prime\prime}, \quad \mu_L = |\tilde{\mu}_{\varphi}| - \tilde{\mu}_{\varphi}^{\prime\prime}$$
(3.19)

Здесь δ - скин-слой для немагнитного проводника ($\tilde{\mu}_{\varphi} = 1$). Из (3.19) следует, что при высоких частотах, когда скин-эффект существенен, обе компоненты импеданса (резистивная и индуктивная) зависят от циркулярной магнитной проницаемости и могут в значительной степени управляться внешними воздействиями, такими как внешнее постоянное магнитное поле.



Рисунок 3.1. Форма сигналов тока и напряжения для частоты 1 МГц (а) и для частоты 3 МГц (б) [223]. Амплитуда тока – 10 мА. Использовался провод, полученный по технологии in-rotating water [39], состава Co_{68.2}Fe_{4.3}Si_{12.5}B₁₅ и с диаметром 30 микрон после вытягивания и тепловой обработки.

Далее мы проанализируем экспериментальные результаты. На не очень высоких частотах (до нескольких МГц) провод может возбуждаться достаточно сильным переменным током с амплитудой порядка 10 мА. Это оказывается достаточно для необратимого смещения доменных границ, то есть динамическая проницаемость, в которую дают вклад динамика ДГ, изменяется нелинейно относительно циркулярного

магнитного поля. Если скин-эффект существенен, то в силу зависимости импеданса провода от магнитной проницаемости, форма сигнала напряжения искажается относительно гармонического сигнала тока, как показано на Рисунке 3.1. Внешнее магнитное поле подавляет циркулярный магнитный поток, вклад ДГ в проницаемость понижается, и сигнал напряжения становится синусоидальным, при этом амплитуда напряжения понижается. При увеличении частоты (Рисунок 3.16), подвижность доменных границ уменьшается, и форма сигнала напряжения оказывается близкой к синусоидальной даже при нулевом внешнем поле.



Рисунок 3.2. Теоретические зависимости циркулярной магнитной проницаемости $\tilde{\mu}_{\varphi}$ (нормированные на статическое значение при нулевом поле) для провода с кольцевой доменной структурой [223]. Вклад доменных границ учитывается в приближении жесткой стенки (используется формула 2.34). Параметры расчета: разброс осей анизотропии $2\Delta_{K}$: 1- 20°, $4\pi M_{s} = 0.6 \cdot G$, $H_{K} = 2.5 \ Oe$, $1 + 4\pi \chi_{dw}(h = 0) = 13000$, $\sigma = 10^{16}s$, d/a = 0.3, $a = 15\mu m$, спин релаксационный параметр- 0.3.

Влияние нелинейных процессов намагничивания на импеданс может представлять практический интерес, так как этот процесс сопровождается генерацией высших гармоник [231-233]. Изменение амплитуды напряжения, измеренного на концах магнитного провода, объясняется полевой зависимостью циркулярной магнитной проницаемости, рассчитанной при помощи уравнений (2.34) для доменной проницаемости (модель жесткой стенки) и (2.46) для вращательной проницаемости (Рисунок 3.2). При увеличении частоты вклад вращения намагниченности начинает доминировать, что приводит к изменению полевых зависимостей. Симметричные максимумы реальной части становятся все более выраженными.



Рисунок 3.3. Максимум сигнала напряжения (нормированный на значение при низкой частоте) от внешнего магнитного поля для различных частот [223]. Пунктиром показаны теоретические зависимости при использовании обобщенной циркулярной проницаемости, где вклад доменных границ соответствует модели жесткой стенки (2.34). Параметры расчета такие же, как и для Рисунка 3.2.

На Рисунке 3.3 приведены экспериментальные данные по зависимости амплитуды напряжения на Мегагерцовых частотах от внешнего магнитного поля. Для сравнения даны теоретические зависимости. Видно качественное согласие с экспериментом, однако максимумы в зависимости напряжения от поля в теории более выражены, что возможно связано с используемой моделью жесткой стенки. Модель гибкой стенки позволяет получить более полное соответствие с экспериментом, как видно из Рисунка 3.4.



Рисунок 3.4. Сравнение экспериментальных и теоретических частотных зависимостей для высокочастотного напряжения, измеренного на концах Co_{68.2}Fe_{4.3}Si_{12.5}B₁₅ аморфного провода. *H*_{ex}=0. Расчет проведен для двух моделей движения доменных границ.

3.3 Тензор поверхностного импеданса в цилиндрических проводниках с геликоидальной намагниченностью

В проводах с геликоидальной намагниченностью, которая возникает не только в силу геликоидальной анизотропии, но также и в случае циркулярной анизотропии в отсутствии доменных границ, система уравнений (3.10) должна решаться относительно компонент (h_{φ} , h_z), так как недиагональные компоненты магнитной проницаемости в μ_3 не обращаются в ноль. То есть, возбуждение провода переменным током индуцирует как h_{φ} , так и h_z , а при возбуждении продольным магнитным полем возникает также

циркулярная компонента поля. В свою очередь это приводит к тому, что всегда также возбуждается электрическое поле с парой компонент (e_{φ}, e_z), и поверхностный импеданс имеет тензорную форму. Это приведет не только к модификации решений для распределения полей h_{φ}, h_z , но и к качественно новым эффектам за счет недиагональных элементов матрицы поверхностного импеданса. Это имеет большой практический интерес, что обуславливает необходимость построения решения связанной системы (3.10) [229].

Сделав замену переменной r = ax, перепишем систему уравнений (3.10) совместно с принятыми граничными условиями (3.11) и условиями ограниченности:

$$\begin{cases} x^{2} \frac{\partial^{2} h_{\varphi}}{\partial x^{2}} + x \frac{\partial h_{\varphi}}{\partial x} + (k_{1}^{2} x^{2} a^{2} - 1)h_{\varphi} = -k_{3}^{2} x^{2} a^{2} h_{z} \\ x^{2} \frac{\partial^{2} h_{z}}{\partial x^{2}} + x \frac{\partial h_{z}}{\partial x} + k_{2}^{2} x^{2} a^{2} h_{z} = -k_{3}^{2} x^{2} a^{2} h_{\varphi} \end{cases}$$

$$h_{\varphi}(1) = \overline{h}_{\varphi} \qquad h_{z}(1) = \overline{h}_{z} \\ h_{\varphi}(x \in [0,1]) < \infty \qquad h_{z}(x \in [0,1]) < \infty \qquad (3.20)$$

Если решение для магнитного поля найдено, то электрическое поле $\mathbf{e} = (e_{\varphi}, e_z)$ определяется из второго уравнения Максвелла. Тогда поверхностные значения компонент электрического поля $\bar{e}_{\varphi}, \bar{e}_z$ представляются через линейную комбинацию \bar{h}_{φ} , \bar{h}_z . Коэффициенты в этом представлении и определяют матрицу поверхностного импеданса.

Здесь мы также пренебрегаем доменными динамическими процессами и рассматривает случай однодоменного провода. Тогда выражение для магнитной проницаемости определяется вращательным тензором (2.45), а параметры μ_i определяются параметром восприимчивости $\tilde{\chi}$ (2.46) как:

$$\mu_{1} = 1 + 4\pi \cos^{2}(\theta)\tilde{\chi}, \qquad \mu_{2} = 1 + 4\pi \sin^{2}(\theta)\tilde{\chi},$$

$$\mu_{3} = -4\pi \sin(\theta)\cos(\theta)\tilde{\chi} \qquad (3.21)$$

Для решения связанной системы уравнений (3.10) используется метод асимптотических разложений [234-236]. В качестве характерного параметра формально может быть использовано отношение $\beta = a/\delta$, где $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$ соответствует немагнитной глубине скин-слоя. Решения строятся для двух предельных случаев: $\beta >> 1$ и $\beta << 1$, соответствующих высоко- и низкочастотным приближениям. Для промежуточных частот проводится интерполяция, так что получаемые решения оказываются справедливы в широкой области частот (или внешних магнитных полей).

Малым параметром задачи является β или $1/\beta$. Из теории асимптотических рядов известно, что ряд, вообще говоря, может получиться расходящимся, но оборванный на *n*-ом члене он должен приближать решение с точностью до $C_n\beta^n$ (или $C_n(1/\beta)^n$), где C_n - постоянная, отвечающая *n*-ому остаточному члену. Отличительной особенностью асимптотических рядов от сходящихся рядов вообще является тот факт, что предела $\lim_{n\to\infty} C_n\beta^n$ может и не существовать, поэтому постоянные C_n могут принимать достаточно большие значения. Единственно что гарантируется, так это сколь угодно малое значение $C_n\beta^n$ при $\beta \to 0$. Эти обстоятельства необходимо учитывать при интерпретации окончательных результатов, когда при последующих членах асимптотического разложения (после нулевого) могут появиться постоянные большой величины - это не будет означать, что полученное приближение неверно, поскольку такова специфика асимптотических членов.

Еще одно замечание необходимо сделать для случая высокочастотного приближения. Для получения асимптотических разложений понадобится метод сингулярных возмущений. В методе сингулярных возмущений решение ищется в виде суммы двух асимптотических рядов: *регулярного* и *сингулярного*. Регулярный ряд описывает решение внутри исследуемой области, или иначе говоря, описывает bulk свойства решения. Сингулярный ряд описывает особенности решения вблизи границы, поскольку, как это следует из общей теории сингулярных возмущений, в случае, когда малый параметр стоит при старшей производной дифференциального уравнения, решение может значительно изменяться в пределах очень маленькой приграничной области. Быстрое изменение решения вблизи границы ("*пограничный слой*") и плавное поведение внутри области не могут быть описаны одним асимптотическим рядом,

поскольку свойства решения кардинально изменяются вблизи границы и требуют более детального описания.

Предлагаемое методом сингулярных возмущений представление решения в виде суммы регулярной и сингулярной частей как нельзя лучше подходит для задач высокочастотной электродинамики. Пограничный слой является не чем иным, как скинслоем, поэтому сингулярный асимптотический ряд описывает изменение поля при удалении от границы. Регулярный асимптотический ряд мог бы описывать "глубокую диффузию" поля, по сравнению со скин-слоем. Однако в нашей задаче мы не встретим этот экзотический случай, и поля будут экспоненциально убывать при удалении от границы. Правда, гиротропность среды приведет к некоторой особенности структуры скин-слоя, а именно к двух-масштабности: падение поля будет описываться суммой двух экспонент с различными показателями. Причем, показатель одной экспоненты будет зависеть от магнитных свойств среды, а показатель другой - нет. Скин-слой изотропных сред всегда имеет один масштаб.

Методы асимптотических разложений были развиты для решения задач в таких областях как передача теплоты, диффузия, оптика, однако для задач микроволновой электродинамики этот метод впервые был развит в наших работах.

3.3.1 Высокочастотный предел

Этот случай соответствует случаю сильного скин-эффекта и в качестве малого параметра используется $\beta = \delta/a \ll 1$. Обычно приближение сильного скин-эффекта соответствует замене реальной геометрии на полуплоскость, и такой подход использовался в ряде работ для вычисления отдельных компонент поверхностного импеданса. Однако возникает неопределенность относительно области применения этого приближения в магнитных проводниках. Дело в том, что можно выделить два характерных параметра, определяющих глубину проникновения: магнитный и немагнитный. Само по себе условие $\delta/a \ll 1$ оказывается очень сильным и требует достаточно высоких частот, тогда как магнитная глубина проникновения уменьшается с частотой гораздо быстрее. Например, для аморфных проводов ($\sigma = 10^{16}$ s⁻¹), имеющих диаметр порядка 30 µm, δ становится сравнима с радиусом *a* в ГГц области, а

значительный рост импеданса с частотой наблюдается на МГц частотах. Это указывает на то, что истинный параметр разложения включает магнитную глубину проникновения. Между тем использование решения для плоской геометрии соответствует нулевому члену в разложении по параметру β , и необходимо построить ряд по этому параметру и определить следующие члены разложения для выяснения условий применимости. Умножая уравнение (3.20) на β^2 , получаем

$$\beta^{2}x^{2}\frac{\partial^{2}h_{\varphi}}{\partial x^{2}} + \beta^{2}x\frac{\partial h_{\varphi}}{\partial x} + \left(\beta_{1}^{2}x^{2} - \beta^{2}\right)h_{\varphi} = -\beta_{3}^{2}x^{2}h_{z}$$

$$\beta^{2}x^{2}\frac{\partial^{2}h_{z}}{\partial x^{2}} + \beta^{2}x\frac{\partial h_{z}}{\partial x} + \beta_{2}^{2}x^{2}h_{z} = -\beta_{3}^{2}x^{2}h_{\varphi}$$
(3.22)

Здесь $\beta_i^2 = 2 j \mu_i$. Уравнения (3.22) имеют малый параметр при старшей производной и относятся к классу сингулярно возмущенных уравнений. Следуя общему методу сингулярных возмущений, будем искать решения системы (3.22) в виде двух асимптотических рядов (регулярного и сингулярного) :

$$h_{\varphi}(x,\eta) = \sum_{n\geq 0} \beta^n R_{\varphi n}(x) + \sum_{n\geq 0} \beta^n S_{\varphi n}(\eta), \qquad (3.23)$$

$$h_{z}(x,\eta) = \sum_{n \ge 0} \beta^{n} R_{z n}(x) + \sum_{n \ge 0} \beta^{n} S_{z n}(\eta)$$
(3.24)

Здесь $R_{\phi n}$, R_{zn} и $S_{\phi n}$, S_{zn} - члены регулярных и сингулярных рядов, соответственно; $\eta = (x-1)/\beta$ является «быстрой переменной». Уравнения (3.22), записанные относительно η , приобретают вид:

$$(\eta\beta+1)^2 \frac{\partial^2 h_{\varphi}}{\partial \eta^2} + \beta(\eta\beta+1) \frac{\partial h_{\varphi}}{\partial \eta} + (\beta_1^2(\eta\beta+1)^2 - \beta^2) h_{\varphi} = -\beta_3^2(\eta\beta+1)^2 h_z$$

$$(\eta\beta+1)^2 \frac{\partial^2 h_z}{\partial \eta^2} + \beta(\eta\beta+1) \frac{\partial h_z}{\partial \eta} + \beta_2^2(\eta\beta+1)^2 h_z = -\beta_3^2(\eta\beta+1)^2 h_{\varphi}$$

$$h_{\varphi}(0) = \bar{h}_{\varphi}, \quad h_z(0) = h_{ex}$$

$$h_{\varphi}(\eta) < \infty, \quad h_z(\eta) < \infty, \quad -1/\beta \le \eta \le 0$$

$$(3.25)$$

Подставим регулярные ряды в систему (3.22), а сингулярные в систему (3.25), и соберем члены при одинаковых степенях n параметра β . Для нулевого (n=0) регулярного приближения получим:

$$\beta_2^2 R_{z0}(x) = -\beta_3^2 R_{\phi 0}(x)$$

$$\beta_1^2 R_{\phi 0}(x) = -\beta_3^2 R_{z0}(x)$$
(3.26)

Отсюда получаем, что $R_{z0} = R_{\phi 0} \equiv 0$. Аналогично (3.26), легко показать, что все регулярные члены обоих асимптотических рядов (3.23), (3.24) будут тождественно равны нулю. Таким образом, поле будет диффундировать вглубь проволоки только благодаря сингулярным членам асимптотических рядов, которые (в силу общей теории) имеют экспоненциальную оценку, т.е. налицо скин-эффект.

Для нулевого сингулярного приближения получим уравнения:

$$\frac{\partial^2 S_{\phi 0}}{\partial \eta^2} + \beta_1^2 S_{\phi 0} = -\beta_3^2 S_{z0}, \quad S_{\phi 0}(0) = \bar{h}_{\phi}$$

$$\frac{\partial^2 S_{z0}}{\partial \eta^2} + \beta_2^2 S_{z0} = -\beta_3^2 S_{\phi 0}, \quad S_{z0}(0) = h_{ex}$$
(3.27)

Систему (3.27) необходимо дополнить требованием, позволяющим выделить единственное физическое решение:

$$\lim_{\substack{\beta \to 0 \\ x < 1}} S((x-1)/\beta) = \lim_{\eta \to -\infty} S(\eta) = 0$$
(3.28)

Решение связанной системы (3.27) ищется в виде $C \mathbf{y} \exp(\xi \eta)$, где $\mathbf{y} = (y_1, y_2)$ – собственный

вектор, *C* – произвольная постоянная и параметр ξ удовлетворяет характеристическому уравнению

$$\xi^{4} + \xi^{2} \left(\beta_{1}^{2} + \beta_{2}^{2} \right) + \left(\beta_{1}^{2} \beta_{2}^{2} - \beta_{3}^{4} \right) = 0$$

Полагая $\beta_i^2 = 2j\mu_i$, где μ_i определяются (3.21), получим

$$\xi_1 = \pm (1 - j), \quad \xi_2 = \pm (1 - j)\sqrt{\tilde{\mu}}$$

$$\tilde{\mu} = 1 + 4\pi \tilde{\chi}$$
(3.29)

В (3.29) должны рассматриваться только положительные собственные значения в соответствие с условием (3.28), так как в этом случае exp(ξη) ограничена для любого η < 0. Окончательно, общее решение (3.27) представляется как

$$\binom{h_{\varphi}}{h_{z}} = C^{(1)} \binom{y_{1}^{(1)}}{y_{2}^{(1)}} \exp\left(\frac{(1-j)a}{\delta}(x-1)\right) + C^{(2)} \binom{y_{1}^{(2)}}{y_{2}^{(2)}} \exp\left(\frac{(1-j)a}{\delta}\sqrt{\mu}(x-1)\right) \quad (3.30)$$

Полученное решение ясно демонстрирует существование двух характерных длин: δ и $\delta_m = \delta / \sqrt{\tilde{\mu}}$. Первый параметр δ соответствует немагнитному проводнику и определяет распределение электромагнитного поля с локальной поляризацией, для которой магнитное поле в волне параллельно постоянной намагниченности \mathbf{M}_0 . Второй параметр δ_m - магнитная глубина проникновения, и соответствует моде с **h** перпендикулярной \mathbf{M}_0 . В рассматриваемом случае вектор \mathbf{M}_0 имеет геликоидальное направление, что приводит к существованию обоих поляризаций и распределению поля с двумя характерными длинами.

После определения постоянных $C^{(1)}$ и $C^{(2)}$ из граничных условий, задача в нулевом приближении оказывается решенной. В результате получим:

$$S_{z0} = \overline{h_z} \left[\frac{e^{\xi_1 \eta} (\beta_1 + \xi_1^2) - e^{\xi_2 \eta} (\beta_1 + \xi_2^2)}{\xi_1^2 - \xi_2^2} \right] + \overline{h_\varphi} \left[\frac{\beta_3 (e^{\xi_2 \eta} - e^{\xi_1 \eta})}{\xi_1^2 - \xi_2^2} \right]$$

$$S_{\varphi 0} = \overline{h_z} \left[\frac{\beta_3 (e^{\xi_2 \eta} - e^{\xi_1 \eta})}{\xi_1^2 - \xi_2^2} \right] + \overline{h_\varphi} \left[\frac{e^{\xi_1 \eta} (\beta_2 + \xi_1^2) - e^{\xi_2 \eta} (\beta_2 + \xi_2^2)}{\xi_1^2 - \xi_2^2} \right]$$
(3.31)

Выражения для электрических полей на поверхности получим из второй пары уравнений (3.3):

$$\bar{e}_{\varphi} = -\frac{c}{4\pi\sigma\beta a} \frac{\partial S_z}{\partial \eta}\Big|_{\eta=0} \qquad \bar{e}_z = \frac{c}{4\pi\sigma\beta a} \frac{\partial S_{\varphi}}{\partial \eta}\Big|_{\eta=0}$$
(3.32)

Подставляя в (3.32) выражения (3.31) и учитывая определение матрицы поверхностного импеданса, найдем выражения для компонент матрицы поверхностного импеданса с точностью до порядка $(\delta/a)^0$:

$$\hat{\varsigma} = \begin{pmatrix} \varsigma_{zz} & \varsigma_{z\varphi} \\ \varsigma_{\varphi z} & \varsigma_{\varphi \varphi} \end{pmatrix} = \frac{c(1-j)}{4\pi\sigma\delta} \begin{pmatrix} \sqrt{\tilde{\mu}}\cos^2(\theta) + \sin^2(\theta) & (\sqrt{\tilde{\mu}}-1)\sin(\theta)\cos(\theta) \\ (\sqrt{\tilde{\mu}}-1)\sin(\theta)\cos(\theta) & \cos^2(\theta) + \sqrt{\tilde{\mu}}\sin^2(\theta) \end{pmatrix}$$
(3.33)

Далее строится решение в первом приближении по параметру β . Это позволит корректно показать, что условие $\delta_m/a \ll 1$ действительно определяет область применения уравнения (3.33). Наличие следующего члена разложения будет также важно для построения решения в широкой области частот.

В первом приближении по β уравнения для S_{z1} и $S_{\phi1}$ имеют вид:

$$\frac{\partial^2 S_{z1}}{\partial \eta^2} + \beta_2^2 S_{z1} = -\beta_3^2 S_{\varphi 1} - \frac{\partial S_{z0}}{\partial \eta}, \qquad S_{z1}(0) = 0$$

$$\frac{\partial^2 S_{\varphi 1}}{\partial \eta^2} + \beta_1^2 S_{\varphi 1} = -\beta_3^2 S_{z1} - \frac{\partial S_{\varphi 0}}{\partial \eta}, \qquad S_{\varphi 1}(0) = 0$$

$$(3.34)$$

Поскольку функции $\partial S_{z0}/\partial \eta$ и $\partial S_{\phi 0}/\partial \eta$ представляются в экспоненциальной форме, частное решение (3.34) записывается как:

$$\widetilde{S}_{z1} = (a_1\eta + b_1)e^{\xi_1\eta} + (a_2\eta + b_2)e^{\xi_2\eta}$$

$$\widetilde{S}_{q1} = (c_1\eta + d_1)e^{\xi_1\eta} + (c_2\eta + d_2)e^{\xi_2\eta}$$
(3.35)

Общее решение однородной системы уравнений (3.34) ищется в виде $C \mathbf{y} \exp(\xi \eta)$, где постоянные C находятся из нулевых граничных условий в системе (3.34). Получающиеся в общем виде формулы, выраженные через $\xi_{1,2}$ и $\beta_{1,2,3}$, оказываются весьма громоздкими, но после подстановки модельных значений $\xi_{1,2}$ и $\beta_{1,2,3}$ выражения существенно упрощаются. Приведем лишь окончательный результат для производных от членов первого порядка асимптотического разложения, взятых в точке $\eta = 0$, которые нужны для определения поверхностных значений компонент электрического поля, и следовательно, импедансной матрицы. В рамках рассматриваемой модели, получаются очень простые выражения:

$$\frac{\partial S_{z1}}{\partial \eta}\Big|_{\eta=0} = -\frac{1}{2}\bar{h}_{z}, \qquad \qquad \frac{\partial S_{\varphi 1}}{\partial \eta}\Big|_{\eta=0} = -\frac{1}{2}\bar{h}_{\varphi} \qquad (3.36)$$

Тогда, член первого порядка для матрицы импеданса имеет вид:

$$\hat{\varsigma}_{1} = \frac{c \, (1-j)}{4 \, \pi \, \sigma \, \delta} \left(\frac{\delta}{a} \right) \left(\begin{array}{c} \frac{(1+j)}{4} & 0\\ 0 & -\frac{(1+j)}{4} \end{array} \right)$$
(3.37)

Из сравнения (3.33) и (3.37) можно получить, что отношение $\hat{\zeta}_1/\hat{\zeta}_0$ оказывается порядка $(\delta/a)/\sqrt{\tilde{\mu}}$, или δ_m/a . Следовательно, реальный параметр в высокочастотном разложении для импеданса является δ_m/a . Это обстоятельство позволяет понять, почему высокочастотное приближение хорошо работает в широком диапазоне частот и полей, если $\tilde{\mu}$ оказывается достаточно большим.

3.3.2 Низкочастотный предел

Следующая задача – построение низкочастотного приближения ($a/\delta \ll 1$). На основании полученного результата можно сразу предположить, что параметр разложения должен включать магнитный скин-слой. Однако при формальном подходе будет сложно осуществить связку двух пределов. Низкочастотное приближение строится так, что его можно будет использовать при $a/\delta_m \simeq 1$. Решение системы уравнений (3.20) ищется в виде

$$h_{\varphi} = \bar{h}_{\varphi} \frac{J_1(k_1 a x)}{J_1(k_1 a)} + \tilde{h}_{\varphi}(x) \qquad h_z = \bar{h}_z \frac{J_0(k_2 a x)}{J_0(k_2 a)} + \tilde{h}_z(x)$$
(3.38)

Поиск решения в виде (3.38) продиктован следующими соображениями. Можно попытаться учесть связность уравнений асимптотически, тогда «большая часть решения будет угадана» - это решение системы уравнений (3.20) без правой части, но с нужными граничными условиями. Такое представление, как будет показано дальше, позволяет получить практически монотонный переход с одной асимптотики на другую. Этот метод во многом напоминает метод суммирования рядов (особенно медленно сходящихся),

когда в основном ряде угадывается точно суммируемая часть, а оставшийся ряд, полученный вычитанием точно суммируемого, будет некоторой быстросходящейся добавкой.

Связанность уравнений (3.20) определяется функциями \tilde{h}_{ϕ} и \tilde{h}_{z} , которые находятся из уравнений:

$$x^{2} \frac{\partial^{2} \tilde{h}_{\varphi}}{\partial x^{2}} + x \frac{\partial \tilde{h}_{\varphi}}{\partial x} + \left(\beta_{1}^{2} \beta^{2} x^{2} - 1\right) \tilde{h}_{\varphi} = -h_{ex} \frac{\beta_{3}^{2} \beta^{2} x^{2} J_{0}(\beta_{2} \beta x)}{J_{0}(\beta_{2} \beta)} - \beta_{3}^{2} \beta^{2} x^{2} \tilde{h}_{z}$$

$$x^{2} \frac{\partial^{2} \tilde{h}_{z}}{\partial x^{2}} + x \frac{\partial \tilde{h}_{z}}{\partial x} + \beta_{2}^{2} \beta^{2} x^{2} \tilde{h}_{z} = -\bar{h}_{\varphi} \frac{\beta_{3}^{2} \beta^{2} x^{2} J_{1}(\beta_{1} \beta x)}{J_{1}(\beta_{1} \beta)} - \beta_{3}^{2} \beta^{2} x^{2} \tilde{h}_{\varphi}$$
(3.39)

удовлетворяющих нулевым граничным условиям:

$$\begin{split} & \widetilde{h}_{\varphi}(1) = 0 \quad \widetilde{h}_{z}(1) = 0 \\ & \widetilde{h}_{\varphi}(x) < \infty \quad \widetilde{h}_{z}(x) < \infty \end{split}$$

Здесь мы будем использовать то же самое обозначение для малого параметра $\beta = a/\delta$ (хотя он и является величиной, обратной к тому, что использовалось в предыдущем разделе). Будем использовать метод регулярных возмущений по β и представим решения в виде

$$\widetilde{h}_{\varphi}(x) = \sum_{n \ge 0} \beta^n \widetilde{h}_{\varphi n}(x), \qquad \qquad \widetilde{h}_z(x) = \sum_{n \ge 0} \beta^n \widetilde{h}_{z n}(x) \qquad (3.40)$$

Используем также разложения в ряд функций Бесселя:

$$\frac{J_{1}(\beta_{1}\beta_{x})}{J_{1}(\beta_{1}\beta)} = x \left[1 + \frac{\beta_{1}^{2}\beta^{2}}{8} \left(1 - x^{2} \right) \right] + O\left(\beta^{4}\right),$$
(3.41)
$$\frac{J_{0}(\beta_{2}\beta_{x})}{J_{0}(\beta_{2}\beta)} = \left[1 + \frac{\beta_{2}^{2}\beta^{2}}{4} \left(1 - x^{2} \right) \right] + O\left(\beta^{4}\right)$$

Подставляя разложения (3.40) и (3.41) в (3.39) и собирая члены при одинаковых степенях β^{i} , получим уравнения для определения неизвестных функций $\tilde{h}_{\phi n}(x)$ и

 $\tilde{h}_{z\,n}(x)$. Для всех этих уравнений следует принять однородные граничные условия. Для нулевого приближения получим:

$$\begin{cases} x^{2} \frac{\partial^{2} \tilde{h}_{z0}}{\partial x^{2}} + x \frac{\partial \tilde{h}_{z0}}{\partial x} = 0 \\ x^{2} \frac{\partial^{2} \tilde{h}_{\varphi 0}}{\partial x^{2}} + x \frac{\partial \tilde{h}_{\varphi 0}}{\partial x} - \tilde{h}_{\varphi 0} = 0 \\ \tilde{h}_{\varphi 0}(1) = 0 \qquad \tilde{h}_{z0}(1) = 0 \\ \tilde{h}_{\varphi 0}(x \in [0,1]) < \infty \qquad \tilde{h}_{z0}(x \in [0,1]) < \infty \end{cases}$$
(3.42)

Общие решения уравнений (3.42) легко находятся: $\tilde{h}_{z0} = A_1 \ln(x) + A_2$ и $\tilde{h}_{\varphi 0} = B_1 / x + B_2 x$. Из однородных граничных условий и условий ограниченности следует, что $A_1 = A_2 = B_1 = B_2 = 0$. Таким образом получаем, что решение нулевого приближения тождественно равно нулю. Аналогично можно показать, что решение для первого приближения и любого нечетного приближения равны нулю. Запишем уравнения для второго приближения:

$$x^{2} \frac{\partial^{2} \tilde{h}_{\varphi 2}}{\partial x^{2}} + x \frac{\partial \tilde{h}_{\varphi 2}}{\partial x} - \tilde{h}_{\varphi 2} = -\bar{h}_{z} \beta_{3}^{2} x^{2}$$

$$x^{2} \frac{\partial^{2} \tilde{h}_{z2}}{\partial x^{2}} + x \frac{\partial \tilde{h}_{z2}}{\partial x} = -\bar{h}_{\varphi} \beta_{3}^{2} x^{3}$$

$$\tilde{h}_{\varphi 2}(1) = 0 \quad \tilde{h}_{z2}(1) = 0$$

$$\tilde{h}_{\varphi 2}(x) < \infty \quad \tilde{h}_{z2}(x) < \infty$$
(3.43)

Решения (3.43) имеют вид:

$$\tilde{h}_{\varphi 2} = \frac{\overline{h}_z \beta_3^2 \left(x - x^2\right)}{3}, \qquad \qquad \tilde{h}_{z 2} = \frac{\overline{h}_{\varphi} \beta_3^2 \left(1 - x^3\right)}{9}$$
(3.44)

Выпишем также уравнения для членов четвертого порядка:

$$x^{2} \frac{\partial^{2} \tilde{h}_{\varphi 4}}{\partial x^{2}} + x \frac{\partial \tilde{h}_{\varphi 4}}{\partial x} - \tilde{h}_{\varphi 4} = -\bar{h}_{z} \frac{\beta_{z}^{2} \beta_{3}^{2}}{4} x^{2} (1 - x^{2}) - x^{2} (\beta_{3}^{2} \tilde{h}_{z 2} + \beta_{1}^{2} \tilde{h}_{\varphi 2})$$

$$x^{2} \frac{\partial^{2} \tilde{h}_{z 4}}{\partial x^{2}} + x \frac{\partial \tilde{h}_{z 4}}{\partial x} = -\bar{h}_{\varphi} \frac{\beta_{1}^{2} \beta_{3}^{2}}{8} x^{3} (1 - x^{2}) - x^{2} (\beta_{2}^{2} \tilde{h}_{z 2} + \beta_{3}^{2} \tilde{h}_{\varphi 2})$$

$$\tilde{h}_{\varphi 4}(1) = 0 \quad \tilde{h}_{z 4}(1) = 0$$

$$\tilde{h}_{\varphi 4}(x) < \infty \quad \tilde{h}_{z 4}(x) < \infty$$
(3.45)

Соответствующие решения имеют вид:

$$\begin{split} \widetilde{h}_{\varphi 4} &= -\overline{h}_{\varphi} \frac{\beta_{3}^{4}}{9} \left(\frac{x^{2}}{3} - \frac{x^{5}}{24} - \frac{21}{72} x \right) - \overline{h}_{z} \frac{\beta_{2}^{2} \beta_{3}^{2}}{4} \left(\frac{x^{2}}{3} - \frac{x^{4}}{15} - \frac{12}{45} x \right) - \\ &\quad -\overline{h}_{z} \frac{\beta_{1}^{2} \beta_{3}^{2}}{3} \left(\frac{x^{3}}{8} - \frac{x^{4}}{15} - \frac{7}{120} x \right) \end{split}$$
(3.46)
$$\begin{split} \widetilde{h}_{z 4} &= -\overline{h}_{\varphi} \frac{\beta_{1}^{2} \beta_{3}^{2}}{8} \left(\frac{x^{3}}{9} - \frac{x^{5}}{25} - \frac{16}{225} \right) - \overline{h}_{\varphi} \frac{\beta_{3}^{2} \beta_{2}^{2}}{9} \left(\frac{x^{2}}{4} - \frac{x^{5}}{25} - \frac{21}{100} \right) - \\ &\quad -\overline{h}_{z} \frac{\beta_{3}^{4}}{3} \left(\frac{x^{3}}{9} - \frac{x^{4}}{16} - \frac{7}{144} \right) \end{split}$$

Таким образом, уравнения (3.38), (3.44) и (3.46) определяют компоненты магнитных полей, причем связанность мод находится с точностью до β⁴. Выпишем эти решения:

$$h_{\varphi} = \bar{h}_{\varphi} \frac{J_{1}(k_{1}a x)}{J_{1}(k_{1}a)} + \beta^{2} \tilde{h}_{\varphi 2}(x) + \beta^{4} \tilde{h}_{\varphi 4}(x)$$

$$h_{z} = \bar{h}_{z} \frac{J_{0}(k_{2}a x)}{J_{0}(k_{2}a)} + \beta^{2} \tilde{h}_{z 2}(x) + \beta^{4} \tilde{h}_{z 4}(x)$$
(3.47)

Далее, используя (3.47) для вычисления компонент электрического поля из второй пары уравнений (3.3) и, представляя эти решения на поверхности в виде линейной комбинации по \bar{h}_{ϕ} и \bar{h}_{z} , определим компоненты матрицы поверхностного импеданса в этом приближении:

$$\varsigma_{zz} = \frac{k_1 c}{4 \pi \sigma} \frac{J_0(k_1 a)}{J_1(k_1 a)} + \frac{1}{54} \left(\frac{a}{\delta}\right)^4 \frac{c \mu_3^2}{\pi \sigma a}$$
(3.48)

$$\varsigma_{\varphi\phi} = -\frac{k_2 c}{4 \pi \sigma} \frac{J_1(k_2 a)}{J_0(k_2 a)} + \frac{1}{36} \left(\frac{a}{\delta}\right)^4 \frac{c \,\mu_3^2}{\pi \sigma a} \tag{3.49}$$

$$\varsigma_{\varphi z} = \varsigma_{z\varphi} = j \frac{a\omega}{3c} \mu_3 - \left(\frac{a}{\delta}\right)^4 \left[\frac{\mu_1 \mu_3}{60} + \frac{\mu_2 \mu_3}{30}\right] \frac{c}{\pi \sigma a}$$
(3.50)

Вторые члены в уравнениях (3.48)–(3.49) квадратично зависят от соответствующих магнитных параметров μ_i , демонстрируя, что реальный параметр разложения включает магнитный скин-слой, (но параметр δ_m не входит в эти разложения в явном виде). Например, для уравнения (3.48) в случае $k_1a > 1$ (но $a/\delta <<1$) отношение второго члена к первому равняется (1/54) $(k_3a)^4/k_1a$. Члены k_i являются одного порядка, и малость этого отношения, по сути, определяется малым численным параметром (1/54 для данного примера). Численный анализ полностью подтверждает вывод, что первые члены в (3.48)–(3.49) дают основной вклад даже при условии $(k_i/a) \approx 1$. Построение асимптотических решений в таком виде позволяет сшить низкочастотное и высокочастотное приближения. На это указывает также тот факт, что если провести высокочастотное разложение до порядка $(\delta/a)^1$ функций $[(k_ic/4\pi\sigma)J_0(k_ia)/J_1(k_ia)]$ и $[-(k_2c/4\pi\sigma)J_1(k_2a)/J_0(k_2a)]$ при $\cos(\theta)=1$ и $\sin(\theta)=1$, соответственно, то мы как раз и получим диагональные компоненты матрицы импеданса (3.33) при соответствующих углах. Т.е. функции Бесселя «пролагают мостик» между двумя асимптотиками.

3.3.3 Импедансные характеристики

Полученные результаты дают возможность исследовать частотные и полевые характеристики магнитного импеданса при произвольных частотах. Предполагается, что провод находится в однодоменном состоянии и тензор магнитной проницаемости связан с вращением намагниченности, то есть эффективный параметр $\tilde{\mu}$ определяется формулами (2.46). На Рисунке 3.5 показаны частотные зависимости компонент импедансной матрицы, рассчитанные используя оба предела (в безразмерных единицах a/δ). Поскольку оба разложения включают магнитную глубину проникновения, выбор




Рисунок 3.5 Частотные спектры компонент импедансной матрицы $\hat{\zeta}$ вычисленные в низкочастотном и высокочастотном пределах для (а) циркулярной анизотропии $\alpha = 90^{\circ} (2\Delta_K = 5^{\circ})$ и (b) геликоидальной анизотропии $\alpha = 60^{\circ}$. Значения используемых параметров для вычисления: $H_{ex} = 0.25 H_K$, $H_K = 5$ Э, $\sigma = 10^{16} c^{-1}$, $M_0 = 500$ Гс, $\tau = 0.2$, $\gamma = 2 \cdot 10^7$ рад/с Э.

Для приведенных данных $H_{ex} = 0.25 H_K$, что недостаточно для намагничивания провода вдоль оси. Рисунок 3.5а соответствует циркулярной анизотропии($\alpha = 90^\circ$, $2\Delta_K = 5^\circ$), а Рисунок 3.5b – геликоидальной ($\alpha = 60^\circ$). Для используемых параметров значение проницаемости достаточно велико, и переход с низкочастотной на высокочастотную асимптотику происходит при $a/\delta = 0.1 - 0.15$. Для $\zeta_{z\phi}, \zeta_{\phi\phi}$ компонентов асимптотики имеют область пересечения, и даже для $\alpha = 90^\circ$ компонента $\zeta_{\phi\phi}$ монотонно переходит в высокочастотный предел. Для компоненты ζ_{zz} есть определенный разрыв между асимптотиками, и может потребоваться интерполяция. Этот разрыв невелик, зависит от угла анизотропии и внешнего магнитного поля. Как правило, плавная сшивка асимптотик для любых частот происходит при $|H_{ex}| > H_K$.



Рисунок 3.6 Полевые характеристики продольной диагональной компоненты импеданса ζ_{zz} , рассчитанные в низкочастотном и высокочастотном приближениях для различных частот: (a)- 5 МГц (b)- 20 МГц. Провод имеет циркулярную анизотропию и диаметр 10 мкм.

Полевые характеристики компонент импеданса определяются поведением угла статической намагниченности $\theta(H_{ex})$ и динамической восприимчивости $\tilde{\chi}(H_{ex})$. Для тонких проводов и не очень высоких частот становится особенно актуальным низкочастотное приближение. В этом случае, отклонение от высокочастотного приближения будет не только внутри области $|H_{ex}| < H_K$, но и при $|H_{ex}| > H_K$ (см. Рисунок 3.6). С повышением частоты высокочастотное приближение начнет «притягиваться» к низкочастотному во всем диапазоне полей.



Рисунок 3.7. Полевые зависимости компонент импедансной матрицы $\hat{\zeta}$ для циркулярной анизотропии. На графиках (а)-(с) представлены абсолютные значения ζ_{zz} , $\zeta_{\phi\phi}$ и $\zeta_{z\phi}$ как функции H_{ex} , для $H_b/H_K = 0$ и 1. Рисунок (d) показывает поведение реальных и мнимых частей недиагональной компоненты $\zeta_{z\phi}$ (H_{ex}) для $H_b = 0$. Параметры, которые использовались для расчета: 2a = 120 мкм, f = 20 МГц. Остальные параметры такие же, как и для Рисунка 3.5.

Следует отметить, что сшивка асимптотик лучше проходит для тонких проволок, когда существует частота, при которой обе асимптотики совпадают. Рассматривая полевые зависимости можно ввести практическое условие, что переход на высокочастотную асимптотику происходит, когда следующий член разложения в низкочастотном пределе увеличивается, скажем, до 10%.

На Рисунке 3.7 полевые зависимости даны для случая циркулярной анизотропии. Наибольшая чувствительность наблюдается в малых полях $H_{ex} < H_K$, когда происходит переориентация статической намагниченности внешним полем. Положения максимумов на зависимостях для ζ_{zz} , $\zeta_{\varphi\varphi}$, $\zeta_{z\varphi}$ приблизительно те же, что и для функций $\sin^2 \theta$, $\cos^2 \theta$, sin 2 θ , то есть, $H_{ex} = H_K$, 0, $H_K/2$, соответственно. С увеличением частоты, максимумы на зависимостях ζ_{zz} и $\zeta_{z\phi}$ смещаются в область больших полей, что определяется спектрами восприимчивости. Следует отметить, что такое поведение диагональной компоненты ζ_{zz} соответствует поведению вращательной проницаемости и имеет характерную форму с двумя симметричными пиками. Поскольку рассматривается однодоменное состояние, то вклада от доменных границ нет, и колоколообразное поведение не имеет места даже при низких частотах (см. Рисунок 3.3). Наличие дополнительного циркулярного поля H_b (индуцированного постоянным током), которое вообще говоря требуется для устранения доменной структуры, увеличивает магнитную жесткость. Пики импедансов уменьшаются и расширяются. По отношению к H_{ex}, диагональные компоненты симметричны, а недиагональные – антисимметричны. Это оказывается практически важно для получения линейных характеристик, которые принципиальны сенсорных устройств. Антисимметричность для Szø продемонстрирована на Рисунке 3.7д, где представлены реальные и действительные части.

3.4 Экспериментальное определение тензора импеданса при повышенных частотах и сравнение с теорией.

В этом разделе обсуждается методика измерения тензора поверхностного импеданса, приводятся экспериментальные данные и проводится аккуратное сравнение экспериментальных и теоретических импедансных характеристик [229, 237-239]. Здесь мы ограничимся рассмотрением циркулярной анизотропи. Детальное иследование импедансных характеристик для геликоидальной анизотропии проводится в Главе 5, где рассматривается анизотропный магнитоимпедансный эффект.

Поскольку поверхностный импеданс имеет тензорную форму, переменный ток i_w в магнитном проводнике индуцирует сигнал напряжения как на концах проводника (V_w), так и в катушке (V_c), намотанной на проводник. Аналогично, ток в катушке i_c , намотанной на магнитный проводник, индуцирует напряжение как во вторичной

катушке, так и на концах проводника. То есть для магнитного проводника можно обобщить закон Ома и ввести понятие тензора импеданса.

$$\overline{V} = \hat{Z}\overline{\iota}$$

$$\overline{V} = \begin{pmatrix} V_w \\ V_c \end{pmatrix}, \hat{Z} = \begin{pmatrix} Z_{zz} & Z_{\varphi z} \\ Z_{z\varphi} & Z_{\varphi \varphi} \end{pmatrix}, \overline{\iota} = \begin{pmatrix} i_w \\ i_c \end{pmatrix}$$
(3.51)

Компоненты тензора \hat{Z} пропорциональны соответствующим компонентам тензора поверхностного импеданса. Например,

$$Z_{zz} = \frac{2l}{ca} \varsigma_{zz} \tag{3.52}$$

На Рисунке 3.8 представлена схема измерения компонент тензора импеданса, в которой используется соответствующая пара: сигнал возбуждения и выходной сигнал. Аналогичный подход для измерения тензора поверхностного импеданса при различных условиях развивался позднее в ряде работ (см., например, [99, 240-241]).



Рисунок 3.8. Схема измерения компонент тензора импеданса.

Соответственно, тензор поверхностного импеданса определяется через измеряемые величины:

$$\varsigma_{zz} = \frac{V_w}{h_{\varphi}l} = \frac{ca}{2l} \frac{V_w}{i_w}$$
(3.53*a*)

$$\varsigma_{\varphi z} = \frac{V_c}{\bar{h}_{\varphi}(2\pi a N_1)} = \frac{c}{4\pi N_2} \frac{V_c}{i_w}$$
(3.53b)

$$\varsigma_{z\varphi} = \frac{V_w}{\bar{h}_z l} = \frac{c}{4\pi N_1} \frac{V_w}{i_c} \tag{3.53c}$$

$$\varsigma_{\varphi\varphi} = \frac{V_c}{\bar{h}_z 2\pi N_1 a} = \frac{c}{a(4\pi)^2 N_1 N_2} \frac{V_c}{i_c}$$
(3.53*d*)

Здесь N₁, N₂- число витков на единицу длины в возбуждающей (первичной) и детектирующей(вторичной) катушках, соответственно.



Рисунок 3.9. Электрическая схема измерительных ячеек. (а) для продольного диагонального импеданса; (b) для недиагонального импеданса.

Измерения могут быть произведены с помощью векторного анализатора (например, Vector Network Analyser HP 8753e) и специальной высокочастотной измерительной ячейки, электрическая схема которой представлена на Рисунке 3.9. Ячейки подсоединяются к передающим/принимающим портам с помощью 3.5 мм коннекторов. Элемент провода длиной порядка 1 см устанавливается в ячейку с

помощью электрических контактов. Для измерения продольной диагональной компоненты импеданса на провод подается напряжение, и сигнал снимается также с провода (Рисунок 3.8а). Для измерения недиагональной компоненты сигнал снимается с катушки, намотанной на провод, а напряжение подается на провод (Рисунок 3.8 с), или сигнал снимается с провода, а напряжение подается на катушку (Рисунок 3.8 б). Диагональная циркулярная компонента измеряется с использованием двух катушеккатушки возбуждения и детектирующей катушки (Рисунок 3.8 д). В общем случае по проводу может протекать постоянный ток смещения. Тогда, блокирующий конденсатор С предотвращает попадание постоянного тока в анализатор. Терминальные сопротивления R обеспечивают нормировку входящих/выходящих импедансов измеряемых образцов. Измеряемым параметром является S₂₁ – прямая трансмиссия. Этот параметр определяется отношением $S_{21} = V_{out}/V_S$, где V_S соответствует сигналу возбуждения, а Vout-выходному сигналу. Частота переменного сигнала фиксируется, а напряжение постоянного источника используется как сканирующий параметр. Сигнал с постоянного источника после усиления подается на соленоид, который создает магнитное поле $H_{\rho x}$. Влияние постоянного тока, создающего циркулярное подмагничивающее поле H_h, также исследуется. Амплитуда тока высокочастотного возбуждающего сигнала берется меньше 1 мА, при этом нелинейные динамические процессы, связанные с вращением намагниченности или с необратимым смещением Рисунок 3.10 представляет экспериментальные доменных границ исключаются. полевые зависимости $\zeta_{zz}(H_{ex})$, где также дано сравнение с теретическими расчетами. Нормализованный импеданс соответствует отношению $V_{\rm w}/V_{\rm s}$. Мнимые И действительные части этого отношения, представленные на Рисунке 3.10а, имеют два симметричных пика, положение которых соответствует полю анизотропии $H_K \approx 5$ Э (величина которого была найдена по измерению статической кривой намагниченности). При дополнительном подмагничивании током I_b значение импеданса при $H_{ex} = 0$ значительно уменьшается. Это объясняется тем, что наличие I_b устраняет доменную структуру и уменьшает магнитную проницаемость. Для не очень высоких значениях *I*_b, величина импеданса в максимуме практически не меняется, так как эти пики связаны с вращением намагниченности. Однако дальнейший рост Ib приводит к увеличению магнитной жесткости, уменьшению импеданса и уменьшению его чувствительности к полю. Сравнение с теорией представлено на (b),(c). Для возможности проведения численного сравнения, теоретические кривые нормируются на экспериментальные

значения импеданса при больших полях, соответствующих магнитному насыщению. То есть, теоретические данные приводятся в S_{21} представление. В случае $I_b = 0$, основное различие наблюдается в области низких полей, где велико влияние доменных границ, так как используемый расчет полностью игнорирует доменную проницаемость. Видно, что доменные процессы могут быть существенны для достаточно высоких частот, порядка 20 МГц. Если приложить достаточно большой ток $I_b = 100$ мА (диаметр провода- 120 мкм), который намагничивает провод в циркулярном направлении, устраняя доменные границы, то согласие эксперимента и теории становится достаточно хорошим.



Рисунок 3.10. Экспериментальные зависимости продольного импеданса $\zeta_{zz}(H_{ex})$ для различных значений тока I_b и сравнение с теорией. На Рисунке (а), реальные и мнимые части отношения V_{out}/V_{in} (которое пропорционально ζ_{zz}) представлены. На Рисунке (б) и (с) амплитуда $|\zeta_{zz}|$ vs. H_{ex} (нормированная отношением V_{out}/V_{in}) сравнивается с теоретическими зависимостями для частоты 20 МГц. Использовался провод, полученный по технологии in-rotating water, состава Co_{68.2}Fe_{4.3}Si_{12.5}B₁₅ и с диаметром 120 мкм.

При увеличении частоты возбуждения до 100 МГц, когда релаксация, связанная со смещением границ, становится уже большой и доменные процессы дают небольшой вклад в общую проницаемость, согласие эксперимента и теории становится значительно лучше, как видно из Рисунка 3.11.



Рисунок 3.11. Экспериментальные и теоретические зависимости продольного импеданса $\zeta_{ZZ}(H_{ex})$ для частоты 100 МГц; для значений тока $I_b = 0$ на (а) и $I_b = 100$ мА на (б). Остальные параметры такие же, как и для Рисунка 3.10.

На Рисунке 3.12 представлены полевые зависимости для другой диагональной компоненты - $\zeta_{\phi\phi\phi}$ в единицах отношения V_c/V_s . Сигнал V_c снимается со вторичной катушки с числом витков N_2 , тогда как провод возбуждается первичной катушкой с числом витков N_1 (уравнение (3.53d)). Катушки намотаны непосредственно на провод, и магнитный поток через воздушный зазор практически отсутствует. Эта зависимость



Рисунок 3.12. Полевые зависимости циркулярной диагональной компоненты поверхностного импеданса $\zeta_{\varphi\varphi}(H_{ex})$, представленные через отношение V_c/V_s для провода диаметром 120 микрон. Экспериментальные данные для реальных и мнимых частей и различных значениях I_b даны на Рисунке (а). Амплитуды $|\zeta_{\varphi\varphi}(H_{ex})|$ и сравнения с теорией (пунктирные кривые) представлены на Рисунках (б), (с).

имеет максимум при нулевом поле и быстро уменьшается при полях, близких к $H_K \approx 5$ Э. При этом наблюдается плато в интервале $\pm H_K$, которое в большей степени проявляется при $I_b = 0$. Это плато обусловлено обоюдным вкладом доменных границ и вращения намагниченности в продольную магнитную проницаемость, которые имеют противоположные тенденции по отношению к внешнему полю. В присутствии достаточно большого постоянного тока $I_b = 50$ мА, который практически устраняет доменную структуру, нечувствительная область значительно сокращается. На Рисунках

3.12 а,б даны результаты сравнения экспериментальных и теоретических данных по $\zeta_{\varphi\varphi}$. Теоретические кривые, рассчитанные только с учетом вращательной магнитной проницаемости, не имеют нечувствителной области вблизи нулевого поля, и при $I_b = 0$ наблюдается существенное различие экспериментальных и теоретических данных (Рисунок 3.12б).



Рисунок 3.13. Экспериментальные зависимости недиагональной компоненты импеданса $\varsigma_{z\varphi}(H_{ex})$ для различных значений I_b . Результаты представлены в терминах отношения V_w/V_s (которое пропорцианально $\varsigma_{z\varphi}$)- (а): реальные и мнимые части; (б) амплитуда. Экспериментальные данные $|\varsigma_{z\varphi}|$ vs. H_{ex} для $I_b = 100$ мА и частоты 20 МГц сравниваются с теоретическими (с).

Недиагональная компонента импеданса $\varsigma_{z\phi}$ (= $\varsigma_{\phi z}$) представлена на Рисунке 3.13 в терминах V_w/V_s -отношения напряжения на проводе к возбуждающему напряжению в катушке. В отсутсвии подмагничивающего тока $I_b = 0$ сигнал, снимаемый с провода, оказывается небольшим, и полевые характеристики нерегулярными относительно внешнего магнитного поля. Для идеальной циркулярной анизотропии и кольцевой доменной структуры такой сигнал был бы вообще нулевым в силу усреднения по доменам ($<\sin\theta\cos\theta>=0$). Наличие подмагничивающего тока $I_b = 100$ мА существенно увеличивает сигнал, при этом реальная и действительная части (Рисунок 3.13а) имеют антисимметричное поведение относительно внешнего поля H_{ex} . Величина I_b должна быть оптимальной, так как наличие дополнительного циркулярного поля увеличивает жесткость в циркулярном направлении, что приводит к падению чувствительности по отношению к H_{ex} и к уменьшению линейного диапазона изменения. На Рисунке 3.13с представлено сравнение экспериментальных и теоретических данных. Особенно хорошее согласие с экспериментальными данными наблюдается в области малых полей, когда основной вклад дает изменение ориентации статической намагниченности.

3.5 Поведение МИ на ГГц частотах

Интересно исследовать поведение магнитоимпеданса на высоких частотах, порядка нескольких ГГц [242]. Как было показано в разделе 2.4, параметр магнитной проницаемости $\tilde{\mu}$, который входит в выражение для импеданса, оказывается мало чувствительным к магнитному полю при частотах, превышающих частоту ферромагнитного резонанса (Рисунок 2.12), которая составляет 300-800 МГц для магнитомягких проводов и магнитных полей порядка нескольких Н_к. Приведем здесь спектры магнитной проницаемости $\tilde{\mu}$ для различных полей, чтобы продемонстрировать очень маленькую чувствительность $\tilde{\mu}(H_{ex})$ в ГГц области даже для относительно больших полей (Рисунок 3.14). Это связано с тем, что при таких условиях гигагерцовые частоты соответствуют «хвосту» ферромагнитного резонанса. Для значительного увеличения частоты ферромагнитного резонанса требуются значительно более высокие поля. Следовательно, высокая чувствительность импеданса к внешним факторам может быть реализована только за счет изменения ориентации намагниченности. Это аналогично эффекту сильного поглощения на микроволновых частотах в области малых полей [122,131,243]. Для того, чтобы импеданс «чувствовал» ориентацию статической намагниченности, магнитная проницаемость должна существенно отличаться от единицы. Для проводов с эффективным полем анизотропии порядка 5 Э, характерными частотами «выключения» МИ эффекта являются частоты 6-8 ГГц. Это достаточно для использования МИ-проводов для разработки встраиваемых беспроводных сенсоров.



Рисунок 3.14 Спектры реальной части магнитной проницаемости в проводах с циркулярной анизотропией для различных значений H_{ex}/H_K . Параметры расчета: $M_0 = 500$ Гс, $H_K = 5$ Э, разброс осей анизотропии- 5 градусов.



Рисунок 3.15. Теоретические графики реальной части продольного импеданса провода с циркулярной анизотропией как функция магнитного поля для различных частот. Магнитные параметры провода те же, что и для Рисунка 3.13, но разброс осей анизотропии - 30 градусов. Это было нужно для обеспечения лучшего согласия с экспериментом. $a = 10 \ \mu m$, $\sigma = 10^{16} c^{-1}$. Импеданс нормирован на его значение при f = 1 ГГц, $H_{ex}=0$.

Расчеты импедансных характеристик на высоких частотах представлены на Рисунке 3.15. При увеличении частоты от 500 МГц максимум в импедансных характеристиках уширяется, выходит на плато и при частотах в несколько ГГц имеется слабый подъем для полей выше поля анизотропии. Такое поведение импеданса на ГГц частотах получило название «valve-like». Между тем поведение импеданса в области малых полей, меньше поля анизотропии, изменяется незначительно, так как оно связано с поведением статической намагниченности.

«Valve-like» поведение высокочастотного импеданса подтверждается рядом экспериментальных данных, хотя различные группы исследователей опубликовали несколько различающиеся результаты, что может быть связано с трудностью калибровки измерительной ячейки на высоких частотах, и соответственно, определения внутреннего импеданса провода.

экспериментов Для наших была предложена измерительная ячейка, представленная на Рисунке 3.16, которая позволяет минимизировать ошибки, фиксацией образца. Часть микрополозка, соединенная с VNA, обусловленные калибруется отдельно с помощью стандартной 50 Ом-нагрузкой, которая впоследствии удаляется (нагрузка 1 на Рисунке 3.15). В течении измерений, ячейка с проволочным образцом также соответствует нагрузке в 50 Ом (нагрузка 2). Наши исследования показывают, что этот метод позволяет надежные импедансные измерения микропровода длиной до 1.5 см до частот порядка 3 ГГц.



Рисунок 3.16. Измерительная ячейка для исследования импедансных характеристик на ГГц частотах.



Рисунок 3.17. Полевые зависимости амплитуды продольного импеданса для микропровода состава Co_{64.6}Fe_{3.5}Si_{15.5}B_{16.4} с общим диаметром 29.6 µм и толщиной стекла 2.3 µм.

На Рисунке 3.17 представлены полевые зависимости импеданса для различных частот, поведение которых хорошо согласуется с теорией и с рядом экспериментальных работ [118, 120]. При высоких частотах импеданс выходит на насыщение в полях порядка поля анизотропии.



Рисунок 3.18. Экспериментальные полевые зависимости реальной части продольного импеданса микропровода состава $Co_{66}Fe_{3.5}B_{16}Si_{11}Cr_{3.5}$ для различных частот. Параметры провода: $a = 10 \,\mu$ м, толщина стекла -2.4 μ м, длины- $l = 3 \,$ мм.

В других экспериментах [244-245] наблюдался значительный рост импеданса при полях, больших поля анизотропии, как показано на Рисунке 3.18. В этих экспериментах использовалась коаксиальная ячейка, для которой значительно труднее выполнить прекалибровку.

3.6 Стресс импеданс эффект при ГГц частотах.

Как было показано в предыдущем разделе, в микроволновом диапазоне импеланса зависимость магнитного от магнитного поля описывается «магнитостатической функцией». Например, для продольной компоненты импеданса $Z_{zz} \propto \cos^2 \theta \sim$, где угол статической намагниченности θ является функцией внешних факторов. Напротив, комплексная магнитная восприимчивость $\tilde{\mu}$, входящая в уравнения оказывается нечувствительной к внешнему полю, а также к для импеданса, механическим нагрузкам. В этом разделе мы обсудим зависимость импеданса от внешних механических напряжений [246-248].

В проводе с циркулярной анизотропией и отрицательной магнитострикцией внешние растягивающие напряжения σ_{ex} не изменяют характера анизотропии, а только приводят к увеличению эффективной циркулярной анизотропии. То есть, они не приводят к переориентации намагниченности, и в области высоких частот можно ожидать слабую зависимость импеданса от σ_{ex} . В присутствии внешнего осевого магнитного поля, которое отклоняет намагниченность от циркулярного направления, напряжений, появляется зависимость импеданса от которые возвращают намагниченность к циркулярному направлению. На Рисунке 3.19 представлены экспериментальные зависимости продольного импеданса от растягивающих напряжений в аморфном проводе с отрицательной магнитострикцией и циркулярной анизотропией. Видно, что при частотах порядка или больше 500 МГц чувствительность к внешним напряжениям возникает только в присутствии постоянного магнитного поля, приложенного вдоль оси провода. Его величина не должна превышать эффективное поле анизотропии, чтобы не очень увеличивать магнитную жесткость.



Рисунок 3.19. Зависимость продольного импеданса от растягивающих напряжений в аморфном микропроводе состава Co_{68.5}Mn_{6.5}Si₁₀B₁₅, общий диаметр - 14.5 µm, диаметр металлической жилы- 10.2 µm. Провод имеет циркулярную анизотропию. Стресс-МИ характеристики даны для различных значений внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси провода для различных частот.

Наибольшая чувствительность импеданса от стресса наблюдается, когда внешнее поле равняется полю анизотропии (~ 3 Oe).

Для практических применений использование внешнего подмагничивающего поля может быть не желательно. Добиться значительной зависимости импеданса от механических напряжений без приложения поля можно в случае геликоидальной анизотропии, которая может быть наведена с помощью отжига. Если в проводе есть наличие осевых напряжений растяжения или сжатий σ_a , а также скручивающих напряжений, которые соответствуют воздействию растяжения и сжатия $\pm \sigma_r$, направленных перпендикулярно друг другу и под углом в 45° по отношению к оси провода, то это приводит к образованию геликоидальной анизотропии (см. раздел 4).

На Рисунке 3.20 представлены экспериментальные кривые намагничивания для провода с наведенной геликоидальной анизотропией при воздействии различных внешних растягивающих напряжений σ_{ex} . При увеличении σ_a можно поворачивать легкую ось ближе к циркулярному направлению.

125



Рисунок 3.20. Трансформация петли гистерезиса под действием внешнего растягивающего напряжения σ_{ex} . Для измерений была использована та же проволока, что и для Рисунка 3.18, но с наведенной геликоидальной анизотропией. «Почти прямоугольная» петля при $\sigma_{ex} = 0$ соответствует геликоидальной анизотропии, а наклонная петля при достаточно большой нагрузке – циркулярной анизотропии.



Рисунок 3.21. Экспериментальные данные по магнитоимпедансу как функции внешних растягивающих напряжений в проводе со статическими магнитными свойствами, представленными на Рисунке 3.19.



Рисунок 3.22. Теоретические зависимости импеданса в проводе с геликоидальной анизотропией, обусловленной внутренними скручивающими напряжениями, от внешних растягивающих напряжений для двух частот. $\lambda = -2 \times 10^{-7}$, $M_0 = 5 \times 10^5$ A/м, K=125 Дж/м³, $\sigma_{a0} = 150$ МПа, $\sigma_t = 30$ МПа

Возможность модификации анизотропии под действием внешних растягивающих напряжений, рассмотренная выше, приводит к значительной чувствительности магнитоимпеданса к внешним механическим воздействиям. На Рисунке 3.21 представлены экспериментальные зависимости продольного импеданса В микропроводах для различных частот, статические магнитные свойства которых соответствуют Рисунку 3.20, под действием внешних растягивающих напряжений. Видно, что высокая чувствительность наблюдается в области напряжений до 0.8 ГПа, когда еще происходит перестройка магнитной структуры. В области больших напряжений изменение импеданса практически отсутствует. Такое поведение полностью соответствует теоретическим результатам, представленным на Рисунке 3.22.

Выводы главы

В главе 3 проведен всесторонний анализ МИ эффектов в цилиндрических ферромагнитных проводниках. Последовательный анализ развивает понятие тензора поверхностного импеданса, который включает диагональные и недиагональные компоненты. Нами был развит метод асимптотических разложений, который позволил определить импедансный тензор в широком диапазоне частот. Были разработаны методы экспериментального определения всех компонент тензора импеданса и проведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов.

Глава 4 Магнитоимпеданс в трехслойных пленках

После открытия эффекта ГМИ в тонких аморфных проводах, исследования в этой области расширялись с привлечением других материалов и геометрий. Значительные усилия были направлены на получение миниатюрных сенсорных элементов, совместимых с технологиями интегральных микросхем, и с хорошо повторяемыми свойствами. Соответственно, представляли интерес тонкопленочные системы. По сравнению с CoFeSiB проводами, аморфные ленты и напыленные однослойные пленки приблизительно такого же состава обычно проявляют меньшую МИ чувствительность, около 4-10 %/Э. Между тем, очень чувствительный МИ возникает в структурах типа Ф/М/Ф (ферромагнетик-благородный металл-ферромагнетик), в которых изменения импеданса в несколько раз больше, чем в однослойной ферромагнитной пленке (если проводимость внутреннего слоя оказывается значительно выше, чем проводимость магнитных слоев). Такое поведение импеданса убедительно внешних было продемонстрировано в наших работах [23,249-251] и работах других групп [65-66,69]. Так, в сэндвиче типа CoSiB/Cu/CoSiB (отношение проводимостей порядка 50) толщиной 7 им, относительное изменение импеданса составляет 340% в полях порядка 10 Э при частоте 10 МГш.

В электрически однородных материалах, подверженных действию постоянного магнитного поля, МИ возникает главным образом из-за скин-эффекта. Точнее говоря, благодаря зависимости глубины скин-слоя от магнитной структуры и динамической проницаемости, которые могут чувствительно изменяться под действием внешних факторов (магнитное поле, механические напряжения). В многослойных Ф/М/Ф структурах очень большое изменение в импедансе возникает при значительно меньших частотах, когда скин-эффект мал, а зависимость импеданса от магнитной проницаемости и частоты оказывается линейной и обусловлена внешней индуктивностью магнитных слоев (по отношению к внутреннему проводящему слою).

Многослойные магнитные пленки могут использоваться для создания миниатюрных планарных индуктивных элементов без катушек, рабочие частоты которых достигают нескольких ГГц [70-72]. Многослойные магнитные пленки применяются также и как сердечники, при этом наличие нескольких слоев позволяет замкнуть магнитный поток и увеличить добротность [252-253]. Предложенные МИ планарные элементы аналогичны индуктивным, однако анизотропия МИ элемента, как правило, является поперечной по отношению к току возбуждения. Кроме того, для индуктивнывх элементов зависимость индукции от внешних воздействий не исследовалась.

В данном разделе приводятся теоретические и экспериментальные результаты по МИ в трехслойных пленках.



4.1 Анализ МИ в трехслойных системах

Рисунок 4.1. Геометрия трехслойной структуры для МИ. Справа представлен поперечный разрез пленки. Красные стрелки обозначают направление магнитного потока Φ .

Геометрия рассматриваемой электродинамической задачи представлена на Рисунке 4.1. Система состоит из внутреннего хорошо проводящего слоя (например, Cu, Au или Ag) толщины $2d_1$ и двух внешних магнитных слоев толщины d_2 . Возбуждение осуществляется переменным током $i = i_0 \exp(-j\omega t)$. Система координат выбрана таким образом, что слои параллельны плоскости yz, и ток течет вдоль оси z. Цель задачи – определение высокочастотного импеданса многослойной системы как функции

внешнего статического магнитного поля. Из полученных результатов по магнитному импедансу в проводе следует, что наибольшая чувствительность соответствует случаю, когда оси легкой намагниченности находятся в плоскости пленки и перпендикулярно току, а внешнее магнитное поле H_{ex} - вдоль тока.

4.1.1 Приближение слабого скин-эффекта.

Мы начнем анализ магнитного импеданса в многослойных системах с рассмотрения простого случая, для которого слои могут считаться бесконечными в плоскости y_z , а толщины слоев таковы, что скин-эффектом можно пренебречь. Задача формулируется в терминах импеданса, а не тензора поверхностного импеданса. Если проводимость внутреннего слоя σ_1 значительно выше, чем проводимость внешних магнитных слоев σ_2 (а точнее $\sigma_1 d_1 \gg \sigma_2 d_2$), что и представляет интерес, то можно считать, что ток i в основном течет по внутреннему слою. Тогда импеданс системы записывается в виде

$$Z = R_m - j\omega \, \Phi/ci \tag{4.1}$$

Здесь $R_m = l/2d_1b\sigma_1$ - статическое сопротивление внутреннего слоя, *b* и *l* - плоскостные размеры пленки в направлениях *y* и *z*, соответственно, Φ -поперечный магнитный поток, возбужденный переменным током *i* в магнитных слоях, *c* – скорость света. Поскольку краевыми эффектами пренебрегается, то переменное магнитное поле **h** в магнитных слоях однородное. Тогда:

$$\Phi = (\hat{\mu} \mathbf{h})_{v} d_{2} l \tag{4.2}$$

Здесь $\hat{\mu}$ - тензор магнитной проницаемости. В случае поперечной анизотропии и полосовой доменной структуры, поле **h** индуцированное переменым током и усредненное по доменам имет только *y*- и *x*- компоненты, что обусловлено тензорной формой проницаемости. Значение *y*-компоненты задается током $|h_y| = 2\pi i/cb$, соотношение между h_y и h_x определяются из другого граничного условия – нулевого нормального магнитного потока ($(\hat{\mu} \mathbf{h})_x = 0$). Из этих условий получаем

$$\Phi = \mu_t h_y d_2 l = \mu_t d_2 l \frac{2\pi i}{cb}$$

$$\mu_t = \mu_{yy} - \mu_{xy}^2 / \mu_{xx}$$
(4.3)

С учетом (4.3) импеданс записывается в виде

$$Z = R_m \left(1 - 2j \mu_t \frac{d_1 d_2}{\delta_1^2} \right)$$

$$\delta_1 = c / \sqrt{2\pi \sigma_1 \omega}$$
(4.4)

Параметр δ_1 определяет скин-слой в немагнитном слое. Выражение (4.4) прекрасно демонстрирует, что изменение импеданса трехслойной системы может быть достаточно велико даже при относительно низких частотах, когда скин-эффект несущественен. При этом имеет место линейная зависимость от μ_1 . Проиллюстрируем сказанное на конкретном примере. Пусть $d_1 = d_2 = 0.5 \mu m u$ внутренний слой имеет проводимость $\sigma_1 = 2 \cdot 10^{18} \sec^{-1}$ (проводимость меди). Внешние слои могут быть из аморфного сплава, тогда $\sigma_1 / \sigma_2 \approx 50$, то есть соотношение по проводимостям выполненно. Для частоты 10 МНz получаем: $d_1 / \delta_1 = d_2 / \delta_1 = 0.045$, что соответствует условию слабого скин эффекта. Типичное низкочастотное изменение магнитной проницаемости μ_1 (например, за счет вращательного механизма) под действием внешнего магнитного поля $H_{ex} \cong H_K$ (H_K - поле анизотропии) может быть от 1 до 500. Согласно (4.4), импеданс при этом изменится более чем на 200%.

4.1.2 Точное решение для одномерной задачи

Для рассматриваемой геометрии (Рисунок 4.2), матрица импеданса может быть рассчитана точно для произвольных частот [254]. Используется симметричная система, в которой оси анизотропии могут быть направлены под углом $\pm \alpha$ по отношению к току, соответственно для верхнего (x > 0) и нижнего (x < 0)слоев. Такая анизотропия может быть установлена с помощью отжига посредством электрического тока в присутствии продольного магнитного поля. Действие внешнего поля H_{ex} и антисимметричного полеречного поля $H_b(x > 0) = -H_b(x < 0)$ приводит к анти симметричному положению статической намагниченности \mathbf{M}_0 . Поперечное поле подмагничивания создается с

помощью постоянного тока. При такой конфигурации недиагональные компоненты тензора поверхностного импеданса $\hat{\zeta}$ могут быть отличны от нуля, так же как и для магнитного провода с геликоидальной намагниченностью (см. Главу 3), что приводит к возможности возбуждения напряжения как на концах пленки, так и в катушке, намотанной на нее.



Рисунок 4.2. Конфигурация полей и напряжений в трехслойной пленке.

Для рассматриваемой геометрии (Рисунок 4.2), матрица импеданса может быть рассчитана точно для произвольных частот [254]. Используется симметричная система, в которой оси анизотропии могут быть направлены под углом $\pm \alpha$ по отношению к току, соответственно для верхнего (x > 0) и нижнего (x < 0)слоев. Такая анизотропия может быть установлена с помощью отжига посредством электрического тока в присутствии продольного магнитного поля. Действие внешнего поля H_{ex} и антисимметричного поперечного поля $H_b(x>0) = -H_b(x<0)$ приводит к анти симметричному положению статической намагниченности \mathbf{M}_0 . Поперечное поле подмагничивания создается с помощью постоянного тока. При такой конфигурации недиагональные компоненты тензора поверхностного импеданса $\hat{\varsigma}$ могут быть отличны от нуля, так же как и для магнитного провода с геликоидальной намагниченностью (см. Главу 3), что приводит к возможности возбуждения напряжения как на концах пленки, так и в катушке, намотанной на нее.

Тензор поверхностного импеданса $\hat{\zeta}$ связывает электрические $\overline{\mathbf{e}}_t$ и магнитные $\overline{\mathbf{h}}_t$ поля в плоскости пленки на ее внешних поверхностях при $x = \pm d$, $d = d_1 + d_2$:

$$\bar{e}_{t\alpha} = \varsigma_{\alpha\beta} \left(\bar{\mathbf{h}}_t \times \mathbf{n} \right)_{\beta}, \quad \alpha, \beta = z, y,$$
(4.5)

где **n** является единичным вектором нормали, направленным внутрь пленки. Напряжение V_z на концах пленки определяется значением поверхностного электрического поля: $\bar{e}_z(d) = \bar{e}_z(-d)$ и может быть связано с возбуждающим током *i* и внешним переменным полем h_{ex} через компоненты ς_{zz} и ς_{zy} . Если пленка возбуждается только переменным током, то $V_z = (2\pi l/cb)\varsigma_{zz}i$. Недиагональная компонента поверхностного импеданса ς_{yz} , которая связывает антисимметричное электрическое поле (аналог циркулярного поля) $\bar{e}_y(d) = -\bar{e}_y(-d)$ и ток, определяет напряжение в катушке V_c .

Для определения $\hat{\varsigma}$ решается система уравнений Максвелла для полей **e** и **h** в каждом из слоев. Предполагается, что динамическая магнитная индукция и магнитное поле линейно связаны посредством локального тензора магнитной проницаемости: $\boldsymbol{b} = \hat{\mu}\boldsymbol{h}$. Система уравнений Максвелла записывается в каждом слое:

$$rot \, \boldsymbol{e}_i = -\hat{\mu}_i \frac{\partial \boldsymbol{h}_i}{\partial t} \tag{4.6}$$

$$rot \, \boldsymbol{h}_i = \frac{4\pi}{c} \sigma_i \boldsymbol{e}_i \tag{4.7}$$

Индекс *i* обозначает соответствующий слой. На границах раздела выполняется условие непрерывности для тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей, а на внешних границах

$$\overline{h}_{v}(\pm d) = \pm 2\pi \ j/cb \tag{4.8}$$

$$\bar{h}_z(\pm d) = h_{ex} \tag{4.9}$$

Сделаем несколько замечаний относительно динамической магнитной проницаемости. В дальнейшем будет рассматриваться только проницаемость за счет вращения намагниченности. Переориентация статической намагниченности посредством вращения может происходить в плоскости, при этом намагниченность не проходит через высокоэнергетические состояния. Кроме того, в присутствии внешнего поля, которое является «трудным полем» по отношению к поперечной анизотропии, коэрцетивность

вращения быстро падает. Что касается динамической проницаемости за счет смещения доменных границ, то эти процессы значительно ослаблены на МГц частотах, так как для плоской геометрии релаксационные параметры смещения доменных границ в несколько раз выше, чем для цилиндрической геометрии [223].

Мы по-прежнему рассматриваем линейную динамическую проницаемость. Намагниченность представляется в виде суммы статической \mathbf{M}_0 и динамической $\mathbf{m}(t) = \hat{\chi} \mathbf{h}$ частей, где $\hat{\chi} = (\hat{\mu} - 1)/4\pi$. Статическая намагниченность задается углами $\pm \theta$ по отношению к оси z для x > 0 и x < 0, соответственно. Если взаимодействие между слоями не учитывается, то угол намагниченности в каждом из них определяется независимо. Таким образом, можно использовать формализм, разработанный в главе 2.



Рисунок 4.3. Штрихованные системы координат (**x**, **y**', **z**') и (**x**, **y**'', **z**'') для верхнего и нижнего магнитных слоев, соответственно.

В каждом из слоев тензор восприимчивости $\hat{\chi}$ записывается в системе координат (x, y', z') с осью z'-паралельной \mathbf{M}_0 :

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_1 & -j\chi_a & 0\\ j\chi_a & \chi_2 & 0\\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$
(4.10)

где параметры χ_1 , χ_2 , χ_a задаются уравнением (2.44). В каждом из слоев своя штрихованная система, как показано на Рисунке 4.3. Тензор восприимчивости будет одинаковым в обоих слоях, так как $\hat{\chi}(\alpha, \theta, H_b) = \hat{\chi}(-\alpha, -\theta, -H_b)$.

Уравнения (4.6), (4.7) в магнитных слоях легко решаются в соответствующих штрихованных координтах, где восприимчивость имеет квази-диагональный вид (4.10). Далее, мы запишем уравнения только для верхнего слоя в системе ($\mathbf{x}, \mathbf{y}', \mathbf{z}'$), так как уравнения для нижнего слоя в системе ($\mathbf{x}, \mathbf{y}'', \mathbf{z}''$) имеют аналогичный вид. Решения для нижнего слоя в штрихованной системе будут выписаны исходя из соображений симметрии. Для компонент электрического и магнитного полей в области ($d_1 < |x| < d$) получаются следующие уравнения:

$$\begin{cases} e_{x'} \equiv 0 \\ \frac{\partial^2 e_{y'}}{\partial x^2} + i \frac{4\pi \sigma_2 \omega}{c^2} e_{y'} = 0 \\ \frac{\partial^2 e_{z'}}{\partial x^2} + i \frac{4\pi \sigma_2 \omega}{c^2} \tilde{\mu} e_{z'} = 0 \end{cases}, \qquad \begin{cases} -(1 + 4\pi \chi_1)h_{x'} = 4\pi i \chi_a h_{y'} \\ \frac{\partial^2 h_{y'}}{\partial x^2} + i \frac{4\pi \sigma_2 \omega}{c^2} \tilde{\mu} h_{y'} = 0 \\ \frac{\partial^2 h_{z'}}{\partial x^2} + i \frac{4\pi \sigma_2 \omega}{c^2} h_{z'} = 0 \end{cases}$$

$$(4.11)$$

где $\tilde{\mu} = 1 + 4\pi \left(\chi_2 - 4\pi \chi_a^2 / (1 + 4\pi \chi_1) \right)$ является эффективной проницаемостью, которая имеет тот же вид, что и для магнитного провода. Решения уравнений (4.11) можно представить в виде суперпозиции двух нормальных волн $\{e_{z'}, h_{y'}\}$, $\{e_{y'}, h_{z'}\}$, которые соответствуют среде со скалярной проницаемостью $\tilde{\mu}$ и немагнитной среде, соответственно. Решения для магнитного поля записываются в виде:

$$h_{y'}^{\pm} = A_m^{\pm} \sinh(ik_m x) + B_m^{\pm} \cosh(ik_m x),$$

$$h_{z'}^{\pm} = A_0^{\pm} \sinh(ik_0 x) + B_0^{\pm} \cosh(ik_0 x),$$
(4.12)

здесь "±" относится, соответственно, к верхнему и нижнему магнитным слоям. Остальные параметры:

$$k_m = (1+i)/\delta_m, \quad k_0 = (1+i)/\delta_0, \quad \delta_0 = c/\sqrt{2\pi\sigma_2\omega},$$

$$\delta_m = \delta_0/\sqrt{\tilde{\mu}}.$$
(4.13)

Неизвестные константы $A_m^{\pm}, B_m^{\pm}, A_0^{\pm}, B_0^{\pm}$ находятся из граничных условий и условий непрерывности. Для этого нужно перейти в лабораторную систему координат (**x**, **y**, **z**), в которой и записать выражения для полей:

$$h_{y}^{+} = h_{y'}^{+} \cos\theta + h_{z'}^{+} \sin\theta,$$

$$h_{y}^{-} = h_{y'}^{-} \cos\theta - h_{z'}^{-} \sin\theta,$$

$$h_{z}^{+} = h_{z'}^{+} \cos\theta - h_{y'}^{+} \sin\theta,$$

$$h_{z}^{-} = h_{z'}^{-} \cos\theta + h_{y'}^{-} \sin\theta.$$

(4.14)

Уравнения для полей во внутреннем немагнитном слое $|x| < d_1$ очевидно легко записываются в системе (**x**, **y**, **z**):

$$\begin{cases} \tilde{e}_{x} \equiv 0 \\ \frac{\partial^{2} \tilde{e}_{y}}{\partial x^{2}} + i \frac{4\pi \sigma_{1} \omega}{c^{2}} \tilde{e}_{y} = 0, \\ \frac{\partial^{2} \tilde{e}_{z}}{\partial x^{2}} + i \frac{4\pi \sigma_{1} \omega}{c^{2}} \tilde{e}_{z} = 0 \end{cases} \begin{cases} \tilde{h}_{x} \equiv 0 \\ \frac{\partial^{2} \tilde{h}_{y}}{\partial x^{2}} + i \frac{4\pi \sigma_{1} \omega}{c^{2}} \tilde{h}_{y} = 0, \\ \frac{\partial^{2} \tilde{h}_{z}}{\partial x^{2}} + i \frac{4\pi \sigma_{1} \omega}{c^{2}} \tilde{h}_{z} = 0 \end{cases}$$
(4.15)

здесь "~" обозначает внутренний немагнитный слой. Решения уравнения (4.15) для компонент магнитного поля с учетом условий симметрии имеют вид:

$$\widetilde{h}_{y} = C_{y} \sinh(i\widetilde{k}_{0} x), \quad \widetilde{h}_{z} = C_{z} \cosh(i\widetilde{k}_{0} x), \quad (4.16)$$

$$\widetilde{k}_{0} = (1+i) / \delta_{1}, \qquad \delta_{1} = c / \sqrt{2\pi\sigma_{1}\omega}.$$

Решения для электрического поля могут быть выписаны из второго уравнения Максвелла (4.7). Константы в полученных решениях (4.13) и (4.16) определяются из следующих условий:

$$\begin{split} h_{y}^{+}(|x|) &= -h_{y}^{-}(-|x|), \quad |x| \in [d_{1}, d_{1} + d_{2}], \\ \tilde{h}_{y}(x) &= -\tilde{h}_{y}(-x), \quad x \in [-d_{1}, d_{1}], \\ \tilde{h}_{z}(x) &= \tilde{h}_{z}(-x), \quad x \in [-d_{1}, d_{1}], \\ h_{y}^{\pm}(\pm (d_{1} + d_{2})) &= \pm 2\pi j/(cb) = \pm h_{y}, \\ h_{z}^{\pm}(\pm (d_{1} + d_{2})) &= h_{ex}, \\ h_{y}^{\pm}(d_{1}) &= \tilde{h}_{y}(d_{1}), \\ h_{z}^{\pm}(d_{1}) &= \tilde{h}_{z}(d_{1}), \\ h_{z}^{\pm}(d_{1}) &= \tilde{h}_{z}(d_{1}), \\ e_{y}^{+}(d_{1}) &= \tilde{e}_{y}(d_{1}), \end{split}$$
(4.17)

$$e_z^+(d_1) = \widetilde{e}_z(d_1).$$

Далее, вычисляя компоненты *е* и *h* на внешних поверхностях, определим тензор поверхностного импеданса:

$$\varsigma_{zz} = \frac{ik_{0}c}{4\pi\sigma_{2}D} \left[\sqrt{\tilde{\mu}} Q_{1}R_{4}\cos^{4}\theta + Q_{4}R_{1}\sin^{4}\theta + \left(2k_{m}\tilde{k}_{0}/(\sigma_{1}\sigma_{2}) + \sqrt{\tilde{\mu}} Q_{3}R_{2} + Q_{2}R_{3} \right) \sin^{2}2\theta/4 \right], \\
\varsigma_{zy} = \varsigma_{yz} = \frac{ik_{0}c}{8\pi\sigma_{2}D} \sin 2\theta \left[\left(\sqrt{\tilde{\mu}} Q_{1}R_{4} - Q_{2}R_{3} \right) \cos^{2}\theta + \left(\sqrt{\tilde{\mu}} Q_{3}R_{2} - Q_{4}R_{1} \right) \sin^{2}\theta - \left(-\tilde{k}_{0}k_{m}\cos 2\theta/(\sigma_{1}\sigma_{2}) \right) \right],$$
(4.18)

$$\begin{aligned} \varsigma_{yy} &= \frac{ik_0 c}{4\pi\sigma_2 D} \Big[Q_2 R_3 \cos^4 \theta + \sqrt{\widetilde{\mu}} Q_3 R_2 \sin^4 \theta + \\ &+ \Big(\sqrt{\widetilde{\mu}} Q_1 R_4 + Q_4 R_1 - 2\widetilde{k}_0 k_m / (\sigma_1 \sigma_2) \Big) \sin^2 2\theta / 4 \Big], \end{aligned}$$

Введённые параметры определяются как:

$$\begin{aligned} k_0 &= (1+i)/\delta_0, \quad \delta_0 = c/\sqrt{2\pi\sigma_2\omega}, \\ D &= Q_1Q_2\cos^2\theta + Q_3Q_4\sin^2\theta, \\ Q_1 &= \tilde{k}_0\sinh(i\tilde{k}_0d_1)\sinh(ik_0d_2)/\sigma_1 + k_0\cosh(i\tilde{k}_0d_1)\cosh(ik_0d_2)/\sigma_2, \\ Q_2 &= \tilde{k}_0\cosh(i\tilde{k}_0d_1)\sinh(ik_md_2)/\sigma_1 + k_m\sinh(i\tilde{k}_0d_1)\cosh(ik_md_2)/\sigma_2, \\ Q_3 &= \tilde{k}_0\cosh(i\tilde{k}_0d_1)\sinh(ik_0d_2)/\sigma_1 + k_0\sinh(i\tilde{k}_0d_1)\cosh(ik_0d_2)/\sigma_2, \\ Q_4 &= \tilde{k}_0\sinh(i\tilde{k}_0d_1)\sinh(ik_md_2)/\sigma_1 + k_m\cosh(i\tilde{k}_0d_1)\cosh(ik_md_2)/\sigma_2, \\ R_1 &= \tilde{k}_0\cosh(i\tilde{k}_0d_1)\cosh(ik_0d_2)/\sigma_1 + k_0\sinh(i\tilde{k}_0d_1)\sinh(ik_0d_2)/\sigma_2, \\ R_2 &= \tilde{k}_0\sinh(i\tilde{k}_0d_1)\cosh(ik_md_2)/\sigma_1 + k_m\cosh(i\tilde{k}_0d_1)\sinh(ik_md_2)/\sigma_2, \\ R_3 &= \tilde{k}_0\sinh(i\tilde{k}_0d_1)\cosh(ik_md_2)/\sigma_1 + k_0\cosh(i\tilde{k}_0d_1)\sinh(ik_md_2)/\sigma_2, \\ R_4 &= \tilde{k}_0\cosh(i\tilde{k}_0d_1)\cosh(ik_md_2)/\sigma_1 + k_m\sinh(i\tilde{k}_0d_1)\sinh(ik_0d_2)/\sigma_2. \end{aligned}$$

Если *d*₁ стремиться к нулю, уравнения (4.18) описывают импеданс для двуслойной структуры, имеющую аналогичную конфигурацию магнитных слоев. Анализ такой системы был впервые проведен в нашей работе [255].

Для пленки с толщиной порядка нескольких микрон в мегагерцовой области можно использовать приближение слабого скин-эффекта. Тогда выражение для импеданса упрощается и принимает вид:

$$\begin{aligned} \varsigma_{zz} &= \varsigma_0 \Biggl[1 - \frac{k_0^2 d_1 d_2 (\sigma_1^2 d_1^2)}{3(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2) \sigma_2 d_2} - \frac{k_0^2 d_2^2 (\sin^2 \theta + \tilde{\mu} \cos^2 \theta)}{3} q_1 \Biggr], \\ \varsigma_{zy} &= \varsigma_{yz} = -\varsigma_0 \frac{k_0^2 d_2^2 (\tilde{\mu} - 1) \sin \theta \cos \theta}{2} q_2, \end{aligned}$$
(4.19)

$$\varsigma_{yy} = \varsigma_0 [k_0^2 d_1 d_2 - k_0^2 d_2^2 (\cos^2 \theta + \tilde{\mu} \sin^2 \theta)] q_3,$$

$$q_{1} = \frac{3d_{1}^{2}\sigma_{1}^{2} + 3d_{1}d_{2}\sigma_{1}\sigma_{2} + d_{2}^{2}\sigma_{2}^{2}}{(\sigma_{1}d_{1} + \sigma_{2}d_{2})\sigma_{2}d_{2}}, \ q_{2} = \frac{2d_{1}\sigma_{1} + d_{2}\sigma_{2}}{d_{2}\sigma_{2}}, \ q_{3} = \frac{d_{1}\sigma_{1} + d_{2}\sigma_{2}}{d_{2}\sigma_{2}}$$

где $\varsigma_0 = c/4\pi(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)$ соответствует продольному статическому импедансу на единицу длины, $q_{1,2,3}$ нормировочные константы. Уравнения (4.12) показывают, что в тонких пленках импеданс $\hat{\varsigma}$ является линейной функцией проницаемости, то есть имеет индуктивную природу. При $\sigma_1 d_1 \gg \sigma_2 d_2$ уравнение (4.19) для продольной компоненты соответствует приближенному решению (4.4). Аналитическое представление (4.19) позволяет сделать важные выводы относительно роли внутреннего немагнитного слоя. В приближении $\sigma_1 d_1 \gg \sigma_2 d_2$ нормировочные параметры $q_{1,2,3} > 1$, то есть они определяют усиление чувствительности $\hat{\varsigma}(H_{ex})/\varsigma_0$ по сравнению с двуслойной магнитной пленкой ($d_1 = 0$). Это указывает на то, что в качестве внутреннего слоя необходимо использовать металл с высокой проводимостью $\sigma_1 \gg \sigma_2$, такой как Cu, Ag или Au. Что касается зависимости от магнитного поля, то для поперечной анизотропии ($\alpha = 90^\circ$), диагональные компоненты ς_{zz} , ς_{yy} симметричны относительно поля H_{ex} , а недиагональные компоненты ς_{zy} , ς_{yz} — антисимметричны относительно поля.

Результаты теоретического анализа поведения импеданса трехслойных пленок представлены на рисунках 4.4-4.7. Расчет проводился, используя точные решения (4.18) для случая аморфных магнитных слоев на основе Со с поперечной анизотропией. В дальнейшем обсуждается поведение продольного импеданса, чтобы наиболее убедительно продемонстрировать особенности МИ в трехслойных системах. Полевые зависимости (Рисунок 4.4) имеют максимум вблизи поля анизотропии, как и следовало ожидать для систем с поперечной анизотропией. Для пленки с геометрическими

параметрами $d_1 = d_2$, 2d = 3мкм изменение импеданса достигает 700% уже на частоте 10 МГц.



Рисунок 4.4. Полевые зависимости продольного импеданса для структуры CoFeSiB/Cu/CoFeSiB. Параметры расчета: $4\pi M_0 = 6000 \,\Gamma c$, $H_K = 9 \,\Im$. Спин релаксационная константа $\tau = 0.2$, разброс осей анизотропии- 5°. Для аморфного CoFeSiB $\sigma_2 = 4.5 \cdot 10^{16} c^{-1}$, для меди $\sigma_1 = 50 \sigma_2$, $f = 50 \,\mathrm{MFu}$, $d_1 = d_2$, 2d = 3мкм.

Далее исследовалось влияние относительных толщин магнитных и немагнитных слоев, общей толщины и относительных значений проводимости. Прежде всего, следует отметить, что относительные изменения импеданса оказываются очень значительными (сотни процентов) в широком интервале частот для относительно тонких пленок (порядка микрона). Если же толщина немагнитного слоя уменьшается, то уменьшается и изменение импеданса (Рисунок 4.5). Если проводящего слоя нет, то МИ отношение падает до десятков % при частотах в 100 МГц. При более низких частотах изменение импеданса чисто магнитных пленок толщиной несколько микрон было бы незначительным.

На Рисунке 4.6 представлено влияние общей толщины на МИ отношение. При уменьшении толщины до субмикронных размеров изменение импеданса быстро уменьшается.



Рисунок 4.5. Графики относительного изменения импеданса $\Delta Z/Z = |(Z(H_K) - Z(0))/Z(0)|$ от частоты (в логарифмическом масштабе) для ряда значений d_1/d . $\sigma_2 = 4.5 \cdot 10^{16} c^{-1}$. Рассматривается структура CoFeSiB/Cu/CoFeSiB с параметрами, данными в подписи к Рисунку 4.4.



Рисунок 4.6. Графики относительного изменения импеданса $\Delta Z/Z = |(Z(H_K) - Z(0))/Z(0)|$ от частоты (в логарифмическом масштабе) для ряда значений *d*. Рассматривается структура CoFeSiB/Cu/CoFeSiB с параметрами, данными в подписи к Рисункам 4.4 и 4.5.

Наконец, на Рисунке 4.7 показано, как отношение проводимостей магнитного и немагнитного слоев влияет на МИ: при уменьшении этого отношения изменения импеданса также уменьшаются.



Рисунок 4.7. Графики относительного изменения импеданса $\Delta Z/Z = |(Z(H_K) - Z(0))/Z(0)|$ от частоты (в логарифмическом масштабе) для ряда значений σ_1/σ_2 $\sigma_2 = 4.5 \cdot 10^{16} c^{-1}$. Рассматривается структура CoFeSiB/Cu/CoFeSiB с параметрами, данными в подписи к Рисунку 4.4.

4.2 Влияние ширины пленки на МИ

В данном разделе анализируется влияние ширины пленки ни МИ. Это имеет большое значение для практических приложений. Если пленка считается бесконечной в плоскости, магнитный поток, индуцируемый переменным током, заключен в магнитных слоях. В действительности, в реальной пленке конечной ширины магнитный поток выходит из магнитных слоев и протекает через проводящий слой, как показано на Рисунке 4.8. Этот процесс приводит к уменьшению МИ отношения, если ширина пленки сравнима с некоторым критическим параметром b^* , который зависит как от толщин слоев, так и от магнитной проницаемости. Это явление аналогично снижению эффективности индуктивных записывающих головок [74-75]. Здесь мы рассмотрим влияние толщины на продольный диагональный импеданс [256-260].



Рисунок 4.8. Направление магнитного потока в узком сандвиче NiFe/Au/NiFe. Существует определенный критический параметр b^* , который определяет зону протекания магнитного потока.

4.2.1 Приближение слабого скин-эффекта

В этом приближении пренебрегается распределением тока по толщине пленки. Во внутреннем слое имеются следующие компоненты полей: h_y, h_x, e_z и уравнения Максвелла имеют вид :

$$\frac{\partial h_y}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial y} = \frac{4\pi}{c} \sigma_1 e_z \tag{4.20}$$

$$\frac{\partial e_z}{\partial y} = \rho \frac{\omega \sigma_1}{c} h_x \tag{4.21}$$

Поскольку плотность тока ρ не зависит от x, электрическое поле e_z и перпендикулярное магнитное поле h_x также не зависят от x. Проинтегрируем уравнение (4.20) относительно x по внутреннему слою (от 0 до d_1).

$$h_{y}(d_{1}) - d_{1}\frac{\partial h_{x}}{\partial y} = \frac{4\pi}{c}d_{1}\sigma_{1}e_{z}$$
(4.22)

Введем следующие обозначения:

$$h_t = h_y(d_1), \qquad h_n = h_x(y)$$
 (4.23)

С учетом (4.21) запишем уравнение (4.22) относительно введённых полей h_t и h_n :

$$\frac{\partial h_t}{\partial y} - d_1 \frac{\partial^2 h_n}{\partial y^2} = \frac{4\pi\rho\omega\sigma_1}{c^2} d_1 h_n \tag{4.24}$$

Соотношение между полями h_t и h_n можно получить, интегрируя уравнение для магнитной индукции **b**: $\nabla \cdot \mathbf{b} = 0$ по всей толщине сандвича. При этом учтем, что нормальный магнитный поток на внешней границе обращается в ноль, то есть $b_x(d) = 0$. Также будем считать, что эффективная магнитная проницаемость такова, что в магнитных слоях магнитный поток в основном поперечный (направлен вдоль *y*). В приближение слабого скин-эффекта мы можем считать, что этот поток не зависит от *x*. В результате получим следующее соотношение

$$h_n = d_2 \frac{\partial b_y}{\partial y} = d_2 \mu_t \frac{\partial h_t}{\partial y}$$
(4.25)

Здесь μ_t - эффективная поперечная магнитная проницаемость. Объединяя уравнения (4.22) и (4.25) получим:

$$\frac{\partial^2 h_n}{\partial y^2} - k^2 h_n = 0, \qquad k^2 = \frac{1}{{b^*}^2} - k_0^2 \qquad (4.26)$$
$$b^* = d_1 d_2 \mu_t, \quad k_0 = \frac{1+j}{\delta_1}, \qquad \delta_1 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma_1}}$$

Граничные условия для решения уравнений (4.21), (4.25) и (4.26) записываются следующим образом

$$\int_{0}^{b} \sigma_{1} e_{z} = \frac{i}{2d_{1}}$$

$$h_{t}(0) = h_{t}(b) = 0$$
(4.27)
(4.28)

Условие (4.27) соответствует требованию постоянства полного тока, протекающего через сандвич. Условие (4.28) соответствует предположению малости бокового магнитного потока на краях, то есть замкнутости магнитного потока. Обычно это условие дополнительно обеспечивается специальной конфигурацией сандвича.

Решение для h_t , которое понадобиться для вычисления импеданса, с учетом граничных условий записывается в виде:

$$h_t = A(\sinh ky (\cosh kb - 1) - \cosh ky \sinh kb)$$
(4.29)

Параметр А определяется из условия (4.27)

$$A = \frac{4\pi kb}{2cb(2k_0^2b^{*2}(1-\cosh kb)+kb\sinh kb)}i$$
Теперь можем определить импеданс:

$$Z = R_m - \frac{j\omega}{ci} d_2 l\mu_t \int_0^b h_t \, dy = R_m - \frac{2\pi j\omega d_2 l}{c^2 b} \mu_t g(kb)$$
(4.30)

$$g(k) = \frac{1}{k_0^2 {b^*}^2} \left(1 - (kb^*)^2 \frac{kb \sinh kb}{kb \sinh kb + 2k_0^2 {b^*}^2 (1 - \cosh kb)} \right)$$
(4.31)

Если $b/b^* \gg 1$, то $g(k) \to 1$ и решение (4.30) совпадает с (4.4), полученном для бесконечной пленки в приближении слабого скин-эффекта. Таким образом, параметр b^* действительно играет роль критической полуширины. Если использовать значения для параметров миниатюрного сенсорного элемента с $d_1 \approx d_2 \approx 0.1$ -0.5 µm, $2b \approx 10$ -50 µm, $\mu_t \approx 10^3$, то получаем $b^* \approx 3$ -15 µm, то есть значение, которое сравнимо с полушириной пленки. То есть строгий анализ двумерной задачи для определения импедансных характеристик имеет практическое значение.

4.2.2 Точное решение двумерной задачи

Рассматривается двумерная задача для симметричного сандвича, все основные параметры соответствуют введенным в разделе 4.2.1. Ситуация осложняется необходимостью ввести граничные условия на боковых поверхностях сандвича. Мы предложили использовать приближенные граничные условия, которые соответствуют нулевому боковому потоку.

Предполагается, что пленка не ограничена в продольном направлении, то есть все величины зависят только от x и y. Если напряжение V_z на пленке зафиксировано, то продольный импеданс можно определить как:

$$Z_{zz} = Z = V_z / i, \quad i = \int_{x=-d}^{x=d} \int_{y=-b/2}^{y=b/2} \rho(x, y) dx dy$$
(4.32)

где $\rho(x, y)$ - распределение плотности тока. Будет удобно ввести векторный **A** и скалярный φ потенциалы для решения этой задачи:

$$\rho = \sigma \mathbf{e}, \qquad \mathbf{e} = -\operatorname{grad} \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$
(4.33)

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} \, \mathbf{h} = \operatorname{rot} \mathbf{A} \,, \quad \operatorname{rot} \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c} \,\rho \,, \tag{4.34}$$

Предполагается, что магнитная проницаемость может иметь квази-диагональную форму (например, за счет усреднения по доменам). Тогда векторный потенциал A и grad φ имеют только *z*-компоненты. В немагнитном слое можно получить следующее уравнение для $A_z = \tilde{A}$:

$$\frac{\partial^2 \widetilde{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \widetilde{A}}{\partial y^2} = -\widetilde{k}_0^2 \widetilde{A} - \frac{4\pi}{c} \widetilde{J} , \qquad (4.35)$$
$$\widetilde{k}_0 = \frac{1+i}{\widetilde{\delta}_0}, \ \widetilde{\delta}_0 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma_1}}, \ \widetilde{J} = -\sigma_1 \frac{\partial \widetilde{\varphi}}{\partial z} = \sigma_1 \frac{V_z}{l},$$

Здесь, как было принято ранее, "~" обозначает немагнитный внутренний слой, \tilde{J} начальная плотность тока в немагнитном слое. Обозначения \tilde{k}_0 и δ_1 уже были введены в (4.16). Для магнитных слоев $A_z = A$ определяется из:

$$\eta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \eta_1 \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -k_0^2 A - \frac{4\pi}{c} J, \qquad (4.36)$$

$$k_0 = \frac{1+i}{\delta_0}, \qquad \delta_0 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma_2}}, \qquad J = -\sigma_2 \frac{\partial\varphi}{\partial z} = \sigma_2 \frac{V_z}{l},$$

Здесь *J* начальная плотность тока в магнитных слоях. Параметры η_1 и η_2 - соответствующие компоненты обратной матрицы $\hat{\eta} = \hat{\mu}^{-1}$:

$$\hat{\boldsymbol{\eta}} = \begin{pmatrix} \mu_2 / \mu_0^2 & i\mu_a / \mu_0^2 & 0\\ -i\mu_a / \mu_0^2 & \mu_1 / \mu_0^2 & 0\\ 0 & 0 & 1 / \mu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta_1 & \eta_a & 0\\ -\eta_a & \eta_2 & 0\\ 0 & 0 & \eta_3 \end{pmatrix},$$
(4.37)

где $\mu_0^2 = \mu_1 \mu_2 - \mu_a^2$.

Решения неоднородных уравнений Гельмгольца (4.35), (4.36) можно искать как сумму общего решения соответствующего однородного уравнения и частного решения неоднородного уравнения. Однородное уравнение решается методом разделения переменных $A(x, y) = \Phi(x)\Psi(y)$ и $\tilde{A}(x, y) = \tilde{\Phi}(x)\tilde{\Psi}(y)$, что дает:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \tilde{\Phi}}{\partial x^2} + \tilde{\lambda}^2 \tilde{\Phi} = 0 \\ \frac{\partial^2 \tilde{\Psi}}{\partial y^2} - \tilde{\beta}^2 \tilde{\Psi} = 0, \\ -\tilde{\beta}^2 + \tilde{\lambda}^2 = \tilde{k}_0^2 \end{cases} \begin{cases} \eta_2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \lambda^2 \Phi = 0 \\ \eta_1 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} - \beta^2 \Psi = 0 \\ -\eta_1 \beta^2 + \eta_2 \lambda^2 = k_0^2 \end{cases}$$
(4.38)

параметры λ^2 , $\tilde{\lambda}^2$ и β^2 , $\tilde{\beta}^2$ были выбраны противоположных знаков, поскольку решения должны осциллировать по отношению *x*, тогда как эффект ограниченной ширины должен уменьшаться экспоненциально при $b \to \infty$.

Общее решение уравнения (4.38) может быть построено, используя следующие линейные комбинации:

$$C_{1}\cos\tilde{\lambda} x \cdot \cosh\tilde{\beta} y + C_{2}\sin\tilde{\lambda} x \cdot \sinh\tilde{\beta} y + C_{3}\cos\tilde{\lambda} x \cdot \sinh\tilde{\beta} y + C_{4}\sin\tilde{\lambda} x \cdot \cosh\tilde{\beta} y,$$
(4.39)

 $D_1 \cos \lambda x \cdot \cosh \beta y + D_2 \sin \lambda x \cdot \sinh \beta y + D_3 \cos \lambda x \cdot \sinh \beta y + D_4 \sin \lambda x \cdot \cosh \beta y.$

В общем случае спектры λ^2 , $\tilde{\lambda}^2$ и β^2 , $\tilde{\beta}^2$ могут быть дискретными, непрерывными или смешанными. Однако частные решения уравнений (4.35) и (4.36) могут быть найдены в форме, которая не имеет зависимости от *y*:

$$C_{5} \cosh i \tilde{k}_{0} x + C_{6} \sinh i \tilde{k}_{0} x - \frac{4\pi}{c \tilde{k}_{0}^{2}} \tilde{J}, \qquad (4.40)$$

$$D_{5} \cosh i \bar{k}_{0} x + D_{6} \sinh i \bar{k}_{0} x - \frac{4\pi}{c k_{0}^{2}} J,$$

где $\bar{k}_0 = k_0 / \sqrt{\eta_2}$.

Симметрия задачи требует, чтобы продольное электрическое поле e_z было бы симметричным относительно преобразования $(x) \to (-x)$: $e(x, y) \equiv e(-x, y)$ для любых y. Наоборот, поперечная компонента магнитной индукции (у-компонента) должна быть антисимметричной по отношению к преобразованию $(x, y) \to (-x, -y)$: $(\hat{\mu}\mathbf{h})_y\Big|_{x,y} = (\hat{\mu}\mathbf{h})_y\Big|_{-x,-y}$. Такая симметрия накладывает следующие условия на A_z : $e_z - symmetry$: $A_z(x, y) = A_z(-x, y)$, (4.41)

$$(\hat{\boldsymbol{\mu}}\mathbf{h})_y - antisymmetry: \frac{\partial A_z(x,y)}{\partial x} = -\frac{\partial A_z(-x,-y)}{\partial x}$$

Условия непрерывности для e_z , h_y и нормальной магнитной индукции ($\hat{\mu}\mathbf{h}$)_x = $\partial A_z/\partial y$ (x-компонента) на внутренней границе ($x = \pm d_1$) дают:

$$h_{y} - continuity: \quad \frac{\partial \widetilde{A}}{\partial x}(\pm d_{1}, y) = \eta_{a} \frac{\partial A}{\partial y}(\pm d_{1}, y) + \eta_{2} \frac{\partial A}{\partial x}(\pm d_{1}, y)$$
(4.42)

$$e_z - continuity: \ \widetilde{A}(\pm d_1, y) = A(\pm d_1, y)$$
(4.43)

$$(\hat{\boldsymbol{\mu}}\mathbf{h})_x - continuity: \quad \frac{\partial \widetilde{A}}{\partial y}(\pm d_1, y) = \frac{\partial A}{\partial y}(\pm d_1, y)$$
(4.44)

Граничные условия на внешних поверхностях $x = \pm d$, $y = \pm b/2$, как уже отмечалось, требуют определенных предположений. Анализ, проведенный для планарных многослойных индукторов, показывает, что вытекание магнитного потока с боков незначительно, и им можно пренебречь [261]. Это означает, что *y*-компонента магнитной индукции $b_y = (\hat{\mu} \mathbf{h})_y = \partial A_z / \partial x$, усредненная по полутолщине, обращается в ноль при $y = \pm b/2$, то есть:

$$\int_{-d}^{0} b_y(x,\pm b/2) \, dx = \int_{0}^{d} b_y(x,\pm b/2) \, dx \,. \tag{4.45}$$

Условие (4.45) не противоречит существованию полей рассеяния, индуцированных распределением статической намагниченности, так как переменные поля в линейном приближении не оказывают воздействия на статическую магнитную структуру. В терминах векторного потенциала, уравнение (4.45) записывается в виде:

$$A(d,\pm b/2) = A(0,\pm b/2)$$
(4.46)

Нормальный магнитный поток через внешнюю поверхность $x = \pm d$ также считается пренебрежимо малым, что оправдано в приближении $d \ll b$. Это означает, что *х*-компонента магнитной индукции обращается в ноль при $x = \pm d$, или $A(\pm d, y) = \text{const}$. Эта константа может быть найдена, используя соотношение между напряжением V_z и поверхностным значением электрического поля [34]:

$$e_{z}(\pm d, y) = \frac{V_{z}}{l} + \frac{j\omega}{c^{2}} \cdot \frac{L_{e}i}{l}$$
(4.47)

где L_e -внешняя индукция, которая зависит только от геометрии пленки. Сравнивая уравнения (4.47) и (4.33) получается последнее граничное условие:

$$A(\pm d, y) = \frac{L_e}{lc}i.$$
(4.48)

Теперь мы в состоянии сделать заключение о характере электромагнитных процессов в двумерных многослойных пленках, которые могут ограничиваться возбуждением единичных мод в каждом слое. Эти моды соответствуют поверхностным волнам. Дисперсионные уравнения, записанные для каждого слоя, определяют спектры долго-живущих распространяющихся мод внутри каждого слоя. Число мод всегда ограничено и зависит от толщины слоя, его материальных параметров и окружения [262]. Если толщина слоя увеличивается и стремится к бесконечности, число мод в каждом диапазоне увеличивается, то есть спектр стремится к непрерывному. И наоборот, при уменьшении толщины число мод уменьшается и вырождается в одну моду. Если поперечные граничные условия (у-направление) имеют поглощающий характер, и следовательно, не приводят к переотражению, они не приводят к увеличению числа мод в ограниченном слое. Следовательно, предположение о существовании единственной моды вполне оправданно для нашего случая. Это также соответствует усредненным боковым граничным условиям (4.45),(4.46) по унаправлению.

В одномодовом приближении уравнение (4.35) с учетом уравнения (4.41) может быть записано в виде:

$$\tilde{A} = C_1 \cos \tilde{\lambda} x \cdot \cosh \tilde{\beta} y + C_2 \sin \tilde{\lambda} x \cdot \sinh \tilde{\beta} y + C_5 \cosh j \tilde{k}_0 x - \frac{4\pi}{c \tilde{k}_0^2} \tilde{J}.$$
(4.49)

Общее решение уравнения (4.36) в одномодовом режиме и учитывающее независимость от *у* при $x = \pm d$ может быть записано по отдельности для x > 0 и для x < 0 без учета уравнения (4.41). Для x > 0 имеет место:

$$A = \sin \lambda (d - x) \cdot (D_2 \sinh \beta y + D_4 \cosh \beta y) + D_5 \cosh j \overline{k_0} x + D_6 \sinh j \overline{k_0} x - \frac{4\pi}{c k_0^2} J, \qquad (4.50)$$

Зависимость от у векторного потенциала \tilde{A} означает существование нормального магнитного потока во внутреннем слое: переменный поток, связанный с магнитными слоями, протекает через внутренний немагнитный слой.

Учитывая симметрию задачи, все уравнения могут быть записаны для x > 0. Чтобы удовлетворить граничным условиям (4.42)-(4.44) для любых y, волновые числа $\tilde{\beta}$ и β в уравнениях (4.49)-(4.50) (32),(33) должны быть равными: $\tilde{\beta} \equiv \beta$. Другими словами, имеет место сильная одномодовая связь в различных слоях. Это задает общее волновое число для всех волновых процессов в *y*-направлении. Волновые числа $\tilde{\lambda}$, λ , соответствующие *x*-направлению, находятся из дисперсионного уравнения:

$$2\eta_{2}\tilde{\lambda}\lambda\tan\lambda d_{2} + \left(\eta_{2}^{2}\lambda^{2} - \left(\eta_{a}^{2}(\tilde{\lambda}^{2} - \tilde{k}_{0}^{2}) + \tilde{\lambda}^{2}\right)\tan^{2}\lambda d_{2}\right)\tan2\tilde{\lambda} d_{1} = 0$$

$$\lambda^{2}\eta_{2} = k_{0}^{2} + \left(\tilde{\lambda}^{2} - \tilde{k}_{0}^{2}\right)\eta_{1}$$

$$(4.51)$$

Вычисляя распределение тока в пленке, определим импеданс из уравнения (4.32). Пренебрегая внешним импедансом, получим

$$Z = R_{dc} \frac{f_1(x_1, x_2)(\nu x_1 + x_2)}{x_2(f_1(x_1, x_2) - 1)g1(b) + f_2(x_1, x_2)},$$
(4.52)

where

$$R_{dc} = l/2b(\sigma_1 d_1 + \sigma_1 d_1)$$
 is the dc resistance,

$$f_1(x_1, x_2) = \cos x_1 \cos x_2 + v \sin x_1 \sin x_2, \tag{4.53}$$

$$f_2(x_1, x_2) = \cosh x_1 \sinh x_2 + \nu \sinh x_1 \cosh x_2, \tag{4.54}$$

$$g1(b) = \frac{2\tan(\beta b/2)}{\beta b} \left(\frac{\sigma_1 d_1}{\sigma_2 d_2} \cdot \frac{\sin \tilde{\lambda} d_1}{\tilde{\lambda} d_1} + \frac{\tan(\lambda d_2/2)}{\lambda d_2} \cdot \cos \tilde{\lambda} d_1 \right),$$
(4.55)
$$\beta^2 = \tilde{\lambda}^2 - \tilde{k}_0^2, \ x_1 = j\tilde{k}_0 d_1, \qquad x_2 = j\bar{k}_0 d_2, \qquad v = \frac{\tilde{k}_0}{\bar{k}_0 \eta_2} = \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2 \eta_2}}.$$

Уравнение (4.51) решается численно стандартной итерационной процедурой. Анализируя уравнения (4.52)-(4.55) , видно, что эффект ширины пленки описывается функцией g1(b). Если $\beta b/2 >> 1$, то эта функция стремится к нулю и выражение (4.52) соответствует выражению (4.19) для продольного импеданса бесконечной в плоскости пленки при соответствующих условиях [251]. Это означает, что введенный ранее параметр $b^* = 2/\beta$ действительно играет роль критической ширины: при $b < b^*$ все геометрические размеры b, d_1 , d_2 оказывают влияние на импеданс. Рисунок 4.9 показывает поведение параметра b^*/d как функции частоты для $d = 0.5 \ \mu m$ и $d = 0.1 \ \mu m$ ($d_1 = d_2$). С увеличением частоты, значение b^* уменьшается быстрее для более толстой пленки. В низкочастотном приближении ($x_1, x_2 \ll 1$), $b^* = \sqrt{d_1d_2/\eta_2}$. Это следует из линеаризации уравнения (4.51) при дополнительном условии, что поперечная магнитная проницаемость достаточно велика ($\eta_1, \eta_2, \eta_a \ll 1$). Такой же результат был получен в предыдущем разделе в приближении слабого скин-эффекта.



Рисунок 4.9. Частотная зависимость критического параметра b^*/d . Параметры расчета: $4 \pi M_0 = 6000 \text{ G}$, $H_K = 9 \text{ Oe}$, $\gamma = 2.0 \cdot 10^7$ (rad/s)/Oe, $\tau = 0.2$. Чтобы избежать расходимости $\hat{\eta}$ при $H_{ex} = H_K$, $\omega = 0$, использовалось небольшое отклонение в 5⁰ осей анизотропии от поперечного. $\sigma_1 = 10^{18} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_2 = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$.

Рисунок 4.10 представляет частотные зависимости МИ отношения ($\Delta Z/Z = |(Z(H_K) - Z(0))/Z(0)|)$ при различных значениях ширины пленки *b* для двух толщин d = 0.5 µm и d = 0.1 µm ($d_1 = d_2$). Импеданс $|(Z(H_{ex})|$ имеет максимум вблизи $H_{ex} \approx H_K$, который связан с поведением поперечной проницаемости $1/\eta_2$. То есть рассматривается максимальное изменение импеданса. Для широкой пленки (b > 100 мкм для d = 0.1 мкм) результат оказывается очень близким к полученному в приближении бесконечной ширины. При уменьшении *b*, МИ отношение начинает быстро падать: например, при 150 МГц для пленки с параметрами $d = 0.5 \ \mu$ м, $b = 100 \ \mu$ м $\Delta Z/Z$ достигает более 300% и падает до 70% при уменьшении ширины до 10 µм. Влияние ширины пленки на МИ оказывается более существенным при низких частотах, так как критический параметр b^* уменьшается с увеличением

частоты. Влияние толщины для узких пленок приводит к тому, что частотные характеристики не показывают плоского участка, а МИ отношение постепенно увеличивается. Так, $\Delta Z/Z$ узкой пленки (0.5 μ м, $b = 10 \,\mu$ м) достигает 200% при частоте 900 МГц.



Рисунок 4.10. Частотные зависимости МИ отношения $|(Z(H_K) - Z(0))/Z(0)|100\%$ при различных значениях ширины пленки. Расчет сделан для двух толщин (a): $2d = 1 \,\mu$ м, (b): $2d = 0.1 \,\mu$ м. Параметры расчета такие же, как и для Рисунка 4.9.

При уменьшении толщины пленки (Рисунок 4.10 b), МИ отношение падает, а влияние ширины становится существенным при уменьшении с 20 микрон до 2.5 микрон. То есть, как и следовало ожидать, влияние ширины пленки оказывается более сильным.

При увеличении толщины пленки до 2 микрон (Рисунок 4.11), значительные изменения импеданса наблюдаются уже при ширине в 100 микрон.



Рисунок 4.11. Частотные зависимости МИ отношения $(|(Z(H_K) - Z(0))/Z(0)|100\%)$ при различных значениях ширины пленки для $2d = 2 \mu M$. Параметры расчета такие же, как и для Рисунка 4.9.

Таким образом, эффект ширины оказывается аналогичным динамическому размагничивающему эффекту.

4.3 Экспериментальные исследования по МИ в пленках

В этом разделе обсуждаются экспериментальные результаты по МИ в трехслойных пленках на примере поведения диагонального импеданса [263-265]. Недиагональный импеданс в пленках рассматривается в главе 5.

4.3.1 Экспериментальная методика измерения импеданса тонких пленок

Измерения МИ в пленках производятся с использованием векторных анализаторов цепей, как уже обсуждалось в главе 3. Для измерения продольного импеданса пленок более удобно использовать одноканальный режим, как представлено на Рисунке 4.12. При этом импеданс пленки (точнее всей rf ячейки) определяется через параметр S_{11} посредством уравнения:

$$Z = Z_0 \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \tag{4.52}$$

Где $Z_0 = 50\Omega$ - характеристический импеданс.



Рисунок 4.12. Схематичное изображение измерительной системы для одноканального режима.



Рисунок 4.13. Электрическая схема rf ячейки для измерений продольного диагонального импеданса в одноканальном режиме.

В отличие от двух канальных измерений (рассмотренных в разделе 3.4) с помощью одноканального режима можно измерить только продольную диагональную компоненту импеданса, но электрическая схема ячейки значительно упрощается (Рисунок 4.13). Блокирующий конденсатор (С) отрезает постоянный ток смещения I_b от входа в анализатор. При высоких частотах конденсаторный вклад в импеданс ячейки значительно меньше, чем вклад от МИ элемента: $|1/\omega C| < |Z|$. Тем не менее, этот вклад может приводить к некоторому ослаблению чувствительности измеряемого импеданса к внешнему магнитному полю. Кроме того, возникают другие трудно контролируемые вклады от микроволнового трека и соединений, которые не зависят от магнитного поля. Для уменьшения этого влияния все соединения должны быть как можно короче.

4.3.2 Получение многослойных пленок и использование различного отжига для достижения требуемой модификации магнитной структуры

Детально технология получения NiFe/Au/NiFe пленок описана в наших работах [263-265]. Здесь приводятся необходимые пояснения, уделяя особое внимание методам преобразования магнитной структуры. Проблема производства пленок с магнитомягкими свойствами и требуемой для МИ анизотропией рассматривалась в ряде работ (см. [266-267]). Пленки производились методом rf –напыления на стеклянные подложки (CM5 quality glass microscope slides, толщина- 0.8 мм). Каждый слой наносился в соответствующей последовательности в течении одного и того же вакуумного процесса. Скорости напыления были 2.35 Å/s для NiFe и 5.75 Å/s для Au.

Использовался специальный магнитный держатель для подложки, способный производить поле порядка 60 Э, что позволяет индуцировать требуемую магнитную анизотропию (например, поперечную) в процессе напыления. При этом все слои (NiFe и Au) могут напыляться в течении единого цикла. Однако для того, чтобы установить различную анизотропию в магнитных слоях (например, crossed anisotropy), магнитное поле должно прикладываться по-разному в каждом магнитном слое (например, под углами $\pm 45^0$ для нижнего и верхнего магнитных слоев). В этом случае пленка извлекается из вакуумной камеры для установления соответствующего направления магнитного поля при напылении следующего магнитного слоя.

После напыления планарная геометрия МИ элемента создавалась с помощью фотолитографии с использованием контактных масок. Такой способ позволил получить

МИ пленочные элементы с планарными размерами: ширина- 200, 100, 50, 20 и 10 микрон; длина 2 mm and 5 mm. В качестве внутреннего проводника использовался слой Au, а не Cu, что обусловлено технологическими особенностями (лучшая воспроизводимасть результатов). На Рисунке 4.14 показаны геометрия структур, получающихся в процессе последовательного травления.



Рисунок 4.14. МИ элемент после первого травления (а) и после окончательного травления (б).

Было установлено, что для относительно широких пленок (ширина больше 200 микрон) магнитная анизотропия соответствовала направлению магнитного поля в процессе напыления. Однако для более узких пленок магнитная анизотропия устанавливалась вдоль длины сандвича, игнорируя направление достаточно сильного (60 Э) магнитного поля в процессе напыления, что связано с анизотропией формы. Интересно, что после отжига при температуре 450°C магнитная анизотропия, задаваемая магнитным полем в процессе напыления, восстанавливается. Чтобы уменьшить возможный разброс осей анизотропии отжиг лучше проводить в присутствии достаточно сильного магнитного поля (100 Э), направленного также, как и магнитное поле при напылении. Также, отжиг можно производить во вращающемся магнитном поле.

4.3.3 Экспериментальные результаты для NiFe /Au / NiFe открытых структур

На Рисунках 4.15 а) и б) представлены полевые зависимости продольного импеданса ζ_{zz} , измеренные в трехслойных пленках до и после отжига. Рисунок 4.15а соответствует случаю осевой анизотропии, а Рисунок 4.15б- поперечной, которая устанавливается в системе после отжига. Полученные зависимости достаточно хорошо соответствуют теоретическим (ср. с Рисунком 4.4). Не очень большое изменение импеданса обусловлено высокой проводимостью NiFe по сравнению с аморфным сплавом. Значительное увеличение величины импеданса при увеличении частоты как раз связано с увеличением импеданса всей ячейки, которое не зависит от магнитных свойств. Соответственно, при более высоких частотах чувствительность измеряемого импеданса к магнитным свойствам может снижаться, не смотря на то, что импедансе пленки по-прежнему сохраняет высокую чувствительность (Рисунок 4.16, 4.17). Такое поведение импеданса в пленках наблюдалось в ряде работ, и был ошибочно сделан вывод, что МИ на частотах порядка сотен МГц ослабевает.



Рисунок 4.15. Полевые зависимости продольного импеданса в узком NiFe /Au / NiFe сандвиче с осевой анизотропией (а) и с поперечной анизотропией (б). До отжига пленкт имеют осевую анизотропию. Поперечная анизотропия устанавливается в результате отжига. Пунктирные кривые соответствует обратному ходу по магнитному полю.

Поскольку дополнительный вклад, который не зависит от поля, имеет индуктивную или емкостную природу, реальная часть импеданса должна иметь высокую чувствительность относительно поля, поскольку параметр магнитной проницаемости $\tilde{\mu}$ сохраняет высокие значения. Это продемонстрировано на Рисунке 4.18 для пленки с поперечной анизотропией. Если действительная часть импеданса изменяется более, чем в два раза, то изменение мнимой части не превышает 15%.



Рисунок 4.16. Полевые зависимости импеданса в пленках с продольной анизотропией (до отжига) на высоких частотах (400-500 МГц).



Рисунок 4.17. Полевые зависимости импеданса в пленках с поперечной анизотропией (после отжига) на высоких частотах (400-500 МГц).



Рисунок 4.18. Полевые зависимости реальной (*a*) и мнимой (*b*) частей импеданса для пленки с поперечной анизотропией.

Аналогичные результаты были получены также для пленок длиной 2 мм. Следовательно, МИ высокочувствительная пленка может быть достаточно миниатюрной и может быть легко встроена в интегральную схему. В этом состоит основное преимущество Ми в пленочных структурах.



Рисунок 4.19. МИ характеристики в сандвичах NiFe / Au /NiFe длиной 5мм и шириной 100 микрон для различных частот: 1 – 40 МГц (а), 50 – 100 МГц (б).

Для более широких пленок (100 микрон) результаты получаются более аккуратными, и для не очень высоких частот (до 100 МГц) существенного подъема импеданса с частотой не наблюдается, как видно из рисунка 4.19. Это полностью соответствует теоретическим результатам.

Относительное изменение импеданса можно увеличить с помощью более совершенного метода наведения поперечной анизотропии. Температура отжига превышает температуру Кюри, отжиг и охлаждение происходят медленно в присутствии поперечного магнитного поля. Это почти полностью устраняет напряжения, возникающие на интерфейсах. В результате, уменьшается как разброс осей анизотропии, так и величина эффективного поля анизотропии (до 7 Э), что приводит к существенному увеличению чувствительности МИ.

Дальнейшее усовершенствование может быть получено с использованием изолирующих слоев между внутренним проводящим и внешними магнитными слоями, как было впервые предложено в [65-66]. В качестве изолирующих слоев использовался Al₂O₂ слой толщиной несколько нанометров. МИ на уровне 80% достигается в такой системе при частоте 60 МГц (Рисунок 4.20). При более высоких частотах начинают сказываться влияние измерительной ячейки и МИ отношение падает.



Рисунок 4.20. Полевые зависимости МІ отношения ($\Delta Z/Z$) в пленочных структурах NiFe/ Al₂O₂ / Au / Al₂O₂ / NiFe длиной 5 мм и шириной 100µм при различных частотах:1 -40 МГц (а), 50 – 100 МГц (б).

4.3.4 NiFe /Au / NiFe, влияние конфигурации магнитного потока

Исследовалось также влияние геометрической конфигурации пленочных структур на МИ эффект. Различные структуры представлены на Рисунке 4.21: открытая структура (с незамкнутым магнитным потоком), структура с замкнутым магнитным потоком, кастелированная структура.



Рисунок 4.21. Геометрические конфигурации NiFe / Au / NiFe структур.

Импредансные характеристики, приведенные выше, были получены с использованием открытых структур (незамкнутый магнитный поток). Предполагалось, что структуры с замкнутым магнитным потоком позволят увеличить МИ в пленках. Однако, существенно улучшить МИ эффект не удалось, при этом появились нежелательные эффекты существенной нелинейности и неконтролируемости поведения импеданса. Поэтому для сенсорных приложений открытые структуры все-таки имеют преимущество.

4.3.5 Результаты по продольному импедансу с использованием аморфных магнитных слоев состава Со_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂ и CoSiB

Представляет интерес заменить ферромагнитные NiFe слои аморфным сплавов, чтобы увеличить отношение проводимостей внутреннего и внешних слоев. Использовались магнитомягкие аморфные сплавы Co_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂ и CoSiB. Аналогичные результаты были получены другими группами с использованием аморфных слоев [63-64, 266,269-270].

Типичные размеры пленок были: толщина слоев- 0.5 µm, ширина - 50 µm. Поперечная анизотропия индуцировалась в процессе напыления, а также усиливалась дополнительным отжигом. Длина сенсорного элемента может быть увеличена при использовании серпантинных конфигураций, как показано на Рисунке 4.22.



Рисунок 4.22. Конфигурация пленочного элемента и его вид в плоскости.

Для аморфных пленок не удается получить эффективное поле анизотропии ниже 10 Э, но МИ отношение достигает 250% на частотах порядка 50 МГц, как видно из Рисунке 4.23. Это значение более чем в 4 раза выше, чем для NiFe/Au мультислоев. Снижение МИ отношения при увеличении частоты уже обусловлено влиянием импеданса измерительной ячейки, как обсуждалось выше. Также, уменьшение чувствительности с увеличением частоты связано с проблемами калибровки, которая становится очень существенной на высоких частотах для длинных образцов.

МИ характеристики имеют два симметричных пика, что характерно для поперечной анизотропии. При увеличении частоты пики смещаются в область более высоких полей, что обусловлено влиянием релаксационных процессов, а также разбросом осей анизотропии.



Рисунок 4.23. МИ характеристики пленок Co_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂/Cu/Co_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂ с геометрией, представленной на Рисунке 4.22 при различных частотах: 1 – 40 МГц (а), 50 -100 МГц (б).

При использовании аморфных слоев CoSiB и Au внутреннего слоя удалось значительно снизить эффективное поле анизотропии и разброс осей анизотропии. В результате наблюдаются очень узкие МИ характеристики. Для пленок шириной 100 µм и длиной 5 мм достигается рекордная чувствительность порядка 40%/Э на частоте 60 МГц (Рисунок 4.24). Однако если ширина пленки снижена до 50 µм, МИ отношение и чувствительность падают.



Рисунок 4.24. МИ характеристики пленок CoSiB/Au шириной 100µм и длиной 5 мм при различных частотах: 1 – 40 МГц (а), 50 – 100 МГц (б).

4.3.6 Исследование влияния ширины пленки на МИ

При уменьшении ширины пленки и сохранении неизменной магнитной структуры МИ снижается за счет протекания потока через внутренний немагнитный слой. Конечно, могут происходить и изменения в магнитной структуре пленки. Данный раздел посвящен исследованию МИ в RF sputtered NiFe/Au/NiFe мультислоев с шириной 20-200 µm, толщины всех слоев равны 0.5 µm [257,271]. При ширине пленки 20 µm наблюдается значительное снижение МИ отношения. Полученные результаты достаточно хорошо описываются разработанной теоретической моделью.

Для характеризации магнитной структуры, проводились магнетооптические (Керр) исследования верхнего Ni-Fe магнитного слоя. Эти измерения проводились при использовании подмагничивающего поля частотой 10 Гц, направленного вдоль длинной оси пленки, при комнатной температуре. Для пленки шириной 100 микрон наблюдалась наклонная кривая намагниченности с небольшим гистерезисом, типичная для поперечной анизотропии (Рисунок 4.25). Эффективное поле анизотропии H_K было порядка 8 Э. Однако при ширине в 20 микрон петля гистерезиса изменяется, обнаруживая гистерезис, то есть ось анизотропии направлена под некоторым углом (не равным 90 градусов) к длинной оси пленки.



Рисунок 4.25. Кривые намагниченности верхнего NiFe слоя шириной 100 и 20 микрон, длиной 2 мм, полученные с помощью измерений эффекта Керра.



Магнитное поле, Нех (Э)

Рисунок 4.26. Полевые зависимости абсолютной величины импеданса для пленок NiFe/Au/NiFe для различных значений ширины. Толщина отдельного слоя – 0.5 микрон, длина- 5 мм. Частота измерений – 250 МГц.

На Рисунке 4.26 представлены полевые зависимости абсолютной величины импеданса для мультипленок с различной шириной. МИ характеристики имеют два пика, наблюдаемых при поле $H_p \approx 11$ Э, что несколько выше поля анизотропии. Видно, что МИ пик для пленок шириной 200 микрон значительно шире, что может быть связано

с большим разбросом осей анизотропии. Интересно отметить, что чувствительность оказывается наибольшей для пленок шириной 50 микрон- 30 %/Э в интервале полей 8-10 Э. Полевые зависимости импеданса для пленок шириной 20 микрон имеют дополнительные пики и гистерезис в области малых полей, что связано с отклонением анизотропии от поперечного направления.

На Рисунке 4.27 представлено поведение относительного изменения импеданса с частотой для пленок различной ширины. Для относительно небольших частот (меньше 100 МГц) МИ отношение практически совпадает для пленок шириной 50-200 μ м. Такое поведение соответствует выводам теории, так как ширина больше критического размера. При увеличении частоты, МИ отношение широких пленок начинает уменьшаться, но это связано с проблемами калибровки. В случае $b = 50 \mu$ м МІ отношение достигает 148 % при 350 МГц. Это также подтверждает, что при такой ширине пленки имеет меньший разброс осей анизотропии. Для пленок шириной 20 микрон МИ отношение небольшое на низких частотах (меньше 3% на частоте 100 МГц), но достигает значений порядка 70% на частотах больших 400 МГц. Это соответствует выводам теории.



Рисунок 4.27. Максимальное изменение импеданса в зависимости от частоты для пленок NiFe/Au/NiFe различной ширины. Для сравнения, даны теоретические зависимости для пленок *b*=50µм и 20µм.

Выводы главы

В данной главе теоретически и экспериментально исследован МИ эффект в трехслойных системах ферромагнетик/металл (Cu,Au,Ag)/ ферромагнетик, в которых проводимость внутреннего слоя значительно выше проводимости ферромагнитных слоев. Прежде всего, следует отметить, что относительные изменения импеданса могут быть очень большими (сотни процентов) в широком интервале частот для относительно тонких пленок (порядка микрона), если проводимость внутреннего слоя значительно превышает (10-50 раз) проводимость магнитных слоев. Наибольшее изменение импеданса наблюдалось при использовании аморфных CoFeSiB слоев, так как отношение проводимостей увеличивается до 50. При этом была достигнута рекордная чувствительность изменения импеданса порядка 40%/Э на частоте 60 МГц в системах CoSiB/Au/ CoSiB общей толщины 1.5 микрона, шириной 100 микрон и длиной 5 мм.

Анализ показал, что существует критическая ширина, которая зависит от частоты, толщин слоев и магнитной проницаемости, которая определяет протекание магнитного потока через немагнитный слой. Если ширина пленки сравнима или меньше этого критического параметра, то этот процесс приводит к значительному падению МИ отношения (динамический размагничивающий эффект). Это явление аналогично снижению эффективности индуктивных записывающих головок.

Глава 5

Асимметричный и недиагональный магнитоимпеданс

Интенсивные исследования в области МИ в большой степени обусловленны потенциалом применения этого эффекта для создания сверхчувствительных сенсорных элементов. Одним из важнейших параметров сенсорных систем является линейность. Между тем, характеристики диагонального МИ не являются линейными и не зависят от направления магнитного поля. Это может вызвать сложности для конструирования сенсорных систем. Линейность в определеном интервале полей достигается за счет сдвига рабочей точки в линейную область с помощью дополнительного магнитного поля *H*_b. Если два элемента с противоположно направленными полями *H*_b соеденены в дифферинциальной схеме, то можно получить выходной сигнал, близкий к линейному в области нулевого внешнего поля. Использование дополнительного поля Н_b может быть нежелательно. Это связанно с увеличением расхода энергии, а в некоторых случаях, с усложнением конструкции за счет дополнительных катушек. Обратим внимание на то, воздействие дополнительного поля приводит к что асимметричности ΜИ характеристик. То есть для формирования линейного отклика в окрестности нулевого поля оказывается важным получение асимметричного МИ эффекта по отношению к внешнему полю *H_{ex}*. В этой главе рассматриваются два основных механизма получения асимметричного МИ (АМИ): «статический» - за счет определенной конфигурации статической намагниченности и «динамический» - за счет смешивания диагональных и недиагональных компонент тензора поверхностного импеданса. Также, в этой главе более подробно исследуется недиагональный МИ. Асимметричный МИ, обусловленный однонаправленной анизотропией и полем сдвига, возникающими в кристаллических поверхностных слоях, подробно исследовался в работах [272-274]. Мы также не рассматриваем возможность асимметрии за счет обменных взаимодействий [275], так как с нашей точки зрения этот вклад не существенен.

При высоких частотах, соответствующих сильному скин-эффекту, распределение тока в магнитном проводнике и, соотвнетственно, импеданс зависят от направления статической намагниченности. Следовательно, полевые зависимости импеданса связанны с кривыми статической намагниченности. Как было показано в предыдущих главах, в случае циркулярной анизотропии в проводе или поперечной анизотропии в пленках, диагональная компонента импеданса имеет два симметричных максимума при $H_{ex} \cong \pm H_K$, что соответствует насыщению в продольном направлении. Можно предположить, что асимметричное намагничивание приведет к соответствующей асимметрии импедансных характеристик. Это было продемонстрированно для провода с геликоидальной анизотропией[86,87,276-279], а также для трехслойной пленки со скрещенной анизотропией [280-283] в присутствие дополнительного тока I_b . Заметим, что в этом случае все же требуется дополнительное постоянное воздействие. Но использование для этого тока, а не поля, практически более удобно. Асимметричное намагничивание может быть также осуществлено с помощью дополнительных слоев из магнитного материала со значительно большей коэрцитивностью, создающего постоянное подмагничивающее поле.

АМИ может быть получен с помощью дополнительного высокочастотного магнитного поля h_{ex} [285-288], которое по величине соответствует полю возбуждения, то есть не приводит к дополнительным затратам энергии. Такое поведение, оказывается, связанно с высокочастотными перекрестными процессами намагничивания, например, возбуждения циркулярной намагниченности продольным магнитным полем. Подобный процесс хорошо известен в низкочастотной области - генерация напряжения на проводе с помощью продольного поля (Matteucei effect [289]). Также, можно индуцировать продольную намагниченность циркулярным полем (Inverse Wiedemann [290-291]). Однако оба эти эффекта требуют геликоидальную анизотропии. В высокочастотной области перекрестные члены связанны с гиротропией вращательных процессов намагниченности (тензор проницаемости). С увеличением частоты вклады в напряжение за счет h_{ex} и тока i становится сравнимыми, а характер зависимости напряжения от H_{ex} В терминах матрицы поверхностного импеданса это становится асимметричным. соответствует вкладу недиагональной компоненты импеданса в напряжение, измеряемое на МИ элементе. Такой метод получения АМИ особенно важен для создания так называемых «auto-biased» линейных сенсоров.

5.1 Асимметричные процессы намагничивания в проводах и многослойных пленках.

Компоненты тензора поверхностного импеданса зависят от ориентации статической намагниченности и от соответствующих параметров магнитной проницаемости, причем максимальная чувствительность достигается в области полей, когда происходит изменение направления намагниченности. Соответственно, статические процессы намагничивания в большей степени определяют поведение МИ характеристик. Здесь мы расмотрим методы реализации асимметричных процессов намагничивания в проводах и пленках.

5.1.1 Геликоидальная анизотропия в аморфных проводах и кривые намагничивания

В аморфных магнетиках магнитоупругие взаимодействия в основном определяют легкие оси намагничивания. Геликоидальная анизотропия в аморфных проводах устанавливается за счет внутренних скручивающих напряжений, которые образуются в процессе отвердения, а также могут быть усилены при отжиге в присутствие внешних скручивающих напряжений. В случае отрицательной магнитострикции, совокупность внутренних растягивающих и скручивающих напряжений приводит к геликоидальной анизотропии с углом $\alpha > 45^{\circ}$ по отношению к оси провода. Например, CoSiB аморфные провода, получаемые так называемым «in-water rotating» методом, имеют геликоидальную анизотропию с углом порядка 60° [225].

Покажем, что совокупность растягивающих σ_1 и скручивающих напряжений действительно приводит к эффективной геликоидальной анизотропии. Скручивающие напряжения эквиваленты комбинации растягивающих (σ^+) и сжимающих (σ^-) напряжений равной величины $|\sigma^+| = |\sigma^-| = \sigma_2$, направленных перпендикулярно друг другу и под углом 45° к оси провода (см. Рисунок 5.1). σ_2 зависит от радиуса, но этой зависимостью можно пренебречь, так как интерес представляет только поверхностный слой порядка скин-слоя.



Рисунок 5.1. Направления растягивающих и скручивающих напряжений в проводе.

Совокупная энергия магнитной анизотропии и магнитосторикции записывается в виде:

$$U_m = -K\cos^2\theta - \frac{3}{2}\lambda\sigma_1\cos^2\theta - \frac{3}{2}\lambda\sigma_2(\cos^2\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right) - \cos^2\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right))$$
(5.1)

Здесь угол *θ* определяет направление намагниченности по отношению к оси провода. Используя тригонометрическое тождество

$$\sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_2 \cos^2 \theta = \tilde{\sigma} (\cos^2 \theta \cos 2\tilde{\theta} + \sin 2\theta \sin 2\tilde{\theta}/2)$$
$$\sigma_1 = \tilde{\sigma} \cos 2\tilde{\theta}, \ \sigma_2 = \tilde{\sigma} \sin 2\tilde{\theta}/2,$$

выражение (5.1) приводится к виду

$$U_m = -|\tilde{K}|\cos^2(\tilde{\alpha} - \theta) \tag{5.2}$$

Здесь \widetilde{K} , $\widetilde{\alpha}$ - эквивалентные константы анизотропии, которые записываются в виде:

$$\widetilde{K} = \frac{K + (3/2)\lambda\sigma_1}{\cos(2\widetilde{\alpha})}, \quad \widetilde{\alpha} = \frac{1}{2}\tan^{-1}\frac{3|\lambda\sigma_2|}{|K + (3/2)\lambda\sigma_1|}$$

При записи (5.2) можно не учитывать постоянный член $\sin^2 \tilde{\theta}$, поскольку он не влияет на направление намагниченности. Эффективный угол $\tilde{\theta}$ оказывается меньше, чем 45°. Угол легкой оси по отношению к оси провода – определяется следующим образом:

a)
$$K + (3/2)\lambda\sigma_1 > 0$$
, $\alpha = \tilde{\alpha}$
b) $K + (3/2)\lambda\sigma_1 = 0$, $\alpha = 45^{\circ}$
c) $K + (3/2)\lambda\sigma_1 < 0$, $\alpha = 90^{\circ} - \tilde{\alpha}$
(5.3)

Для K > 0 и отрицательной магнитострикции выполнение условия $K - (3/2) |\lambda| \sigma_1 > 0$ позволяет установить легкую ось анизотропии под углом $\alpha < 45^\circ$ к оси провода.

Таким образом, мы продемонстрировали, что геликоидальная анизотропия в аморфных проводах может быть наведена соответствующим механическим напряжением. При для вращательного гистерезиса этом динамической И восприимчивости справедливы уравнения, полученные в разделе 2.4. Рассмотрим здесь более подробно изменение в статическом гистерезисе в присутствии постоянного тока, создающего дополнительное циркулярное поле H_b. Мы продемонстрируем, что сочетание геликоидальной анизотропии и циркулярного поля создает асимметрию статической намагниченности по отношению к осевому магнитному полю. Равновесное положение намагниченности определяются из минимизации свободной энергии

$$U = -K\cos^{2}(\alpha - \theta) - H_{ex}\cos\theta + H_{b}\sin\theta$$
(5.4)

Заметим также, что в поверхностном слое изменение намагниченности путем вращения может происходить по касательной к поверхности (аналогично плоскости), не приводя к состояниям с высокой магнитостатической энергией. Кривые намагниченности показаны на Рисунке 5.2. Влияние H_b приводит к трансформации формы кривых намагничивания: от симметричной гистерезисной кривой для $H_b = 0$ к асимметричной безгистерезисной кривой для $H_b = 0$ к асимметричной безгистерезисной кривой при полях больших $H_b > H_K \cos \alpha$.



Рисунок 5.2. Продольные кривые намагничивания за счет вращения в однодоменном проводе с геликоидальной анизотропией ($\alpha = 50^{\circ}$) в присутствии циркулярного поля H_b .

На Рисунке 5.3 приведены экспериментальные кривые намагниченности в продольном поле для провода с геликоидальной анизотропией в присутствии циркулярного подмагничивания. В данном случае использовался провод состава $(Co_{0.95}Fe_{0.05})_{72.5}Si_{12.5}B_{15}$ с диаметром 120 μM , полученный так-называемым «in-water rotating method". Провод подвергался первичному отжигу с помощью тока 450 мА в течении 20 мин для релаксации внутренних напряжений. Далее образцы отжигались под действием скручивающих напряжений ($\pi/4$) rad/cm. Видно, что циркулярное подмагничивание приводит к сдвигу гистерезиса по отношению к нулевому продольному полю.

Циркулярные петли $(B_{\varphi} - H_{\varphi})$ в присутствии осевого поля измерялись с помощью магнитооптических методов (transverse Kerr effect). Циркулярное подмагничивающее поле H_{φ} создается низкочастотным током, текущем по проводу.



Рисунок 5.3. Продольные $(B_z - H_{ex})$ петли гистерезиса в проводах с геликоидальной анизотропией в присутствие подмагничивающего тока $I_b = 80$ мA.



Рисунок 5.4. Циркулярные петли в проводах с геликоидальной анизотропией для различных значений продольного поля H_{ex} .

Циркулярные петли представлены на Рисунке 5.4 для различных значений осевого поля. Под действием внешнего поля эти петли преобразуются аналогичным образом, как и продольные петли при воздействии тока: наблюдается смещение гистерезиса и увеличение области полей, в которой перемагничивание происходит за счет вращения.

Суммарное поле, действующее на намагниченность, удобно разделить на две компоненты- параллельно и перпендикулярно геликоидальной анизотропии. Внешнее поле дает вклад в компоненту вдоль анизотропии, что приводит к сдвигу гистерезиса. Также, это поле дает вклад в компоненту вдоль трудной оси, что подавляет доменные процессы и стимулирует вращательные процессы намагничивания. Такое качественное объяснение подтверждается расчетами вращательного гистерезиса для геликоидальной анизотропии, представленного на Рисунке 5.2.

5.1.2 Спиральная анизотропия в трехслойных пленках и кривые намагничивания

Спиральный тип анизотропии возможен также в трехслойных системах: легкие оси в нижнем и верхнем слоях скрещены по отношению друг к другу и образуют угол $\pm \alpha$ по отношению к продольному направлению, как показано на Рисунке 5.5. Такая структура может быть получена следующим образом. Магнитные слои напыляются в присутствие внешнего магнитного поля в поперечном направлении (порядка 200 Э для Co_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂ магнитных слоев). Это приводит к образованию одноосной поперечной анизотропии. Далее, образец нагревается током в присутствии продольного поля, что приводит к развороту осей анизотропии и формируется конфигурация типа показанной на Рисунке 5.5. Изменяя величину тока и продольного поля, можно варьировать угол α . Интересно отметить, что анизотропия спирального типа может быть наведена и в однородной пленке или ленте [292-293].



Рисунок 5.5. Конфигурация скрещенной анизотропии в трехслойных пленках: направление анизотропии в верхнем и нижнем магнитных слоях направлены под углом друг к другу.



Рисунок 5.6. Кривые намагничивания в трехслойной пленке Co_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂/ Cu/ Co_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂ напыленной на стеклянную подложку. Толщина каждого слоя 0.5µm, ширина 40 µm. Образец имеет конфигурацию серпантина.

Рисунок 5.6 демонстрирует сдвиг экспериментальных кривых намагничивания в трехслойной пленке под действием постоянного тока I_b . Направление сдвига определяется направлением поля. При этом видно, что область гистерезиса уменьшается. Угол анизотропии в этом случае приблизительно равен 67°, что определяется по сдвигу кривых намагничивания в присутствии постоянного тока I_b , создающего циркулярное магнитное поле ($H_b \tan \alpha = H_{shift}$, $H_b = I_b/2b$, b – ширина пленки).

Таким образом, в случае спирального типа анизотропии кривые намагничивания в присутствии дополнительного тока смещения являются асимметричными, что приведет к соответствующему асимметричному поведению импеданса.

5.2 МИ в структурах со спиральным (геликоидальным) типом магнитной анизотропией

В данном разделе рассматривается асимметричное поведение магнитного импеданса в проводах и пленках со спиральным типом анизотропии в присутствии кругового (циркулярного) подмагничивающего поля. В этом случае представляет интерес рассмотрение двух типов возбуждения: гармоническое возбуждение и импульсное возбуждение. В последнем случае структура подвергается воздействию импульсного тока, который характеризуется шириной импульса и частотой повторения импульсов. Для практических применений этот тип возбуждения имеет преимущество сочетания высокочастотного сигнала с постоянным. Как следует из предыдущего анализа, асимметрия в поведении статической намагниченности связанна именно с комбинацией геликоидальной анизотропии и постоянного подмагничивания.

5.2.1 МИ в проводах с геликоидальной анизотропией

В главе 3 были получены общие выражения для тензора поверхностного импеданса $\hat{\varsigma}(\omega)$ однородно намагниченного провода с произвольным типом магнитной анизотропии, соответствующие гармоническому возбуждению. Выражения (3.48) - (3.50) определяют $\hat{\varsigma}$ в низкочастотном пределе ($\delta_m/a \sim 1$), а выражения (3.33) и (3.37) соответствую высокочастотному приближению ($\delta_m/a \ll 1$). Поведение асимптотик представлено на Рисунке 3.4b для угла анизотропии $\alpha = 60^{\circ}$. Видно, что для диагональной компоненты ζ_{zz} возможен разрыв между низко и высоко- частотными асимптотиками, тогда при расчетах необходимо проводить экстраполяцию.

Результаты расчетов для геликоидальной анизотропии представлены на Рисунке 5.7, где даны полевые зависимости продольной компоненты тензора импеданса для провода с геликоидальной анизотропией ($\alpha = 50^{\circ}$). Особенности этих зависимостей связанны с соответствующем поведением статической намагниченности (см. Рисунок 5.3). С уменьшением поля (из положительного направления) амплитуда ς_{zz} показывает широкий пик, который возникает в интервале 0 и H_K , что зависит от величины α . В отрицательной области полей, импеданс быстро падает, и эта область характеризуется высокой чувствительностью. При достижении определенного значения поля в этой области, значение импеданса скачком возвращается к значениям, характерным для положительных полей. Поле скачка соответствует вращательной коерцитивности (при которой происходит необратимый скачок в M_0). При обратном проходе, скачок импеданса возникает в области положительных полей. Надо отметить, что рассматривалась однодоменная модель. При существовании доменной структуры, основное изменение в поведении ς_{zz} при высоких частотах будет связанно с уменьшенным значением поля скачка.



Рисунок 5.7. Влияние циркулярного подмагничивающего поля $0 \le H_b / H_K \le 1$ на МИ характеристики (ζ_{zz} vs. H_{ex}) провода с геликоидальной анизотропией. $\alpha = 50^\circ$. $2a = 120 \,\mu \, m$. $f = 20 \,$ МГц.

В присутствие подмагничивающего циркулярного поля H_b , возникает значительная асимметрия в поведение импеданса как функции H_{ex} : значения максимумов импеданса не совпадают и максимальные чувствительности отличаются при изменении поля из положительного и отрицательного направлений, соответственно. Дальнейшее увеличение H_b приводит к внезапному сдвигу гистерезиса импеданса в область отрицательных полей (или положительных при изменении знака H_b), при этом область гистерезиса существенно уменьшается. При $H_b > H_K \cos \alpha$ гистерезис исчезает. Для поля H_b несколько большего, чем $H_K \cos \alpha$, чувствительность импеданса по отношению к H_{ex} оказывается максимальной: относительное изменение импеданса может быть более 100% при изменение в H_{ex} на $0.1 H_K$.

Экспериментальные исследования поведения импеданса в системах с геликоидальной анизотропией проводились на CoSiB ($\lambda = -3 \cdot 10^{-6}$) аморфных проводах с диаметром 30 µм. Из-за внутреннего распределения напряжений в процессе производства, эти провода имеют геликоидальную анизотропию с углом порядка $\alpha = 60^{\circ}$ без воздействия дополнительных скручивающих напряжений [225]. Угол анизотропии устанавливается из измерения кривых намагничивания. Рисунок 5.8 представляет продольного поведение импеданса ζ_{77} . Если циркулярное подмагничивание отсутствует ($I_h = 0$), то полевые зависимости показывают два острых пика при полях, значительно меньших, чем поле анизотропии (8 Э). Эти поля соответствуют коерцитивности за счет доменных процессов. При относительно невысоких частотах, магнитная проницаемость, связанная с движением доменных границ, дает основной вклад в поведение импеданса в этом интервале полей. Для полей больших, чем коерцитивное поле, когда доменная структура исчезает, поведение импеданса определяется вращательными процессами. Однако скачки импеданса за счет необратимых вращательных процессов не наблюдаются, так как переключение намагниченности уже произошло. В этой области полей наблюдается достаточно хорошее совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей. Напомним, что последние рассчитывались для монодоменных проводов. В присутствии достаточно большого циркулярного подмагничивания ($I_b = 50 \text{ мA}$), при котором доменная структура исчезает и гистерезис отсутствует, кривая импеданса оказывается несимметричной и сдвинутой в область отрицательных полей (или положительных в зависимости от направления подмагничивающего поля). Такое поведение соответствует теоретическим результатам. Некоторое расхождение может быть связанно с дисперсией анизотропии.



Рисунок 5.8. Теоретические (нормированные) и экспериментальные (в терминах напряжений $|V_z/V_{in}|$) зависимости $|\varsigma_{zz}|$ vs. H_{ex} для CoSiB провода с геликоидальной анизотропией $\alpha = 60^{\circ}$ для частоты 20 МГц. (а): $I_b = 0$; (б) $I_b = 50$ мА.



Рисунок 5.9. Теоретические (нормированные) и экспериментальные (в терминах напряжений $|V_z/V_{in}|$, где возбуждающее напряжение осуществляется через катушку) зависимости $|\varsigma_{z\varphi}|$ vs. H_{ex} для CoSiB провода с геликоидальной анизотропией $\alpha = 60^{\circ}$ для частоты 20 МГц. (а): $I_b = 0$; (б): $I_b = 83.34$ мА.

Рисунок 5.9 показывает полевые зависимости недиагональной компоненты $\varsigma_{z\phi}$, которые демонстрируют аналогичные закономерности. Здесь интересно отметить, что
поведение $\zeta_{z\phi}$ vs H_{ex} очень чувствительно к углу анизотропии, и хорошее соответствие экспериментальных и теоретических кривых (в области, где основное влияние связанно с вращением намагниченности) наблюдается как раз для $\alpha = 60^{\circ}$.

Интересные экспериментальные результаты по АМИ были получены для относительно невысоких частот, порядка 1 МГц, когда возможно использование достаточно больших возбуждающих токов, приводящих к нелинейным процессам для ас намагничивания. В этом случае под действием циркулярного подмагничивающего поля импеданс имеет один пик при положительном (или отрицательном) поле без гистерезиса, как показано на Рисунке 5.10 для аморфного провода под действием скручивающих напряжений [278]. Это связанно с нелинейными процессами намагничивания, когда пик напряжения пропорционален усредненной (по циклу намагничивания) проницаемости. На нелинейность процессов указывает форма сигнала напряжения (отклонение от синусоидальной). Амплитуда возбуждающего тока была 7.5 мА, что достаточно для нелинейной динамики доменных границ.



Рисунок 5.10. Полевая зависимость амплитуды напряжения на частоте 1 МГц в аморфном проводе состава CoFeSiB при воздействии скручивающих напряжений 20 витков/м. Амплитуда возбуждающего тока -7.5 мА и постоянный ток смещения - 4 мА.

5.2.2 МИ в многослойных пленках с перекрестной (спиральной) анизотропией.

Как следует из проведённого анализа в Главе 4, полевые зависимости импеданса плоскостных структурах определяются аналогичными В по отношению К цилиндрической симметрии магнитными параметрами. Здесь мы приведем только результаты для продольного импеданса ζ_{zz} трехслойной системы со спиральной анизотропией ($\alpha = 50^{\circ}$). Расчет проводился по точным формулам (4.18). Параметры выбраны соответствующими аморфным магнитным слоям на основе кобальта. Для 2d = 1 µм и $2d_1 = d_2$ значительные изменения импеданса, вызванные магнитным полем, имеют место в МГц области. Рисунок 5.11 показывает изменение импедансных характеристик ζ_{zz} (H_{ex}), вызванное действием постоянного тока, создающего поперечное антисимметричное поле H_b. Частота возбуждения -50 МГц.



Рисунок 5.11. Поведение продольного импеданса $\zeta_{zz}(H_{ex})$ при воздействии постоянного подмагничивающего поля H_b в трехслойных пленках с перекрестной анизотропией ($\alpha = 50^{\circ}$). Представлена нормированная абсолютная величина импеданса. Параметры магнитных слоёв соответствуют аморфному CoSiB: $M_0 = 500$ Гс, $H_k = 6$ Э, магнитная релаксация $\tau = 0.2$, $\gamma = 2.0 \cdot 10^7$ (рад/с)/Э, $\sigma_2 = 4.5 \cdot 10^{16}$ с⁻¹, $\sigma_1 = 10^{18}$ с⁻¹ (соответствует проводимости благородных металлов), $2d = 1 \,\mu$ м и $2d_1 = d_2$.

Рисунок ясно демонстрирует, что влияние H_b в случае «спиральной» анизотропии приводит к значительной асимметрии в полевых зависимостях импеданса. Когда поле H_{ex} уменьшается из положительного направления, ζ_{zz} уменьшается медленно до значений ζ_0 и при некотором значении отрицательного поля скачком возвращается к большим значениям. Этот скачок связан с критическим полем вращения намагниченности. При не очень больших значениях H_b (по отношению к полю анизотропии), площадь гистерезиса уменьшается незначительно, однако дальнейшее увеличение подмагничивающего поля приводит к резкому сокращению площади гистерезиса и для $H_b > H_K \cos \alpha$ гистерезис исчезает. При этом кривая импеданса имеет максимальную чувствительность. Поведение недиаганального импеданса аналогично, но чувствительность может быть еще выше, так как эта величина спадает до нуля, если M_0 направлено вдоль y – или z – осей. Такое поведение аналогично поведению импеданса провода с геликоидальной анизотрописй. Но наличие внутреннего высокопроводящего слоя приводит к значительному усилению эффекта при уменьшении размеров.

Асимметричные кривые импеданса были реализованные впервые в пленках NiFe/Au/NiFe, в которых была наведена перекрестная анизотропия с углом порядка 45 градусов [264]. Ширина пленки была 200 микрон, толщина 1.5 микрона и длина – 5 мм. Результаты представлены на Рисунке 5.12 для реальной части импеданса, которая имеет большую чувствительность. Видно, что в присутствии подмагничивающего тока (60 мА), пики импеданса при положительных и отрицательных полях существенно различаются, гистерезис смещается в область отрицательных полей и его площадь уменьшается. Такое поведение соответствует теоретическому анализу.



Рисунок 5.12. Асимметричные импедансные характеристики для NiFe/Au/NiFe сэндвича со скрещенной анизотропией в присутствие подмагничивающего тока. Геометрические параметры сэ указаны на рисунке.

Далее исследовались $Co_{70.2}Fe_{7.8}B_{22}/Cu/Co_{70.2}Fe_{7.8}B_{22}$ трехслойные пленки, в которых угол «спиральной» анизотропии варьировался от $\alpha = 15^{\circ}$ до $\alpha = 45^{\circ}$. Геометрические параметры сандвича: длина – 5 мм, ширина – 40 микрон и толщина – 1 микрон (все слои имеют одинаковую толщину). На рисунках 5.13-5.15 представлены МИ характеристики для таких образцов в присутствии подмагничивающего тока в 25 мА для различных частот. Во всех случаях, поведение импеданса характеризуется резко выраженной асимметрией. Для аморфных пленок коерцитивное поле, связанное со смещением доменов, не превышает 0.5 Эрстед. Поэтому гистерезис на фоне больших полей незаметен.

При уменьшении угла анизотропии МИ- отношение возрастает, достигая 125% при $\alpha = 15^{\circ}$ и частоте 90 МГц. Отметим, что резкое падение МИ-отношения при 100 МГц не отражает поведение импеданса, а связанно с импедансными характеристиками измерительного тракта. При увеличении частоты измерения необходима более точная калибровка. Интересно также отметить, что для $\alpha = 45^{\circ}$ импеданс практически скачком достигает пика в отрицательной области полей.



Рисунок 5.13. Полевые зависимости МИ-отношение ($\Delta Z/Z$) для сандвича Со_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂ /Сu/ Со_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂ с углом спиральной анизотропии 15° в присутствии постоянного тока 25мА. (а): 1 – 40 МГц, (б): 50 – 100 МГц.



Рисунок 5.14. Полевые зависимости МИ-отношение ($\Delta Z/Z$) для сандвича Co_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂/Cu/Co_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂ с углом спиральной анизотропии 30° в присутствии постоянного тока 25мА. (а): 1 – 40 МГц, (б): 50 – 100 МГц.



Рисунок 5.15. Полевые зависимости МИ-отношение ($\Delta Z/Z$) для сандвича $Co_{70.2}Fe_{7.8}B_{22}/Cu/Co_{70.2}Fe_{7.8}B_{22}$ с углом спиральной анизотропии 45° в присутствии постоянного тока 25мА. (а): 1 – 40 МГц, (б): 50 – 100 МГц.

5.3 Динамический асимметричный МИ

В этом разделе рассматриваются асимметричные магнитоимпедансные характеристики, получаемые в результате воздействия дополнительного высокочастотного поля смещения. В этом случае наличие геликоидальной анизотропии не требуется, так как процессы намагничивания могут быть симметричными.

Влияние высокочастотного продольного поля h_{ex} на поведение продольного импеданса возможно в силу возникновения перекрестных динамических процессов намагничивания. Эти процессы мы будем рассматривать в рамках тензора поверхностного импеданса $\hat{\varsigma}$. Симметрия компонент тензора импеданса магнитного провода наглядно видна из высокочастотного разложения (3.33). Для циркулярной анизотропии диагональные компоненты ς_{zz} , $\varsigma_{\phi\phi}$ являются четными функциями направления намагниченности, а недиагональные компоненты $\varsigma_{z\phi} = \varsigma_{\phi z}$ -нечетными (меняют знак при изменении направления намагниченности). Следовательно асимметричные характеристики выходного сигнала можно получить, смешивая диагональные и недиагональные компоненты импедансной матрицы. Например, провод может возбуждаться высокочастотным током $i = i_0 \exp(-i\omega t)$ и магнитным полем h_{ex} , которое может генерироваться тем же током в катушке, намотанной на магнитный провод: $h_{ex} = 4\pi ni/c$ (n - число витков на единицу длины). В этом случае измеряемое напряжение определяется как

$$V_z = \overline{e}_z(a)l = \frac{2l}{ca}i(\varsigma_{zz} \mp 2\pi n a \varsigma_{z\varphi}).$$
(5.5)

Здесь знаки "±" соответствуют направлению намотки в катушке. Степень асимметричности будет зависеть от отношения $\zeta_{z\phi}/\zeta_{zz}$ и числа витков. Для циркулярной анизотропии недиагональная компонента (в идеальном случае) обнуляется при наличии доменной структуры, поскольку $\sin\theta\cos\theta$, усредненное по доменам с противоположной циркулярной компонентой, дает ноль. Доменная структура должна быть устранена с помощью небольшого постоянного тока I_b (который генерирует циркулярное поле H_b). Постоянное поле H_b должно превышать только коерцитивность, величина которой очень маленькая для аморфных проводов. Во всяком случае, это величина значительно меньше поля анизотропии. Частотные характеристики компонент импедансной матрицы представлены на Рисунке 5.16 для различных значений постоянного тока I_b . Диагональная компонента падает в присутствии I_b , тогда как недиагональная- растет и имеет максимум при определенном токе (в данном случае, порядка 100 мА). Присутствие тока важно для существования недиагональной компоненты, но циркулярное поле увеличивает магнитную жесткость. Поэтому необходимо определить оптимальное значение I_b . Сильная частотная зависимость является следствием проблем с калибровкой.



Рисунок 5.16. Частотные характеристики компонент импедансной матрицы ς_{zz} и ς_{zo} для различных значений тока I_b . H_s - поле насыщения.



Рисунок 5.17. Схема измерительной ячейки для смешанного возбуждения.

На Рисунке 5.17 представлена схема измерительной ячейки для смешенного возбуждения. Продольное высокочастотное поле *h*_{ex} создается катушкой, которая последовательно подключена к проводу.



Рисунок 5.18. Амплитуда выходного сигнала, измеряемого на концах провода, как функция внешнего магнитного поля H_{ex} для возбуждения без катушки (а) и с катушкой (б). На Рисунке (б) представлено сравнение амплитуды выходного сигнала и его реальной части. Использовался аморфный провод состава $(Co_{0.94}Fe_{0.06})_{72.5}Si_{12.5}B_{15}$ с диаметром 120 μ м В поверхностном слое анизотропия близка к циркулярной.

Измеряемое напряжение V_z включает обе компоненты ς_{zz} и $\varsigma_{z\varphi}$ импедансной матрицы, то есть суммирует симметричный и антисимметричный отклики по отношению к H_{ex} . Результирующие напряжение имеет асимметричный характер по отношению к внешнему магнитному полю, хотя квази статические процессы намагниченности являются симметричными. Катушка генерирует дополнительную э.д.с., что обусловлено перекрестными динамическим процессами намагниченности. При определенных условиях намагничивания, зависящих от внешнего поля H_{ex} , генерируемые э.д.с. действуют в противофазе. В терминах импеданса Z_{zz} это приводит к тому, что реальная часть может стать отрицательной при определенных частотах (порядка нескольких МГц в рассматриваемом случае). Такое поведение и представлено на Рисунке 5.186, причем эффект становится более значительным при увеличении частоты (при увеличении недиагональной компоненты).

Экспериментальные результаты качественно хорошо описываются теоретическими. Сравнение представлено на Рисунке 5.19, теоретическое значение нормировано на экспериментальное при отрицательном поле насыщения. В теории проседание действительной части импеданса в отрицательную область более выражено.



Рисунок 5.19. Асимметричное поведение выходного напряжения, измеряемого на проводе, в присутствии ас поля, создаваемого катушкой, и сравнение с теорией. $I_b = 100$ мА. Теоретическая кривая нормирована на экспериментальное значение напряжения при отрицательном поле насыщения.

Асимметричные характеристики можно преобразовать в линейные, если дифференциально сложить две характеристики, полученные при противоположном направлении переменного поля смещения. Принцип преобразования асимметричных характеристик в линейную представлен на Рисунке 5.20. Наименьшее отклонение от линейности в данном случае получается для частоты 8 МГц, при которой обе э.д.с. равнозначны (что зависит от соотношения $\zeta_{z\phi}$ и ζ_{zz} , и числа витков). Интервал полей с линейным поведением составляет ±5Э, что определяется эффективным полем анизотропии. Между тем постоянное поле смещения может быть значительно меньше, так как его величина определяется коэрцитивностью, которая в магнитомягких проводах значительно меньше поля анизотропии.



Рисунок 5.20. Метод преобразования асимметричных характеристик в линейную.

Для получения динамической асимметрии можно использовать импульсное возбуждение, когда провод с катушкой возбуждаются импульсным током длительностью 10-40 нс. Такой ток имеет как высокочастотные МГц гармоники, так и постоянную составляющую. Зависимость амплитуды импульса выходного напряжения от внешнего магнитного поля представлена на Рисунке 5.21. При совместном возбуждении током в проводе и полем катушки, амплитуда выходного сигнала как функция внешнего постоянного магнитного поля асимметрична, причем сдвиг напряжения относительно нулевого поля зависит от направленности витков в катушке. Чувствительность напряжения к полю также возрастает.

Аналогичные результаты были получены для пленочных систем в присутствии ас тока смещения. Однако в данном случае наибольший интерес связан с конфигурацией недиагонального импеданса, что требует производства интегральной катушки. Эти вопросы рассматриваются в следующем разделе.



Рисунок 5.21. АМИ в CoFeSiB аморфном проводе с циркулярной анизотропией при импульсном возбуждении провода и катушки, намотанной на него.

5.4 Экспериментальные исследования недиагонального импеданса в трехслойных пленках

5.4.1 Технология производства планарной катушки

В этом разделе обсуждаются методы получения трехслойных пленок NiFe/Au/NiFe с интегрированной катушкой в едином процессе для реализации недиагонального МИ [294]. В магнитных слоях устанавливается поперечная анизотропия (по отношению к длинной оси). В общем случае катушка может использоваться как для дополнительного возбуждения пленки переменным продольным магнитным полей для получения АМИ, или для снятия сигнала при возбуждении пленки переменным током. В последнем случае реализуется недиагональный МИ, который имеет антисимметричное поведение по отношению к внешнему полю H_{ex} и представляет интерес для использования в сенсорных системах.

Планарный МИ элемент состоит из трехслойной пленки NiFe/Au/NiFe, которая находится внутри пленочной катушки, имеющей наклонные витки. И внутренняя пленка, и катушка получаются в процессе радиочастотного напыления. Для получения поперечной анизотропии в магнитных слоях, напыление поводится в присутствии

магнитного поля (60 Э). Поперечная анизотропия может быть улучшена с помощью отжига в более сильном магнитном поле (100 Э). Фоторезист может быть использован для изолирования нижних и верхних витков катушки. Планарная катушка получалась при использовании двух Аu тонкопленочных структур и имела 10 или 23 витков (для длины 2 и 5 мм, соответственно). Толщина верхней и нижней стороны катушки составляла 0.245 µм и 0.7 µм, соответственно.

Рисунки 5.22(а) - 5.22(е) показывают последовательный процесс производства недиагонального планарного МИ элемента, состоящего из NiFe/Au/NiFe пленки и катушки. На рисунках представлен поперечный срез системы по центральной линии вдоль длинной оси. В процессе литографии использовался положительный фоторезист, так что шаблон недиагонального МИ элемента напрямую переносился на поверхность пленок. Химическое травление использовалось для удаления металлических частей для образования нужной структуры. Использование Au пленок в качестве внутренних слоев и контактов более предпочтительно, так позволяет получить четкие края структур при травлении. Фотографии образцов показаны на Рисунке 5.23.



Рисунок 5.22. Изображение основных стадий производства NiFe/Au/NiFe пленки с планарной катушкой. Показан поперечный срез системы по центральной линии вдоль длинной оси.









Рисунок 5.23. Фотографии образцов МИ планарного элемента с катушкой. (а)- 5 мм, (б)- 2 мм. Ширина в плоскости- 50 µм, толщина структуры- 1.5 µм. Катушка имеет 23 витка (а) и 10 витков (б), ширина между витками- 50 µм. Увеличенный вид элемента с катушкой представлен на (в).

5.4.2 Экспериментальные результаты по недиагональному импедансу в планарных системах.

Недиагональный импеданс ζ_{zy} (или ζ_{yz}) измерялся с помощью векторного анализатора цепей (Hewlett-Packard 8753E), посредством определения S₂₁- параметра (двух-портовый режим измерений). Такая же конфигурация использовалась для измерения недиагонального импеданса в проводах (см. раздел 3.3.4). Электрическая схема ячейки для недиагонального импеданса соответствует Рисунку 3.86. Измерения проводились в частотном интервале 4—100 МГц, что соответствует практически важному диапазону частот. Результаты измерений для частоты 100 МГц представлены на Рисунке 5.24. Для других частот недиагональный импеданс показывает аналогичное поведение по отношению к внешнему полю и постоянному току. В отсутствии постоянного тока смещения, S₂₁- параметр практически не зависит от внешнего поля, так как при наличии доменной структуры недиагональный импеданс пленки мал (перекрестные процессы намагничивания практически компенсируются в доменах с

противоположны направлением намагниченности). Под воздействием постоянного тока смещения, устраняющего доменную структуру, недиагональный импеданс имеет антисимметричное поведение по отношению к внешнему полю. Наличие гистерезиса связано с остаточной доменной структурой.



Рисунок 5.24. Полевые зависимости недиагонального импеданса, выраженные через *S*₂₁-параметр. Реальная часть- (а), мнимая часть – (б). Частота измерений – 100 МГц. Образец соответствует изображенному на Рисунке 5.23 (а).

Аналогичное антисимметричное поведение недиагонального импеданса в проводах с циркулярной анизотропией обсуждалось в главе 3. На Рисунке 5.25 представлены теоретические зависимости $\zeta_{zy}(H_{ex})$ для трехслойной пленки с поперечной анизотропией в мегагерцовой области частот, которые также являются антисимметричными относительно внешнего поля. Расчет проводился для магнитных слоев без доменной структуры, поэтому действие дополнительного постоянного тока приводит к уменьшению недиагонального МИ эффекта.



Рисунок 5.25. Полевые зависимости недиагонального импеданса $\zeta_{ZY} = \zeta_{yz}$, нормированного на импеданс немагнитной пленки ζ_0 . Показано влияние поперечного поля H_b , которое генерируется постоянным током. Реальная часть- (а), мнимая часть-(б). Расчет выполнялся при следующих параметрах: $\alpha = 90^0$, $M_0 = 500$ Гс, $H_K = 9.3$, $\sigma_1 = 10^{18}$ c⁻¹, $\sigma_2 = 4.5 \cdot 10^{16}$ c⁻¹, $2(d_1 + d_2) = 1.5 \,\mu m$, $\tau = 0.2$, $\gamma = 2 \cdot 10^7$ (рад/с)/Э.

5.5 Применение недиагонального импеданса для разработки высокочувствительных сенсоров

В этом разделе обсуждаются вопросы использования недиагонального импеданса для разработки высокочувствительных сенсоров [160, 295-301]. Именно эта конфигурация имеет ряд преимуществ и большой потенциал для развития. Прежде всего, выходной недиагональный сигнал является антисимметричным относительно внешнего поля, дает возможность определять величину и направление. Также, амплитуду выходного сигнала можно увеличить с помощью оптимального числа витков в детектирующей катушке, или используя несколько МИ элементов, соединенных параллельно в одной катушке [296-298]. Такой подход позволяет улучшить характеристики шума [173-175]. Это связано с тем, что на данном этапе чувствительность МИ сенсора (и разрешение) ограничены шумовыми характеристиками электронной схемы, которые оказываются значительно выше, чем внутренние магнитные шумы МИ элемента [176]. Следовательно, разрешение МИ сенсоров может быть улучшено с помощью увеличения чувствительности выходного напряжения (конечно, до уровня, при котором шумы от различных источников становятся сравнимы).

Для того, чтобы реализовать недиагональный МИ статическая намагниченность должна быть геликоидальной. Это естественно реализуется в системах с геликоидальной магнитной анизотропией и использовалось ранее в элементах, работающих на принципе inverse Wiedemann effect [290-291, 302-303]. В случае циркулярной анизотропии для реализации недиагонального МИ необходимо использовать дополнительное циркулярное поле (ток). Для практических применений второй метод имеет преимущества, поскольку он дает линейное поведение около нулевого поля без offset. Кроме того, устранение доменной структуры с помощью циркулярного поля H_{ex} благотворно влияет не уменьшение шумов.

5.5.1 Недиагональный импеданс в аморфных CoFeSiB микропроводах со стеклянной оболочкой

В аморфных микропроводах на основе Со с отрицательной магнитострикцией формируется циркулярная магнитная структура, для которой характерны маленькие значения поля коэрцитивности при циркулярном перемагничивании. В этих проводах легко реализуется недиагональный МИ, и они очень перспективны как сенсорные элементы. Ha Рисунке 5.26 представлены экспериментальные зависимости недиагонального импеданса в микропроводах состава Co_{66.94}Fe_{3.83}Ni_{1.44}B_{12.29}Si_{15.56} (выраженные через измеряемый S₂₁- параметр) для различных значений постоянного тока I_b . Максимум недиагонального импеданса увеличивается с увеличением I_b , так как увеличивается объем провода с однодоменной геликоидальной намагниченностью. Реальная и мнимая части недиагонального импеданса изменяют знак при изменении знака поля, и между положительным и отрицательным пиком изменение недиагонального импеданса практически линейное. Интервал поля с линейным поведением импеданса увеличивается с увеличением I_b : для I_b=30 мА этот интервал составляет ±2Э.



Рисунок 5.26. Недиагональный импеданс в S₂₁-параметра для единицах различных значений постоянного тока смещения I_b. Использовался микропровод состава Co_{66.94}Fe_{3.83}Ni_{1.44}B_{12.29}Si_{15.56} с общим 22 диаметром микрона И диаметром металлической жилы 19.6 микрона.

В реальных случаях магнитная анизотропия не является строго циркулярной, тогда при нулевом внешнем поле недиагональный импеданс не обращается в ноль, как видно из Рисунка 5.27, на которым представлены теоретические полевые зависимости недиагонального импеданса для угла анизотропии 82°.



Рисунок 5.27. Полевые зависимости недиагонального импеданса микропровода с геликоидальной анизотропией (угол легкой оси- 82° по отношению к оси провода). Параметры расчета: частота- 10 МГц, $H_b/H_K = 0.7$, $M_0 = 500$ Гс, $H_K = 2.5$ Э, удельное сопротивление - 100 μ Oм · см, $a = 10\mu$ м. Недиагональный сигнал при нулевом поле может быть скомпенсирован, используя положительный и отрицательный ток смещения, как показано на Рисунке 5.28.



Рисунок 5.28. Иллюстрация метода устранения offset-сигнала, связанного с отклонением анизотропии от циркулярного направления.

При $H_{ex} = 0$, статическая намагниченность направлена под углами θ и $\theta_1 = -\pi + \theta$ по отношению к оси z, в случае положительного и отрицательного поля смещения, соответственно. Под действием H_{ex} , соответствующие импедансные характеристики изменяются противоположным образом (по отношению к offset уровню). Таким образом, при вычитании недиагональных сигналов напряжения при положительном и отрицательном поле смещения постоянный сигнал при нулевом поле устраняется. Для этого может использоваться методика, разработанная для устранения offset сигнала в ортогональных fluxgates [304-306].

5.5.2 Импульсное возбуждение

Для практических применений предложено использовать импульсное возбуждение ΜИ провода, при котором автоматически присутствуют низкочастотные И высокочастотные компоненты возбуждающего магнитного поля. МИ недиагональный сенсор, использующий такое возбуждение, был разработан для применений в мобильных устройствах [156]. Время нарастания (спада) импульса может быть порядка нс, что соответствует ГГц частотам. На Рисунке 5.29 представлены формы сигналов возбуждающего тока и недиагонального сигнала напряжения. В присутствии магнитного поля, выходной сигнал имеет два пика противоположной полярности, которые поменяются местами при изменении знака поля. В этом случае выходной сигнал характеризуется амплитудами пиков и их полярностью, то есть также позволяет определять амплитуду и направление внешнего поля. Такой сигнал выпрямляется с помощью электронной схемы, содержащей цифровой переключатель и интегрирующую цепочку. В результате получается гладкая кривая выходного сигнала в зависимости от внешнего поля, как показано на Рисунок 5.30, которая уже может использоваться как сенсорная характеристика.



Рисунок 5.29. Форма импульсного тока в проводе (а) и форма выходного сигнала, снимаемого с катушки (б). Время нарастания (спада) импульса тока – порядка 20 нс, что соответствует частоте возбуждения 50 МГц.



Рисунок 5.30. Преобразованный и усиленный сигнал с катушки при импульсном возбуждении. Использовался Co_{66.94}Fe_{3.83}Ni_{1.44}B_{12.29}Si_{15.56} провод, импедансные характеристики которого представлены на Рисунке 5.26.

5.5.3 Гармоническое возбуждение

Гармоническое возбуждение может быть предпочтительней, так как позволяет реализовать резонансные условия в детектирующей схеме, при которой частота возбуждения соответствует частоте LC-в катушке, которая имеет паразитную емкость.

Выходной сигнал, снимаемый с катушки, пропорционален числу витков в катушке. Однако при частоте возбуждения, соответствующей LC- резонансу, напряжение резко возрастает. Поэтому число витков и частота возбуждения должны быть сбалансированы. Конечно, то же самое имеет место и при импульсном возбуждении, но достичь оптимальных условий легче при гармоническом возбуждении. Зависимость выходного сигнала, снимаемого с катушки, от частоты возбуждения провода представлена на Рисунок 5.31. Оптимизация операционной частоты также рассматривалась для разработки ортогональных fluxgates[307] с целью увеличения чувствительности и снижения шумов.



Рисунок 5.31. Частотная зависимость амплитуды напряжения, измеряемого в катушке, намотанной на микропровод, по которому протекает синусоидальный ток и постоянный ток в 7.7 мА. Использовался провод состава Co_{66.94}Fe_{3.83}Ni_{1.44}B_{11.57}Si_{14.59}Mo_{1.69}, длина провода – 8 мм, общий диаметр- 46 микрон, диаметр металлической жилы – 40 микрон. Детектирующая катушка имела 55 витков. Характеристика получена в поле 1 Э.

Выводы главы

Данная глава посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию асимметричного магнитоимпеданса (АМИ). Также более подробно обсуждается экспериментальные результаты по недиагональному импедансу с точки зрения использования в сенсорных системах. Предлагаются два механизма АМИ, которые могут быть названы статическим и динамическим, соответственно. Статический АМИ реализован в проводах с геликоидальной анизотропией и в трехслойных пленках, магнитные слои которых имеют скрещенную анизотропию. Динамический АМИ реализован в ферромагнитных проводах с циркулярной анизотропией при возбуждении высокочастотным (импульсным) током и продольным полем, генерируемым током катушки, намотанной на провод. При таком возбуждении напряжение на проводе включает дополнительную э.д.с., пропорциональную недиагональной компоненте поверхностного импеданса. В этом случае также нужен небольшой постоянный ток для устранения доменной структуры, так как ее наличие обнуляет недиагональную компоненту импеданса.

Недиагональный импеданс представляет отдельный интерес для технических приложений, так как позволяет получить не только линейные характеристики, но и увеличить выходной сигнал (то есть чувствительность в мВ/Э) за счет оптимального числа витков в катушке и резонансных условий возбуждения.

Глава 6

Композитные материалы с управляемыми электромагнитными параметрами на ГГц частотах

Проволочные включения с различными физическими свойствами, а также формами и размерами, составляют важный конструктивный элемент современных композитных материалов. Для механических приложений сверхпрочные карбоновые, стеклянные или другие полимерные волокна даже при сравнительно малой концентрации способны существенно упрочнить исходный материал, сохраняя его эластические свойства [319-320]. В электродинамике композитов проводящие проволочные включения индуцируют необычные поляризационные свойства отклика в ответ на микроволновое [188, 321-323] или оптическое излучение [324-327]. Представляют интерес два типа проволочных материалов (wire media): решетки упорядоченных непрерывных проводов и композиты с короткими отрезками проводов. В первом случае возможно создание частотных дисперсий плазмонного типа, а во втором - резонансных дисперсий. Частотный интервал определяется характерными геометрическими размерами.

Решетки непрерывных проводов позволяют получать отрицательные значения действительной части эффективной диэлектрической проницаемости и используются как подсистемы для создания так называемых левосторонних материалов. Проволочные материалы были предложены довольно давно для формирования электромагнитных пучков [11, 12]. Было также отмечено, что по диэлектрическим свойствам они аналогичны плазмонным системам.

B данной главе рассматриваются композиционные материалы с ферромагнитными проводящими проводами, которые представляют интерес с точки управления частотной дисперсией эффективной диэлектрической зрения проницаемости, а также создания материалов с сенсорными функциями [248, 328]. Эти свойства определяются эффектом магнитного импеданса на ГГц частотах.

6.1 Дисперсионные характеристики проволочных сред

6.1.1 Композиты с короткими отрезками проводов

Эти материалы (Рисунок 6.1) демонстрирует резонансную дисперсию эффективной диэлектрической проницаемости ε_{ef} , обусловленную антенными резонансами на отдельных включениях [12, 181-182, 262]. Частоты антенных резонансов определяются как:



Рисунок 6.1. Иллюстрация композитного материала с короткими отрезками проводящих проводов.

$$f_{res,n} = \frac{c(2n-1)}{2l\sqrt{\varepsilon_d}} \tag{6.1}$$

где c - скорость света в вакууме, l - длина проволоки, ε_d -диэлектрическая проницаемость матрицы (обычно, действительная постоянная), и $n \ge 1$ - целое число (дискретный спектр).

В области резонансных частот реальная часть ε_{ef} уменьшается с ростом частоты и может принимать отрицательные значения, тогда как мнимая часть ε_{ef} имеет локальный максимум. Такая дисперсионная характеристика отвечает резонансному или релаксационному поведению системы в целом. При объемных концентрациях *p* проволочных включений ниже перколяционного перехода ($p < p_c = 2a/l$, где *a* - радиус проволоки) [181], дисперсионные свойства этих материалов могут быть объяснены в рамках Лорентцевской модели диэлектриков. Напомним, что вещество в модели Лорентца строится из осциллирующих электрических дипольных моментов с затуханием. Релаксация в системе описывается феноменологическим параметром затухания или серией таких параметров в случае многорезонансной системы [329-330]. В нашем случае, проволочные включения играют роль «элементарных рассеивателей», обладающих дипольным моментом, индуцируемым внешней волной. В ближней и дальней волновой зоне от композитного образца совокупное излучение проволочных диполей формирует эффективный отклик, который может формально быть описан некоторой диэлектрической проницаемостью ε_{ef}

$$\varepsilon_{ef}(\omega) = \varepsilon_d + 4\pi p \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{\omega_{res,n}^2 - \omega^2 - j\omega\Gamma_n}$$
(6.2)

где суммирование ведется по всем антенным резонансным частотам $\omega_{res,n} = 2\pi f_{res,n}$, Γ_n - феноменологические параметры затухания, и A_n -феноменологические амплитудные постоянные («силы осцилляторов»). Второй суммарный член в уравнении (6.2) отвечает за дипольную поляризацию, индуцированную проволочными включениями, а поэтому пропорционален их концентрации p. Основными каналами релаксации являются резистивные и магнитные потери внутри включений, а также рассеяние переотраженных волн [328] Каждый феноменологический параметр Γ_n включает в себя все виды релаксационных процессов. Сама по себе ε_{ef} не является измеряемой величиной в экспериментах по рассеянию волн. Однако она может быть вычислена из дисперсионных зависимостей S-параметров, которые включают амплитуду и фазу. Как было продемонстрировано в экспериментальных работах [182] и [12], восстановленная таким образом ε_{ef} хорошо аппроксимируется Лорентцевской дисперсионной кривой (6.2), где можно ограничиться только первым членом, поскольку $A_1 \gg A_{n>1}$.

Дипольные моменты определяются распределением свободных электронов в проводе. Электроны локализованы в пределах ее длины, и имеют максимум своей плотности на ее концах, что эквивалентно условию нулевого тока. В свою очередь эта локализация и позволяет формально ввести дипольный момент *P*, который определяет поляризацию проволочных включений в уравнении (6.2) [328]

$$P = \frac{j}{\omega} \int_{-l/2}^{l/2} i(z) dz \qquad (6.3)$$

Здесь *i*(*z*) – распределение линейной плотности тока вдоль провода, индуцированное внешней электромагнитной волной, *z*- локальная координата вдоль оси провода.

Для i(z) должны выполняться граничные условия $i(\pm l/2) = 0$ на концах провода, что соответствует минимуму тока или пучности зарядов. Индуцируемая плотность линейного тока i(z) может быть вычислена из обобщенного антенного уравнения [326, 328], которое учитывает все виды потерь: резистивные, магнитные и радиоционные.

Резонансная дисперсия (6.2) композита с короткими проволочными включениями может быть использована для усиления эффекта управляемости в окрестности резонансной частоты за счет изменения резистивных или магнитных потерь.

6.1.2 Решетки непрерывных проводов

Рассматривается решетка непрерывных проводов, расположенных вдоль оси (z) на расстоянии b друг от друга, как показано на Рисунке 6.2. Электромагнитная волна распространяется перпендикулярно проводам, а электрический вектор в волне e_0 направлен вдоль проводов. Если длина волны λ значительно больше, чем характерные структурные параметры: $\lambda \gg b \gg a$, то композиционный материал можно рассматривать как однородную среду с усредненными материальными параметрами.



Рисунок 6.2. Иллюстрация проволочной образованной среды, решеткой проводящих проводов, расположенных на расстоянии b друг ОТ друга. Электромагнитная волна распространяется перпендикулярно проводам, а электрический вектор в волне *е*₀ направлен вдоль проводов.

Существует ряд моделей [11, 186, 329] для определения эффективной проницаемости. Все они демонстрируют, что электромагнитный отклик соответствует

идеальной (без столкновений) плазменной системе с диэлектрической проницаемостью (по отношению к e_0), имеющий вид:

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_d - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{6.4}$$

Здесь параметр ω_p соответствует плазменной частоте. В различных моделях выражение для ω_p несколько различаются, однако в логарифмическом приближении $(\ln(b/a) \gg 1)$ эта разница не превышает 10%. Обычно ω_p записывается в виде:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c^2}{b^2 \ln b/a} \tag{6.5}$$

Если радиус провода a=10 µм, а расстояние между проводами b=1 см, выражение (6.5) дает значение плазмонной частоты $f_p = \omega_p/2\pi = 4.8$ ГГц. В ряде экспериментальных и модельных работ подтверждается правомерность использования плазмонных уравнений (6.4) и (6.5), которые дают отрицательные значения действительной части ε_{ef} в низкочастотной области $\omega < \varepsilon_{ef}$, для описания электромагнитного отклика от проволочной среды [330-331].

Уравнение (6.4) справедливо для идеально проводящих проводов без потерь, или для частот, при которых имеет место сильный скин-эффект. Резистивные потери учитывались для случая однородного распределения тока внутри проводов, то есть в обратном приближении слабого скин-эффекта [187]. В этом случае диэлектрическая проницаемость записывалась в виде

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_d - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 (1 + j\gamma)}$$
(6.6)
$$\gamma = \left(\frac{\delta}{a}\right)^2 \frac{1}{\ln b/a}$$
(6.7)

Параметр релаксации γ , определяемый (6.7), пропорционален величине скин-слоя $\delta = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma}$, σ - проводимость. Как следует из (6.7), в низкочастотном пределе $\delta/a \gg$ 1 потери могут быть велики и этот случай не представляет интереса для практических применений. То есть условие значительного скин-эффекта должно быть рассмотрено.

Подход, основанный на решении уравнений Максвелла в элементарной ячейке внутри и вне провода, и последующем усреднении векторов электрического поля и смещения был развит в работе [188]. Для немагнитных проводов в приближении сильного скин-эффекта релаксационный параметр γ определяется как:

$$\gamma = (1-j)\frac{\delta}{2a}\frac{1}{\ln b/a} \tag{6.8}$$

Уравнение (6.8) показывает, что при соответствующем выборе геометрических параметров, чтобы плазмонная частота соответствовала условию сильного скинэффекта, затухание в системе может быть небольшим. Также, происходит некоторое перенормирование плазмонной частоты.

В недавних работах [331-3340] было показано, что проволочные композиты с длинными включениями имеют на самом деле нелокальную эффективную диэлектрическую проницаемость, что означает наличие пространственной дисперсии. В связи с этим, уравнения (6.4) или (6.6) следует рассматривать как нулевой член разложения по волновому числу. Вероятнее всего, что он являются превалирующим в этом разложение.

Для приложений было бы весьма заманчивым, если дисперсионная зависимость ε_{ef} могла бы изменяться под действием внешних факторов, например, поля (магнитного или электрического) или механического стресса. Одной из возможностью здесь является изменение проводящих свойств проволочных включений посредством какого-нибудь механизма. Очевидно, что естественные магниторезистивные свойства обычных материалов слишком слабы, чтобы изменять микроволновый отклик дипольных рассеивателей. В работе [189] впервые было предложено использовать для этих целей магнито-импедансный эффект В ферромагнитной проволоке. Было продемонстрировано, что микроволновый отклик от геометрически эквивалентных решеток магнитных проводов, но с различной магнитной анизотропией, значительно различались. Однако зависимость от внешних факторов не была продемонстрирована. Авторы объясняли это сложностью создания однородного магнитного поля в достаточно большой области композитного образца.

Между тем, эффект управляемости от поля в таких системах вполне можно ожидать в случае слабого или «умеренного»» скин-эффекта в проводах как следует из (6.1.6), поскольку скин- эффект зависит от магнитных свойств. Магнитное поле в сколь угодно большой планарной области может быть создано токовой шиной, где провода направлены перпендикулярно направлению вектора электрического поля в линейнополяризованной волне.

Дисперсионные характеристики композитов с короткими отрезками магнитных проводов также могут значительно изменяться в окрестности резонансной частоты $f_{res,n}$ за счет изменения магнитных потерь, что может быть вызвано действием постоянного

209

магнитного поля или растягивающего стресса (передаваемого через композитную матрицу). В следующих разделах мы покажем, что в обоих случаях такое управление релаксационными процессами определяется тензором поверхностного импеданса магнитного провода.

В заключении этого раздела следует отметить, что модель Лоренца и «плазмонная модель», используемые для описания диэлектрического отклика от проволочных композитов, имеют принципиальное отличие. В модели Лоренца резонансные эффекты связаны с локализацией электронов и нетривиальным распределением индуцированных токов вдоль провода, длина которого сравнима с длиной волны. Напротив, в случае длинных проволок, заряды могут свободно передвигаться вдоль них, что соответствует модели непрерывной металлической среды со свободными электронами, так называемой «холодной плазмы». Вновь обратимся к модели Лорентца. При очень высоких частотах, когда ω много больше нескольких первых резонансов $\omega_{res,n}$ в уравнение (6.1.1) (которые дают основной вклад в дисперсию), Лорентцевская дисперсия переходит в дисперсию «плазмонного типа» $\varepsilon_{ef} = \varepsilon_d - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, $\omega_p = \sqrt{4\pi p A_1}$, где A_1 - «сила осциллятора», соответствующая первой резонансной частоте. Этот предельный переход объясняется тем, что в случае очень высокой частоты, свободные электроны имеют естественную локализацию вследствие свой инерции. В этом случае, граничные условия $i(\pm l/2) = 0$ перестают влиять на распределение зарядов вдоль проволоки.

6.2 Экспериментальные методы измерения эффективных параметров проволочных сред

Измерения эффективных свойств композита в свободном пространстве могут проводиться по стандартной методике с использованием TRL калибровки, которая давно и успешно применяется для определения диэлектрических свойств материалов в микроволновом диапазоне [337-341]. Схема измерительной установки показана на Рисунке 6.3. Стенки компактной безэховой камеры могут быть покрыты изнутри радиопоглотителем, чтобы избежать паразитных переотражений. В принципе, используя анализаторы с опцией *time domain* можно «вырезать» эти переотражения путем введения временных окон для выделения полезного сигнала [337]. В свою очередь, это позволяет делать измерения, вовсе не прибегая к безэховой камере. Широкополосные рупорные антенны с диапазоном частот 0.85-17.44 ГГц, подключаются к портам HP8720ES

Spectrum Network Analyser посредством высокочастотных RG402 кабелей с SMA коннекторами. Торцевые стенки камеры, на которых закреплены антенны, были изготовлены в виде «поршней» и могут перемещаться по горизонтали для изменения расстояния между антеннами, что необходимо для предварительной TRL калибровки измерительной камеры. Процедура TRL калибровки является общей для любых не коаксиальных измерений.



Рисунок 6.3. Схема микроволновой измерительной установки. Предусмотрено два вида внешнего воздействия на композитный образец: растягивающее напряжение и постоянное магнитное поле.

Тонкий планарный композитный образец (или любой другой исследуемый диэлектрик) подвешивается на стекловолоконных тросах в середине камеры на расстоянии порядка 50-60 сантиметров от каждой рупорной антенны. Такое удаление от рупорных антенн обеспечивает измерение диэлектрических свойств образца в ближней излучающей зоне. В наших измерениях мы не используем фокусирующих линз, чтобы гарантировать усредненный отклик от достаточно большой области композита. С целью изучения управляемых свойств, было предусмотрено два вида внешнего воздействия на композитный образец: растягивающее напряжение и постоянное магнитное поле. Растягивающее напряжение прикладывается к рамке композита посредством груза, который подвешивается внизу вне камеры. Для создания постоянного магнитного поля на всей поверхности образца может использоваться токовая шина или планарная катушка. В обоих случаях, параллельные токовые проволоки должны быть ориентированы перпендикулярно электрическому полю в падающей волне с линейной поляризацией, как показано на Рисунке 6.3. В этом случае волна «не замечает» проволочного препятствия, взаимодействуя только с композитным образцом. Использование токовой шины, где все проволоки подключены к общему току параллельно, оказывается целесообразным только в том случае, если для управления композитом не требуется сильное магнитное поле. (Ток в каждой проволоке токовой шины будет равен общему току, поделенному на число проволок в шине, т.е. довольно небольшой).



Рисунок 6.4. Конструкция планарной катушки для лабораторных исследований.

Чтобы обеспечить достаточные управляющие магнитные поля предлагается использовать планарные магнитные катушки. Простейшая конструкция планарной катушки для лабораторных исследований приведена на Рисунке 6.4. Композитный образец помещается во внутрь катушки между ее витками, расположенными на близком расстоянии от поверхности образца. В отличие от токовой шины, где проволоки соединены параллельно, ток в каждом витке катушки равен общему току, в силу чего создаваемое магнитное поле будет во много раз большим. Чтобы обеспечить максимально равномерное поле внутри катушки, слои ее витков должны быть сдвинуты относительно друг друга по вертикали на половину межвиткового расстояния.

Чтобы вычислить распределение магнитного поля внутри такой катушки, для начала рассмотрим конечный проводник с длиной *L*, по которому течет постоянный

ток *I*. Этот ток индуцирует вокруг себя циркулярное магнитное поле *H*, как показано на Рисунке 6.5. Амплитуда поля определяется как

$$H = \frac{1}{4\pi R} \left(\cos\varphi + \cos\psi\right) \tag{6.9}$$

Композитный образец помещается во внутрь катушки между ее витками. Катушка становится «невидимой» для линейно поляризованной волны с направлением электрического поля, перпендикулярным ее виткам. Чтобы обеспечить максимально равномерное поле внутри катушки, слои ее витков должны быть сдвинуты относительно друг друга на половину межвиткового расстояния d/2. При этом расстояние между слоями должно быть равным d.



Рисунок 6.5. Циркулярное магнитное поле Н вокруг проволоки с током. Поле Н перпендикулярно плоскости чертежа и имеет противоположные направления в парных точках, симметричных относительно оси проволоки.

Введем систему координат, связанную со слоями катушки, как это показано на Рисунке 6.6. Будем считать, что второй слой удален от первого на расстояние $2R_0$. Распределение поля будет вычисляться внутри катушки в средней плоскости $y = R_0$ с координатами точек (x, R_0, z) , где $0 \le x \le L$ и $0 \le z \le Nd + d/2$, и N есть число витков в каждом слое.



Рисунок 6.6. Система координат, связанная со слоями катушки.

На Рисунке 6.7 приведен расчет распределения поля в центре катушки, имеющей следующие параметры: длина витков L = 50 сантиметров, число витков N = 50, расстояние между витками d = 1 сантиметр, расстояние между слоями $2R_0=1$ сантиметр. Слои катушки были смещены относительно друг друга на d/2. При диаметре медного провода 1 мм и токе 10 А, катушка потребляет 106 Вт, индуцируя достаточно однородное поле ~ 12 Э. Пропорция $2R_0 = d$ и смещение слоев на d/2 относительно друг друга являются наиболее оптимальными параметрами для получения равномерного магнитного поля внутри катушки.



Рисунок 6.7. Распределение поля внутри планарной катушки.

6.3 Магнитное управление диэлектрическими свойствами композитов с непрерывными магнитными проводами

6.3.1 Эффективная диэлектрическая проницаемость решеток магнитных проводов

Эффективная диэлектрическая проницаемость решетки проводящих проводов, показанной на Рисунок 6.2, определяется уравнениями (6.6) и (6.8) в приближении достаточно сильного скин-эффекта, как обсуждалось в разделе 6.1. В рамках этого приближения затухание системы пропорционально скин-слою. Представляется, что в случае магнитных проводов в (6.8) можно просто использовать выражение для скин-слоя магнитных проводов с характерной магнитной проницаемостью *µ*:

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma\mu}} \tag{6.10}$$

Простые физические соображения показывают, что такая замена не обоснована, так как затухание уменьшается для магнитных проводов. Между тем, появляется дополнительный магнитный канал релаксации, и затухание γ_{rel} должно увеличиваться. Аккуратное решение электродинамической задачи показывает, что действительно, затухание в решетках магнитных проводов возрастает.

Распределение электрического и магнитного полей внутри провода и вне его связано импедансным граничным условием на поверхности провода:

$$e_z(a) = \varsigma_{zz} h_{\varphi}(a) \tag{6.11}$$

Здесь $e_z(a)$ и $h_{\varphi}(a)$ – продольное электрическое и циркулярное магнитное поля, соответственно, взятые на поверхности провода, ζ_{zz} – продольная диагональная компонента поверхностного импеданса. В окрестности проводов пространственное распределение полей имеет цилиндрическую симметрию, но обычно рассматривается квадратная элементарная ячейка, чтобы можно было использовать периодические граничные условия. В центре ячейки располагается магнитный провод. В логарифмическом приближении (ln(*b*/*a*) \gg 1), электрическое поле в ячейке вне провода имеет вид:

$$e_{z}\left(r \ge a, r < \frac{b}{2}\right) = e_{z}(a)\left(1 - \frac{i\omega a}{c\varsigma_{zz}}\ln\frac{r}{a}\right)$$
(6.12)

и зависит от поверхностного импеданса магнитной проволоки. Эффективная диэлектрическая проницаемость определяется из усреднения электрического поля и диэлектрического смещения: $\langle \varepsilon(r)e_z(r) \rangle = \varepsilon_{ef} \langle e_z(r) \rangle$, где $\varepsilon(r)$ – локальная диэлектрическая проницаемость. Это условие можно представить в виде:

$$p\varepsilon_c < e_z(r \le a) > +(1-p)\varepsilon_d < e_z(r \ge a) > = \varepsilon_{ef} < e_z > \quad (6.13)$$

Здесь $p = \pi a^2/b^2$ – объемная концентрация магнитных проводов, $\varepsilon_c = j4\pi\sigma/\omega$ – диэлектрическая проницаемость проводов, обусловленная их проводящими свойствами. Усредненное электрическое поле внутри проводов выражается через полный индуцированный ток $i = 2cah_{\varphi}(a)$, и, используя (6.12), получаем:

$$\langle e_z(r \le a) \rangle = \frac{i}{\pi a^2 \sigma} = \frac{e_z(a)c}{2\varsigma_{zz}\pi a\sigma}$$
(6.14)

Полное уравнение для эффективной диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\varepsilon_{ef} = \frac{p \frac{j4}{\omega} \frac{c}{2\varsigma_{zz}a} + (1-p)\varepsilon_d (1 - \frac{j\omega a}{c\varsigma_{zz}} < \ln \frac{r}{a} >)}{\frac{pc}{2\varsigma_{zz}\pi a\sigma} + (1-p)(1 - \frac{j\omega a}{c\varsigma_{zz}} < \ln \frac{r}{a} >)}$$
(6.15)

Для $p \ll 1$, $ln(\pi b/a) \approx ln(b/a)$ последнее выражение может быть преобразовано к виду (6.6):

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_d - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 (1 + j\gamma_{rel})}$$
(6.16)

$$\gamma_{rel} = \frac{c\varsigma_{zz}}{\omega a ln \frac{b}{a}} \tag{6.17}$$

Вспомним, что поверхностный импеданс в приближении сильного скин-эффекта записывается в виде:

$$\varsigma_{zz} = (1-j)\frac{\omega\delta}{2c} \left(\sqrt{\tilde{\mu}cos^2\theta} + sin^2\theta\right)$$
(6.18)

В (6.18) магнитная проницаемость $\tilde{\mu}$ соответствует характеристическому магнитному параметру ($\tilde{\mu} = 1 + 4\pi \tilde{\chi}$ где $\tilde{\chi}$ определяется формулой (2.46)), который включает компоненты тензора магнитной проницаемости в плоскости,
перпендикулярной статической намагниченности M_0 , θ – угол между M_0 и осью провода. Подставляя (6.18) в (6.17) можно получить, что параметр релаксации γ возрастает, как квадратный корень магнитной проницаемости. Интересно также, что γ зависит от направления статической намагниченности, определяемого углом θ . Для $\tilde{\mu} = 1$ уравнение (6.17) дает релаксационный член в виде (6.8) для немагнитных проводов. Таким образом, мы продемонстрировали, что частотная дисперсия системы магнитных проводов зависит как от динамической магнитной проницаемости, так и от направления статической намагниченности. Физический механизм такой зависимости связан с эффектом магнитного импеданса. Следует также отметить, что необходимо условие не очень сильного скин-эффекта для реализации существенной зависимости эффективной проницаемости от магнитных свойств проволок.

6.3.2 Эффект магнитного поля на частотную дисперсию эффективной диэлектрической проницаемости системы непрерывных аморфных проводов на основе кобальта

Дальнейшее рассмотрение эффективной проницаемости и влияния внешних воздействий относится к системе аморфных ферромагнитных проводов на основе кобальта, которые обладают отрицательной магнитострикцией и близкой к циркулярной магнитной анизотропией. В этих проводах наблюдается эффект гигантского магнитоимпеданса (50-100%) на ГГц частотах. Характерные магнитные поля, в которых происходит изменение импеданса, соответствуют полям магнитной анизотропии H_K , то есть не превышают нескольких Эрстед (1-10 Э для магнитомягких проводов состава типа Co₆₆Fe_{3.5}B₁₆Si₁₁Cr_{3.5}). В таких системах можно также добиться значительной чувствительности проницаемости по отношению к внешним растягивающим напряжениям, но для этого нужно использовать постоянное магнитное поле смещения.

Как уже отмечалось в главе 3, основная чувствительность импеданса на микроволновых частотах по отношению к осевому магнитному полю наблюдается в области небольших полей $H_{ex} < H_K$, при которых происходит переориентация намагниченности от циркулярного положения к осевому. Это связанно с тем, что динамическая магнитная проницаемость мало изменяется в полях, которые значительно

меньше, чем поля, соответствующие ферромагнитному резонансу. Заметим, что для наблюдения ФМР на ГГц частотах требуются сотни Эрстед.

Спектры эффективной проницаемости, рассчитанные с использованием уравнений (6.16)-(6.18) и данных по импедансу представлены на Рисунке 6.8 для разных значений магнитного поля (нормированного по отношению к полю анизотропии H_{ex}/H_{K}). Действительная часть ε_{ef} имеет отрицательные значения для частот, меньше плазмонной частоты. Как можно было ожидать, эффект магнитного поля оказывается наиболее значительным в низкочастотной области ($f < f_p$), которая соответствует наиболее сильной частотной дисперсии. Например, на частоте 1 ГГц реальная часть ε_{ef} изменяется с -78 в отсутствии поля до -23 при $H_{ex} = 2H_K$; при дальнейшем увеличении поля до $5H_K$ изменения проницаемости оказываются очень маленькими. Наличие магнитного поля также влияет и на частотную зависимость мнимой части ε_{ef} , так как увеличивается параметр релаксации. При увеличении частоты и приближении к плазмонной частоте, чувствительность проницаемости по отношению к магнитному полю падает.

Чувствительность эффективной диэлектрической проницаемости по отношению к внешнему магнитному полю будет зависеть и от геометрических параметров (a, b)решетки проводов (Рисунок 6. 2). Для решетки с меньшим периодом *b* плазмонная частота выше, то есть, уменьшая *b* можно расширить частотную область, где существенно влияние внешних факторов, до более высоких частот (но таких, где еще магнитная проницаемость проводов существенно отличается от единицы). В этом случае необходимо использовать провода с меньшим радиусом, чтобы ослабить скин-эффект. Например, для *b*=1 см, значительный полевой эффект наблюдается на частотах меньших 1 ГГц, при этом оптимальный радиус соответствует 20 микронам. При периоде решетки *b*= 0.5 см значительная полевая зависимость наблюдается до 2 ГГц, но при этом нужно использовать провода с меньшим радиусом (5-10 микрон).



Рисунок 6.8. Спектры эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ef}(f = \omega/2\pi)$ (действительная (a) и мнимая (b) части) одномерных решеток магнитных проводов для различных значений внешнего осевого магнитного поля (нормированного на поле анизотропии H_{ex}/H_K). Параметры расчета: b=0.5 см, a=10 µм, $\sigma=10^{16}s^{-1}$, $M_0 = 500$ Гс, $H_K = 5$ Э, отклонение оси анизотропии от циркулярной соответствует 15 градусам. Такое отклонение анизотропии нужно для обеспечения адекватного сравнения с экспериментом.



Рисунок 6.9. Влияние геометрических параметров решетки на эффект магнитного поля на частотные дисперсии реальной части эффективной диэлектрической проницаемости. Верхний рисунок (а): b=1 см и нижний рисунок (б): b=0.5 см. Сплошные и пунктирные кривые соответствуют отсутствию ($H_{ex} = 0$) или наличию ($H_{ex} = 2H_K$) магнитного поля, соответственно. Цифры около кривых обозначают радиус магнитных проводов, в соответствии с таблицами, вставленными в поле рисунка. Магнитные и резистивные параметры такие же, как и для Рисунка 6.8.

6.3.3 Экспериментальные результаты исследования спектров рассеяния и эффективных параметров решеток с магнитными проводами состава Со₆₆ Fe_{3.5}B₁₆Si₁₁Cr_{3.5}

Для исследования влияния внешнего магнитного поля на спектры рассеяния на решетках магнитных проводов использовались провода в стеклянной оболочке состава Co₆₆Fe_{3.5}B₁₆Si₁₁Cr_{3.5}, которые характеризуются малой и отрицательной магнитострикцией

порядка -10⁻⁷, и осевыми внутренними напряжениями. То есть провода имели магнитную анизотропию, близкою к циркулярной, что необходимо для реализации МИ эффекта в ГГц области. Для изучения влияния геометрических параметров решетки, использовались провода с различными диаметрами.

На Рисунке 6.10 представлены кривые магнитного гистерезиса для проводов с различным диаметром, которые демонстрируют, что магнитные свойства незначительно изменяются при изменении поперечных размеров в выбранном диапазоне (диаметр магнитной жилы изменялся от 72 микрон до 20 микрон), а также подтверждают наличие преимущественно циркулярной анизотропии.



Рисунок 6.10- Кривые магнитного гистерезиса для аморфных проводов состава $Co_{66} Fe_{3.5}B_{16}Si_{11}Cr_{3.5}$ в стеклянной оболочке с различными поперечными размерами (*a*-радиус металла и *d*-толщина стеклянной оболочки): (1) *a* = 36 µм, *d* = 4 µм; (2) *a* = 10 µм, *d* = 2.4 µм; (3) *a* = 20 µм, *d* = 5 µм.

Кривые намагниченности, представленные на Рисунке 6.10, показывают, что в центральной области проводов существует осевая анизотропия. Распределение анизотропии, так что практически весь провод имеет циркулярную анизотропию, может быть улучшено с помощью различного отжига [8]. Это оказывается важным для разработки сенсоров с операционными частотами в мегагерцовой области. Однако в гигагерцовой области МИ эффект определяется тонким поверхностным слоем, где в любом случае доминирует циркулярная магнитная анизотропия. Это подтверждается измерением полевой зависимости импеданса отдельного провода. На низких частотах наблюдается существенная разница полевых зависимостей импеданса проводов с разными диаметрами, однако на высоких частотах выше 700 МГц эта разница практически не существенна.

Из рассмотренных магнитных проводов была изготовлена однослойная решетка размером 50см х 50см для измерений в свободном пространстве. Провода были наклеены на лист бумаги параллельно друг друга на расстоянии b, равном 0.5 см и 1 см. Такая решетка помещалась в плоскую катушку, имеющую 70 витков и создающую постоянное магнитное поле величиной до 3000 А/м (порядка 37 Э). Витки катушки перпендикулярны магнитным проводам и создают поле, параллельное им. Вся конструкция помещается между двумя рупорными антеннами в установку, описанную в разделе 6.2. Электрическое поле в падающей волне параллельно магнитным проводам.

На Рисунке 6.11 представлены спектры рассеяния (отражения и прохождения) решеток с периодом b = 0.5 см. Наблюдается более значительный эффект магнитного поля для более тонких проводов с a = 10 µm: коэффициент отражения уменьшается с 0.84 в отсутствии поля до 0.72 для $H_{ex} = 2$ кА/м. Изменения коэффициента отражения для более толстых проводов с a = 36 µм при тех же условиях оказывается значительно меньшим из-за более сильного скин-эффекта, что соответствует теоретическим результатам. Также можно отметить, что наибольшие изменения возникают в слабых полях меньше 1 кА/м, при которых еще происходит переориентация намагниченности.

По измеренным спектрам рассеяния определялась эффективная диэлектрическая проницаемость с помощью пакета прикладных программ (Agilent 85071E Material Measurement Software). Эффективная проницаемость, соответствующая спектрам рассеяния (Рисунок 6.11), представлена на Рисунке 6.12. Полученные дисперсии характерны для плазмонных систем, характеризуются отрицательными значениями действительной части и хорошо согласуются с теоретическими результатами.



Рисунок 6.11. Спектры отражения (а, в) и прохождения (б, г) для решеток проводов состава Co_{66} Fe_{3.5}B₁₆Si₁₁Cr_{3.5} с расстоянием между проводами *b*=0.5 см для различных значений магнитного поля. (а), (б): *a* =10µм; (в), (г): *a* =36µм.

В отсутствии магнитного поля абсолютная величина реальной части достигает максимальных значений. Под действием магнитного поля, импеданс проводов возрастает и увеличивается релаксация в плазмонной системе. Соответственно, абсолютная величина действительной части проницаемости снижается. Для проводов с $a = 10 \,\mu$ м на частоте 1 ГГц, реальная часть ε'_{ef} изменяется от -56 до -21 под действием поля 1 кА/м. Это сопровождается значительным увеличением мнимой части. При увеличении частоты до плазмонной частоты потери резко снижаются и влияние магнитного поля на спектры проницаемости становится несущественным.

В случае проводов с большим радиусом магнитной жилы a = 36 µм значение ε'_{ef} при f = 1 ГГц изменяется от -82 до -54 при возрастании поля от нуля до 1.5 кА/м. В этом случае влияние поля несколько слабее, так как скин-эффект сильнее и релаксационный параметр сам по себе меньше. Теоретические результаты оказываются очень близкими к экспериментальным (сравните Рисунок 6.96 и Рисунок 6.12 а, с).



Рисунок 6.12. Спектры эффективной диэлектрической проницаемости для решеток проводов состава Co₆₆ Fe_{3.5}B₁₆Si₁₁Cr_{3.5} с b=0.5 сm для различных значений магнитного поля, которые рассчитаны из измеренных коэффициентов отражения и прохождения, представленных на Рисунке 6.11. (a), (б) : $a = 10\mu$ m; (в), (г): $a = 36\mu$ m.

Мы также исследовали спектры рассеяния от решеток с большим периодом (b = 1 см) и, соответственно, более низкой плазмонной частотой (Рисунок 6.13). В этом случае наибольшее влияние магнитного поля на спектры проницаемости в гигагерцовой области наблюдается для проводов с a = 20 µм. На частоте 1 ГГц реальная часть проницаемости изменяется от -11 до -4 в присутствии поля 0.5 кА/м. Для сравнения даны также спектры для проводов с a = 36 µм и тем же параметром решётки. В этом случае более сильного скин-эффекта, ε'_{ef} изменяется в присутствии поля незначительно от -16 to -14 at 1 ГГц. Эти результаты также хорошо согласуются с теоретическими, представленными на Рисунке 6.9а.



Рисунок 6.13. Влияние магнитного поля на спектры эффективной диэлектрической проницаемости, рассчитанные из спектров отражения и прохождения, для решеток магнитных проводов состава Co_{66} Fe_{3.5}B₁₆Si₁₁Cr_{3.5} с параметром решетки b=1 см. (а), (б) : a = 20 µм; (в), (г): a = 36 µм.

6.4 Эффективная диэлектрическая проницаемость композитов с короткими отрезками магнитных проводов

Дисперсионная зависимость ε_{ef} для композитов с короткими проводами имеет другой механизм, связанный с поляризацией магнитных включений, что аналогично Лорентцевой модели. Локальное поле вблизи провода $e_{loc} \exp(-i\omega t)$ индуцирует ток с линейной плотностью $i(z) \exp(-i\omega t)$, который распределен вдоль провода, и индуцирует электрическую поляризацию \mathcal{P} (6.3). Удельная поляризуемость проводов определяется как:

$$\alpha = \mathcal{P}/Ve_{loc} \tag{6.19}$$

где V - объем провода. Для магнитных проводов в окрестности антенных резонансов поляризуемость α может иметь сильную зависимость от внешних параметров (магнитное поле H_{ex} , механические напряжения σ_{ex} , температура).

В пределе малых концентраций магнитных проводов *p* << *p_c* (*p_c* - концентрация перколяционного перехода), когда можно пренебречь взаимодействиями между ними, эффективная проницаемость записывается в виде:

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_d + 4\pi < \alpha > \tag{6.20}$$

Здесь < *α* >- усредненная электрическая поляризуемость магнитных проводов (например, по ориентациям в пространстве).

6.4.1 Рассеяние электромагнитных волн на индивидуальном магнитном проводе

Электромагнитный отклик от индивидуального провода полностью определяется решением внешней задачи рассеяния, при этом на поверхности провода используются импедансные граничные условия [328], которые включают поверхностный импеданс магнитного провода $\hat{\varsigma}$:

$$\bar{\boldsymbol{e}}_t = \hat{\boldsymbol{\varsigma}} \left(\bar{\boldsymbol{h}}_t \times \boldsymbol{n} \right) \tag{6.21}$$

В (6.21) поля (\bar{e}_t , \bar{h}_t) соответствуют тангенциальным векторам электрического и магнитного поля на поверхности провода, **n** – единичный вектор, направленный во внутрь провода. При записи уравнения (6.21) предполагается, что импедансный тензор $\hat{\varsigma}$ является локальной постоянной характеристикой провода, и не зависит от осевой координаты провода. В случае идеально проводящего провода (проводимость $\sigma = \infty$), условие (6.21) обнуляется, электрическое поле на поверхности провода $\bar{e}_t = 0$, что является типичным условием для решения антенных уравнений.

Распределение электрических и магнитных полей в диэлектрической среде с одним магнитным проводом удобно записать с использованием векторного **A** и скалярного ϕ потенциалов:

$$\boldsymbol{e} = -\boldsymbol{\nabla}\varphi - \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}, \quad \boldsymbol{h} = \frac{4\pi}{c}(\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A}) \tag{6.22}$$

Лорентцевская калибровка используется для введенных потенциалов ($\varepsilon_d \partial \varphi / \partial t + 4\pi \nabla \cdot A$). В частотном представлении, уравнение для электрического поля имеет вид:

$$\boldsymbol{e} = \frac{4\pi j\omega}{c^2} \boldsymbol{A} - \frac{4\pi}{j\omega\varepsilon_d} \operatorname{grad} \operatorname{div} \boldsymbol{A}$$
(6.23)

Для потенциала А можно получить уравнение Гельмгольца:

$$\Delta \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = \mathbf{i} \tag{6.24}$$

Здесь $k = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_d}$ является волновым вектором в диэлектрической матрице. Решение (6.24) можно записать в виде свертки плотности тока i(z) с Функцией Грина G(r):

$$A(\mathbf{r}) = (G * \mathbf{i}) = \int_{V} \mathbf{i}(\mathbf{z})G(r')dV_{z}$$

$$G(r) = \frac{\exp(j\,k\,r)}{4\pi\,r}$$
(6.25)

В (6.25) интегрирование проводится по объему, содержащему токи, то есть по объему магнитного провода, $r' = |\mathbf{r} - \mathbf{z}|$ - расстояние между точкой \mathbf{r} и точкой интегрирования \mathbf{z} . Из уравнений (6.22) и (6.25) можно получить выражение для индуцированного током магнитного поля

$$\boldsymbol{h}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{c} \int_{V} \frac{(1 - jkr') \exp(jkr')}{(r')^{3}} (\boldsymbol{i}(\boldsymbol{z}) \times \boldsymbol{r}') dV_{\boldsymbol{z}}$$
(6.26)
$$\boldsymbol{r}' = \boldsymbol{r} - \boldsymbol{z}$$

В случае цилиндрической симметрии и учитывая линейность тока i(z), циркулярное магнитное поле на поверхности провода записывается в виде:

$$\bar{h}_{\varphi}(z,a) = \frac{a}{c} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{(1-jkr)\exp(jkr)}{r^3} i(s)ds$$
(6.27)

где $r = \sqrt{(z-s)^2 + a^2}$. В отличие от статического случая, когда имеет место соотношение $\bar{h}_{\phi} = 2I/ac$, I - полный ток, уравнение (6.27) учитывает эффекты запаздывания. Следует также отметить, что интегральное соотношение (6.27) имеет очень быструю сходимость, то есть магнитное поле даже при учете эффектов запаздывания является практически локальным.

Компонента A_z векторного потенциала **A** описывает рассеянное поле от прямого провода. Используя уравнения (6.23) и (6.25), продольное поле $e_z(x, y, z)$ может быть выражено посредством интегро-дифференциального уравнения, в котором свертка происходит по координате *z*:

$$e_{z}(x, y, z) = \frac{4\pi}{j\omega\varepsilon_{d}} \left(\frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}} (G * i) + k^{2} (G * i) \right)$$
(6.28)
$$(G * i) = \int_{-l/2}^{l/2} i(s)G(r)ds, \quad r = \sqrt{(z - s)^{2} + x^{2} + y^{2}}$$

На поверхности провода необходимо положить $r = \sqrt{(z-s)^2 + a^2}$. Используя импедансные граничные условия (6.21) и уравнение (6.28), обобщенное антенное уравнение для i(z) записывается в виде:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}(G*i) + k^2(G*i) + \frac{j\omega\varepsilon_d\varsigma_{zz}}{2\pi ac}(G_{\varphi}*i) = \frac{j\omega\varepsilon_d}{4\pi}\overline{e}_{0z} + \frac{j\omega\varepsilon_d\varsigma_{z\varphi}}{4\pi}\overline{h}_{0z}$$
(6.29)

В (6.29) \bar{e}_{0z} и \bar{h}_{0z} - тангенциальные составляющие внешних электрического и магнитного полей, соответственно, на поверхности провода. Функция $G_{\varphi}(r)$ определяет рассеянное циркулярное магнитное поле $\bar{h}_{\varphi}(z, a)$ на поверхности провода:

$$\overline{h}_{\varphi}(z,a) = \frac{2}{ac} (G_{\varphi} * i) = \frac{2}{ac} \int_{-l/2}^{l/2} G_{\varphi}(r) i(s) ds$$

$$G_{\varphi}(r) = \frac{a^{2} (1 - j k r) \exp(j k r)}{2r^{3}}$$
(6.30)

Уравнение (6.29) должно быть дополнено граничными условиями на концах проводника

$$j(-l/2) = j(l/2) \equiv 0 \tag{6.31}$$

Интегрально-дифференциальное уравнение (6.29) включает общие потери, такие как резистивные и радиационные, а также магнитные. Внутренние потери в этом уравнении возникают через связь с поверхностным импедансом ζ_{zz} и через свертку ($G_{\varphi} * i$), тогда как мнимая часть (G * i) определяет радиационные потери. Кроме того, в (6.29) имеется

дополнительный член, зависящий от недиагональной компоненты поверхностного импеданса $\zeta_{z\phi}$.

Как следует из определения функций Грина, реальные части $\operatorname{Re}(G)$ и $\operatorname{Re}(G_{\varphi})$, рассматриваемые на поверхности провода, имеют резкий пик при r = a и дают основной вклад в уравнение (6.29): $|(\operatorname{Im}(G)*i)| << |(\operatorname{Re}(G)*i)|$ и $|(\operatorname{Im}(G_{\varphi})*i)| << |(\operatorname{Re}(G_{\varphi})*i)|$. Однако свертки с мнимыми частями оказываются важны вблизи антенных резонансов и могут быть учтены в рамках итерационной процедуры. Для вычисления сверток с функциями $\operatorname{Re}(G)$ и $\operatorname{Re}(G_{\varphi})$ можно использовать следующее приближение:

$$(\operatorname{Re}(G) * i) \approx j(z) \int_{-l/2}^{l/2} \operatorname{Re}(G(r)) ds = i(z) Q,$$
 (6.32)

$$(\operatorname{Re}(G_{\varphi})*i) \approx i(z) \int_{-l/2}^{l/2} \operatorname{Re}(G_{\varphi}(r)) ds = i(z) Q_{\varphi}$$
(6.33)

Здесь:

$$Q = \int_{-l/2}^{l/2} \operatorname{Re}(G(r)) ds \sim \frac{1}{4\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{ds}{\sqrt{s^2 + a^2}} \sim \frac{\ln(l/a)}{2\pi},$$
(6.34)

$$Q_{\varphi} = \int_{-l/2}^{l/2} \operatorname{Re}(G_{\varphi}(r)) ds \sim \frac{a^2}{2} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{ds}{(s^2 + a^2)^{3/2}} + \frac{a^2 k^2}{2} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{ds}{\sqrt{s^2 + a^2}} \sim \left(1 + a^2 k^2 \ln(l/a)\right) \quad (6.35),$$

где Q и Q_{φ} положительные форм-факторы. Для оценки введенных форм=факторов использовалось условие a k << 1, справедливое в антенном приближении.

Используя уравнение (6.29) и неравенства |(Im(G)*j)| <<|(Re(G)*j)| и $|(\text{Im}(G_{\varphi})*j)| <<|(\text{Re}(G_{\varphi})*j)|$, можно получить дифференциальное уравнение для определения распределения тока в нулевом приближении $i_0(z)$, то есть пренебрегая радиационными потерями:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} i_0(z) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_d \left(1 + \frac{jc \varsigma_{zz}}{2\pi a \omega} \frac{Q_{\varphi}}{Q}\right) i_0(z) \approx \frac{j \omega \varepsilon_d}{4\pi Q} \left(\overline{e}_{0z}(z) + \varsigma_{z\varphi} \overline{h}_{0z}(z)\right).$$
(6.36)

Как следует из уравнения (6.36), использование импедансных граничных условий прежде всего приводит к перенормировке волнового вектора:

$$\widetilde{k} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_d} \left(1 + \frac{j c \varsigma_z}{2\pi a \omega} \frac{Q_{\varphi}}{Q} \right)^{1/2}.$$
(6.37)

Именно этот волновой вектор k определяет теперь резонансное условие:

$$\lambda_{res,n} = \frac{2l\sqrt{\varepsilon_d}}{2n-1} \operatorname{Re} \sqrt{\left(1 + \frac{jc \, \varsigma_{zz}}{2\pi \, a \, \omega} \frac{Q_{\varphi}}{Q}\right)}, \ n = 1, 2, 3...$$
(6.38)

С учетом приближенных соотношений для форм-факторов, резонансное условие (6.38) имеет вид:

$$\lambda_{res,n} = \frac{2l\sqrt{\varepsilon_d}}{2n-1} \operatorname{Re}\sqrt{\left(1 + \frac{jc\,\varsigma_{zz}}{a\,\omega\ln(l/a)}\right)}$$
(6.39)

 $f_{res,n} = c/\lambda_{res,n}$. Такие резонансные длины волн, вообще говоря, отличаются от значений, определяемых стандартными условиями, справедливыми для идеально проводящих проводов. В это резонансное условие входит продольная компонента поверхностного импеданса. Соответственно, в случае ферромагнитных проводов, которые обнаруживают МИ эффект, появляется возможность управления резонансной дисперсией с помощью внешних факторов, влияющих на магнитную структуру: магнитное поле, механические напряжения, температура.

Влияние магнитных параметров на волновой вектор может быть значительным при условии не очень сильного скин-эффекта. Действительно, подставляя выражение (6.18) для импеданса в выражение (6.37) для волнового вектора, получим:

$$\widetilde{k} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_d} \left(1 + \frac{(1-j)}{2l\ln(l/a)} \frac{\delta}{a} (\sqrt{\widetilde{\mu}} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) \right)^{1/2}$$

где δ - немагнитный скин-слой. Таким образом, в случае сильного скин –эффекта добавка к волновому вектору становится незначительной, и влияние магнитных свойств будет малым.

Мы рассмотрели рассеяние электромагнитных волн на одиночном проволочном включении. Вообще говоря, метод можно распространить на систему проводов,

расположенных строго периодично. Такую среду можно назвать проволочным кристаллом.

Если провода помещены в очень тонкий слой диэлектрика, то уравнение (6.29) запишется в виде:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left((\tilde{G} + \tilde{U}) * j \right) + k_2^2 (\tilde{G} * j) = \frac{i\omega\varepsilon}{4\pi} \overline{e}_{0z}(z) - \frac{i\omega\varepsilon\zeta_{zz}}{2\pi ac} (G_{\varphi} * j) + \frac{i\omega\varepsilon\zeta_{z\varphi}}{4\pi} \overline{h}_{0z}(z), \quad (6.39)$$

Заметим, что функции \tilde{G} и \tilde{U} уже включают эффект границ [262].

Полезно исследовать распределение тока вдоль конечного провода на разных частотах по отношению к основной (первой) резонансной частоте. При этом рассмотрим распределение в нулевом приближении и в первом приближении, которое учитывает эффекты запаздывания и радиационные потери. На Рисунке 6.14 представлено распределение тока на частотах, меньшей и большей резонансной частоты. Как действительная, так и мнимая части имеет форму колокола. Видно, что нулевое приближение очень хорошо описывает реальную часть тока, которая также слабо меняется при переходе через резонансной частоты. В этом случае радиационные потери могут быть существенны, особенно для мнимой части тока, которая меняет знак при переходе через резонанс.



Рисунок 6.14. Распределение тока вдоль аморфного провода на частотах, меньшей резонансной (а) и большей резонансной (б). Черные кривые соответствуют нулевому приближению (6.36), красные - первому приближению с учетом радиационных потерь, рассчитанных с помощью итерационной процедуры из уравнения (6.29). Диаметр провода -10 микрон, проводимость - $\sigma = 7.6 \times 10^{15}$ с⁻¹. Для данного расчета предполагается циркулярная намагниченность ($\theta = \pi/2$).



Рисунок 6.15. Распределение тока вдоль аморфного провода на частоте, близкой к резонансной: (а) – действительная часть, (б)- мнимая часть. Черные кривые соответствуют нулевому приближению (6.36), красные - первому приближению с учетом радиационных потерь, рассчитанных с помощью итерационной процедуры из уравнения (6.29). Параметры расчета такие же, как и для Рисунка 6.14.

6.4.2 Электрическая поляризуемость магнитного провода

Используя найденное распределение тока, можно вычислить электрический дипольный момент (уравнение (6.3)) и поляризуемость (уравнение (6.19)) магнитного провода. Можно ожидать, что вблизи резонансной частоты изменения в релаксационных параметрах приведут к существенным изменениям в поляризуемости магнитных проводов. Для этого, однако, также необходимо условие не очень сильного скинполяризуемость определить эффекта. Зная провода, эффективную можно диэлектрическую проницаемость композита, которая ДЛЯ малых концентраций вычисляется из уравнения (6.20).

Основная резонансная частота определяется длиной провода и диэлектрической проницаемостью матрицы. Для практических применений удобно использовать короткие провода, хаотически расположенные в плоскости. Если длина провода составляет 1см, резонансная частота в воздухе будет 15 ГГц. Однако для таких частот динамическая магнитная проницаемость мало отличается от единицы и влияние магнитных свойств на электрическую поляризуемость становится несущественным. Без увеличения длины провода, резонансная частота может быть понижена с использованием диэлектрической матрицы с относительно высокими значениями Ed. Рассмотрим дисперсионные кривые поляризуемости в присутствии внешнего магнитного поля для l = 1 см, $\varepsilon_d = 16$ (Рисунок 6.16) и $\varepsilon_d = 64$ (Рисунок 6.17). В обоих случаях присутствие относительно сильного магнитного поля ($H_{ex} > H_K$) приводит к сильной трансформации поляризуемости с резонансной ($H_{ex} = 0$) до релаксационной в присутствии поля. При этом видно, что вклад радиационных потерь, заметный вблизи резонанса, оказывается более значительным для более высоких резонансных частот. В присутствии магнитного поля, импеданс увеличивается, что соответствует увеличению магнитных потерь. На этом фоне радиационные потери становятся менее заметными.



Рисунок 6.16. Влияние магнитного поля на спектры поляризуемости магнитного провода длиной 1 см, погруженного в среду с диэлектрической проницаемостью 16. Черные кривые соответствуют нулевому приближению (6.36), красные - первому приближению с учетом радиационных потерь, рассчитанных с помощью итерационной процедуры из уравнения (6.29). Магнитные параметры: циркулярная анизотропия с эффективным полем анизотропии $H_K = 2$ Э, $M_0 = 500$ Гс, остальные параметры расчета такие же, как и для Рисунка 6.14.



Рисунок 6.17. Спектры поляризуемости магнитного провода длиной 1 см в среде с $\varepsilon_d = 64$. Черные кривые соответствуют нулевому приближению (6.36), красные - первому приближению с учетом радиационных потерь. Параметры расчета такие же, как и для Рисунка 6.16.

6.4.3 Влияние магнитного поля на эффективную диэлектрическую проницаемость композитов с короткими проводами

При низких концентрациях $p \ll p_c \propto 2a/l$ эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{ef}(\omega)$ определяется из уравнения (6.20), в которое входит поляризуемость, усредненная по ориентациям проводов. Обычно интерес представляют планарные композиты, тогда $\langle \alpha \rangle = \alpha/2$, и $\langle \alpha \rangle$ определяет эффективную проницаемость в плоскости образца, то есть диэлектрическая проницаемость имеет матричный вид:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{ef}(\omega) & & \\ & \varepsilon_{ef}(\omega) & \\ & & \varepsilon_d \end{pmatrix}$$
(6.40)

Дисперсионные кривые эффективной проницаемости $\varepsilon_{ef}(\omega)$ на гигагерцовых частотах представлены на рисунках 6.19 и 6.20 для различных значений магнитного поля и концентраций (p = 0.001% для Рисунка 6.18 и p = 0.001% для Рисунка 6.19). Обе концентрации значительно меньше, чем концентрация перкаляционного перехода($p_c \propto (2a/l) \times 100\% \sim 0.1\%$ (2a=10мкм, l=1см). Дисперсия диэлектрической проницаемости имеет те же характерные свойства, что и поляризуемость. В работе [181] переход от резонансной зависимости $\varepsilon_{ef}(\omega)$ к релаксационной реализовался за счет изменения проводимости вытянутых включений, то есть за счет резистивных потерь. В нашем случае такой переход происходит за счет изменения высокочастотного импеданса, вызванного влиянием внешнего магнитного поля на статические магнитные свойства провода.



Рисунок 6.18. Изменение спектров эффективной проницаемости с резонансного на релаксационный под действием внешнего магнитного поля $H_{ex} H_{ex}$ (которое превышает поле анизотропии). Концентрация p = 0.001%, проницаемость матрицы $\varepsilon_d = 16$, длина провода равна 1 см.



Рисунок 6.19. Изменение спектров эффективной проницаемости с резонансного на релаксационный под действием внешнего магнитного поля H_{ex} (которое превышает поле анизотропии). Концентрация проводов p = 0.01%, проницаемость матрицы $\varepsilon_d = 16$. Длина провода равна 1 см. При увеличении концентрации, реальная часть эффективной проницаемости может принимать отрицательные значения.

Зависимость эффективной проницаемости от магнитного поля может быть использована для создания управляемых микроволновых покрытий. Спектры коэффициентов отражения $\mathbf{R}(\omega)$ и прохождения $\mathbf{T}(\omega)$ показаны на Рисунке 6. 20 для плоских композитных материалов для нормального падения и для двух значений магнитного поля H_{ex} . Влияние магнитного поля на эти параметры достигает 15%.



Рисунок 6. 20. Спектры коэффициентов отражения и прохождения для тонкого композитного слоя (толщина 300 микрон) для нормального падения в отсутствии магнитного поля, и под действием поля, которое превышает поле анизотропии. Концентрация проводов p = 0.01%, проницаемость матрицы $\varepsilon_d = 16$. Длина провода равна 1 см.

6.4.4 Экспериментальные результаты по управляемым электродинамическим свойствам композитов с короткими включениями

В этом разделе обсуждаются экспериментальные результаты по влиянию внешнего магнитного поля и/или механического напряжения на спектры рассеяния композитов с короткими отрезками магнитных проводов, которые ведут себя как резонансные электрические диполи.

Для реализации управления электромагнитным откликом с помощью внешнего магнитного поля H_{ex} используются магнитные аморфные провода с анизотропией, близкой к циркулярной. Чтобы управлять спектрами рассеяния с помощью внешних растягивающих напряжений σ_{ex} , нужна геликоидальная анизотропия, или использование дополнительного магнитного поля смещения. В обоих случаях перспективны аморфные провода на основе кобальта с маленькой и отрицательной константой магнитострикции (например, состава Co₆₈Fe₄B₁₄Si₁₁Cr₃ с магнитострикцией порядка – 10⁻⁷).

Для экспериментов в свободном пространстве изготавливались образцы размером 50x50 см, содержащие преимущественно однонаправленные провода, как показано на Рисунке 6.21а, или упорядоченные решетки коротких проводов (Рисунок 6.21b). Электрическое поле в



Рисунок 6.21. Структура композитов с короткими отрезками проводов.

падающей волне направлено вдоль проводов, и волна падает перпендикулярно плоскости образца. В качестве матрицы использовался эластичный материал или бумага. Один слой материала смачивался силиконовым клеем, на котором закреплялись провода. Диэлектрическая проницаемость такой матрицы оказывается порядка 2.25, что может быть оценено из резонансной частоты.



Рисунок 6.22. Эффект магнитного поля на коэффициент прохождения для композитов толщиной 2 мм с однонаправленными магнитными проводами в силиконовом клее с диэлектрической проницаемостью 2.25 для различных планарных концентраций. Длина проводов 5 см. Использовались провода в стеклянной оболочке состава $Co_{68}Fe_4B_{14}Si_{11}Cr_3$ с диаметром магнитной жилы 22 µм и общим диаметром 35 µм. Провода подвергались отжигу при температуре 160–250⁰ C в течении 10–30 минут и при воздействии растягивающих напряжений 20-30 кг/см², что позволяло установить циркулярную анизотропию с небольшим разбросом осей анизотропии за счет частичной релаксации внутренних напряжений.

На Рисунке 6.22 представлены спектры прохождения для композитов, изображенных на Рисунке 6.21а, для различных значений поверхностной концентрации, которая определялась как число центров проводов на квадратный сантиметр. Видно, что в окрестности антенного резонанса коэффициент прохождения имеет минимум, более резкий для композитов с большей концентрацией проводов. При воздействии магнитного поля, превышающего поле анизотропии (порядка 3Э в данном случае), этот минимум значительно снижается (с -27 дБ до -12 дБ) и расплывается, что соответствует

увеличению импеданса. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими расчетами.



Рисунок 6.23. Эффект растягивающих напряжений и магнитного поля на коэффициент прохождения для композитов толщиной 2 мм с однонаправленными магнитными проводами в силиконовом клее с диэлектрической проницаемостью 2.25. Длина проводов 5 см, планарная концентрация – 0.5 центров/см². Использовались провода в стеклянной оболочке состава $Co_{68}Fe_4B_{14}Si_{11}Cr_3$ с диаметром магнитной жилы 15 µм и общим диаметром 20.3 µм. Провода подвергались отжигу при температуре 250⁰ С в течение 30 минут и при воздействии растягивающих напряжений 50-70 кг/см² с последующем медленным охлаждением также под нагрузкой, что позволяло установить геликоидальную анизотропию.

На Рисунке 6.23 представлены спектры прохождения композитов, к которым прикладывалось растягивающее напряжение. С этой целью образцы вставлялись в деревянную рамку, верхний край которой фиксировался, а к нижнему подвешивались различные грузы. Нагрузка порядка 0.1 МПа вызывает значительные растяжения в композитной матрице, которые передаются магнитным проводам и соответствуют нагрузке в них порядка ГПа, что вызывает значительные изменения их импеданса. Для таких экспериментов использовались провода с наведенной геликоидальной анизотропией. Под действием нагрузки минимум в спектрах прохождения становится более глубоким (с – 12 дБ до -17.5 дБ), так как под действием растягивающих напряжений в проводах с отрицательной магнитострикцией легкая ось анизотропии снова соответствует циркулярному положению. В этом случае, равновесная намагниченность будет следовать за осью анизотропии даже в отсутствии внешнего магнитного поля ($H_{ex} = 0$), что приведет к уменьшению импеданса и возрастанию рассеяния от них под действием σ_{ex} в нулевом поле. Интересно отметить, что если теперь приложить магнитное поле, то коэффициент прохождения увеличивается до – 8 dB, так как магнитное поле отворачивает намагниченность от циркулярного положения. Это приведет к обратному росту импеданса и уменьшению рассеяния (росту коэффициента прохождения), что и наблюдалось в эксперименте.

Следует отметить, что стресс, передаваемый индивидуальным проволочным включениям, зависит от растяжения матрицы композита и от адгезии между проволоками и матрицей. Эти характеристики не были непосредственно измерены, поэтому реальный стресс, действующий на проволоки, мы оценили из изменения спектров прохождения. После снятия нагрузки композит возвращался в прежнее состояние, о чем свидетельствовала дисперсионная зависимость коэффициента прохождения. Таким образом, прикладываемое растяжение было строго эластическим и, следовательно, обратимым, а изменение спектров рассеяния под действием нагрузки может использоваться для определения внутренних напряжений и передаче напряжений волокнам композита, что является очень важной практической задачей.

Возникает также вопрос, насколько принципиальна ориентация проволок в композите? Любой вид внешнего воздействия является векторным, будь то магнитное поле или стресс. Очевидно, что образцы с преимущественно упорядоченными включениями должны демонстрировать более сильный эффект управляемости, если их направление совпадает с вектором воздействия. Однако в виду того, что измеряется усредненный отклик от большого числа проволок, то при хаотической ориентации всегда найдется достаточное их количество, которое будет ориентировано преимущество по вектору воздействия. Совокупность этих проволок будет определять управляемость композита в целом. Более того, в частном случае композита, управляемого магнитным полем, «valve» зависимость магнитного импеданса от магнитного поля ($Z(H_{ex}) \sim cos^2 \theta$) будет гарантировать, что при достаточно сильном H_{ex} , большинство проволок переключится в новое состояние с высоким импедансом, независимо от их ориентации.

Интересно исследовать спектры рассеяния композитов, содержащих магнитные провода разных длин, которые будут иметь антенные резонансы на разных частотах. Для

241

этой цели использовались упорядоченные композиты, как показано на Рисунке 6.21 b (расстояние между проводами и между отдельными рядами составляло 1 см), которые получались на бумажной основе (проницаемость матрицы равна 1). Использовались провода с длиной 4 см, 2 см и 1см, для которых резонансные частоты составляют 3.65 ГГц, 6.27 ГГц и 11.4 ГГц, соответственно. Спектры рассеяния (отражения и пропускания) от таких материалов показаны на Рисунке 6.24. Спектры имеют резонансный характер, как обсуждалось выше, с резко выраженным минимумом в коэффициенте прохождения около резонансной частоты. В области резонанса наблюдается значительное изменение спектров под действием магнитного поля для более длинных проводов. Для проводов с длиной порядка 1 см зависимость спектров рассеяния от магнитного поля оказывается очень слабой, так как на высоких частотах порядка 10 ГГц магнитная проницаемость провода уже мало отличается от единицы. Наблюдаемая зависимость оказывается также более слабой, чем в случае Рисунка 6.22, что может быть связано с меньшей планарной концентрацией (для проводов с длиной 4 см концентрация равна 0.2 центров/см²).



Рисунок 6.24. Эффект магнитного поля на спектры рассеяния: отражения (a) и прохождения (б) для упорядоченных композитов с короткими магнитными проводами состава Co₆₆Fe_{3.5}B₁₆Si₁₁Cr_{3.5} с диаметром магнитной жилы 40 µм. Использовались провода с длиной 4 см, 2 см, и 1 см.

Используя спектры рассеяния, можно рассчитать эффективную диэлектрическую проницаемость. Для этого применялся коммерческий пакет программ (Reflection

/Transmission Epsilon Fast Model). Спектры эффективной диэлектрической проницаемости представлены на Рисунке 6.25.

Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность управления электромагнитными спектрами композитов с короткими магнитными проводами, в которых наблюдается магнитоимпедансный эффект. Наибольший эффект управляемости микроволновыми свойствами проволочного композита достигается на резонансной частоте, где распределение индуцированного тока на проволоке становится чрезвычайно чувствительным к изменениям ее проводящих и магнитных свойств, а также к радиационным потерям.



Рисунок 6.25. Спектры эффективной диэлектрической проницаемости упорядоченных композитов с короткими проводами (длиной 4 см, 2 см, и 1 см), рассчитанные по спектрам рассеяния, представленным на Рисунке 6.24.

6. 5 Применения управляемых проволочных композитов

Проведенные исследования открывают огромные возможности по созданию управляемых микроволновых поверхностей. Композиты с короткими включениями,

помимо управляемых свойств, также являются селективными частотными фильтрами с минимумом пропускания (максимумом отражения) на частоте антенного резонанса. Поскольку планарные катушки с большой площадью могут быть сделаны гибкими, то такими материалами можно покрывать поверхности сложного профиля. Планарная катушка может быть легко изготовлена как единое целое вместе с композитным образцом сколь угодно больших размеров. Токовые шины, которые будут располагаться по обе стороны от композитного образца, затем распаиваются на его торцах, так чтобы образовать последовательное соединение проволок. Для уменьшения общего сопротивления можно применять медные проволоки большего диаметра. При этом, критическим параметром планарной катушки является, конечно, не ток, а рассеиваемая ею мощность. Потребляя вполне «бытовую мощность» (от 100 до 1000 Ватт), планарные катушки могут покрывать очень большие площади, ЧТО делает их весьма привлекательными с точки зрения практического использования в управляемых композитах.

Стресс-чувствительные композиты предполагается использовать для визуализации стресса в микроволновом диапазоне [351]. Для этого необходимо развить метод сканирующего контрастирования по принципу, схематически показанному на Рисунке 6.26.



Рисунок 6.26. Демонстрация метода контрастного сканирования на ГГц частотах для определения пространственного распределения механических напряжений.

До сих пор нет методов, которые позволяли бы непосредственно диагностировать качество адгезии между волоконным наполнителем и матрицей в механических композитах [319-320]. Между тем, такой метод чрезвычайно востребован для оптимизации прочностных характеристик композитов и выбора подходящей матрицы. Используя стресс- чувствительные микро-антенны, мы получаем уникальную возможность анализа на микроскопическом уровне не только адгезии, но и процессов эластической деформации внутри материала.

Единичные стресс-чувствительные проволочные включения можно использовать в качестве управляемых микро-антенн для дистанционного контроля стресса, например, в протезах, как показано на Рисунке 6.27. Уже есть коммерческий интерес к исследованиям такого рода.



Рисунок 6.27. Применение микропроводов, обладающих МИ на ГГц частотах, в качестве встраиваемых чувствительных элементов в медицинской области.

Проволоки с геликоидальной анизотропией могут быть использованы для создания киральных композитов[351-352]. Эта тема еще очень мало разработана и нуждается в серьезных исследованиях. Если взглянуть на обобщенное антенное уравнение, которое описывает индуцированную плотность тока i(z) на коротком проволочном включении, то мы обнаружим, что проволока может возбуждаться не только переменным электрическим, но переменным магнитным полем тоже. Киральность этих материалов обусловлена дополнительной внутренней степенью свободы, связанной с магнитной гиротропией. Такие материалы могут использоваться для измерения эффективных параметров анизитропных сред.

Композиты с магнитными проводами могут быть использованы для создания левосторонних материалов. Магнитные провода с циркулярной анизотропией могут иметь широкую дисперсию эффективной магнитной проницаемости, значения которой значительно отличаются от единицы в микроволновой области. В этом случае статическая намагниченность ортогональна высокочастотному магнитному полю h_0 , направленному вдоль оси провода, что является идеальным условием для возбуждения аксиального динамического момента. Кроме того, такая конфигурация соответствует минимально возможному влиянию размагничивающих эффектов. Спектры усредненной аксиальной магнитной проницаемости провода с учетом скин-эффекта представлены на Рисунке 6.28. Влияние магнитного поля приводит к отклонению намагниченности от направления, существенно абсолютные циркулярного ЧТО снижает значения проницаемости.



Рисунок 6.28. Результаты моделирования спектров усредненной аксиальной магнитной проницаемости магнитного провода с циркулярной анизотропией в присутствии аксиального магнитного поля. а)- реальная часть, б)- мнимая часть. Магнитные и электрические параметры расчета такие же, как и для Рисунка 2.14. Радиус провода $a = 5 \, \mu$ м.

Можно рассмотреть однонаправленные магнитные провода как подсистему композитного материала. При достаточно низкой концентрации проводов *p*, эффективная магнитная проницаемость системы записывается в виде

$$\mu_{ef} = 1 + p(\mu_w - 1) \tag{6.41}$$

При соответствующем выборе магнитных, резистивных и геометрических параметров легко получить отрицательные значения реальной части эффективной проницаемости в гигагерцовой области при концентрациях меньше 10%. То есть такая система может использоваться для создания разбавленных композитных материалов с левосторонними свойствами. [200-202]. При этом эффективная магнитная проницаемость обнаруживает значительную зависимость от ориентации намагниченности, которая легко может изменяться под действием внешних факторов (магнитное поле, механическое напряжение).

В качестве управляемого левостороннего материала можно предложить плоскую ортогональную систему проводов: разряженную электрическую подсистему для создания отрицательной диэлектрической проницаемости (скажем, непрерывные магнитные провода вдоль оси x с периодом порядка 1 см) и относительно концентрированную магнитную подсистему (с проводами вдоль оси y), при этом волна падает вдоль оси z. Такая система схематически показана на Рисунке 6.29а.



Рисунок 6.29. (а) Структура левостороннего материала, образованного двумя ортогональными решетками магнитных проводов. (б) Спектры реальной части коэффициента преломления для двух случаев плазмонной и резонансной электрической подсистемы. Концентрация магнитных проводов составляет 5%.

На Рисунке 6.296 представлены спектры коэффициента преломления для такой системы для двух значений полей. Для сравнения даны также результаты для аналогичной проволочной системы, но состоящей из коротких отрезков прводов. В обоих случаях наблюдается область частот, где реальная часть коэффициента преломления имеет отрицательные значения. Также продемонстрировано, что магнитное поле, направленное, например, вдоль электрического высокочастотного поля, существенно изменяет значения показателя преломления.

Выводы главы

Разработаны аналитические методы определения эффективной диэлектрической проницаемости композитной среды, состоящей из диэлектрической матрицы с включениями ферромагнитных микропроводов. Рассмотрены два типа композитных материалов- плазмонные среды с непрерывными проводами и композиты с короткими отрезками проводов, где возможны антенные резонансы.

В рамках приближения эффективной среды определены частотные дисперсии эффективной диэлектрической проницаемости и их зависимости от локальных магнитных свойств проводов.

Экспериментальные спектры рассеяния, измеренные в свободном пространстве, хорошо согласуются с теоретическими. Обсуждается потенциал применения композитных сред с ферромагнитными микропроводами.

Заключение

Представленная диссертационная работа развивают существующие представления о магнитоимпедансе и разрабатывает концепцию тензора поверхностного ферромагнитных микроструктур. Проведённый цикл исследований импеданса представляет собой новый подход к изучению МИ и позволяют объяснить с единой точки зрения такие явления, как асимметричный и недиагональный МИ в микропроводах и трёхслойных пленках, влияние статической магнитной структуры на зависимость эффективной диэлектрической проницаемости композитов с ΜИ, ферромагнитными проводами от внешних факторов-магнитного поля и механических напряжений.

Основные результаты, полученные в работе, заключаются в следующем.

- 1. Исследованы циркулярные процессы намагничивания в проводах с кольцевой доменной структурой и определены параметры магнитной проницаемости в широком частотном диапазоне. Разработана методика измерения циркулярных петель намагничивания. Проведен анализ влияния внешнего магнитного поля на дифференциальную и начальную магнитные проницаемости. Нелинейность процесса циркулярной намагниченности приводит к возникновению высших гармоник в сигнале напряжения, измеряемого на концах провода. Амплитуды высших гармоник имеют высокую чувствительность по отношению к магнитному полю, что может быть использовано для разработки магнитных сенсоров. Мы называем это магнитоиндуктивным эффектом. Предложена модель, которая количественно описывает влияние внешнего магнитного поля на циркулярную намагниченность. Показано, что разброс осей анизотропии имеет определяющее влияние на полевые зависимости статической циркулярной проницаемости.
- 2. Вклад динамики доменных границ в циркулярную проницаемость рассмотрен с помощью усреднения магнитной индукции, обусловленной смещением доменных границ. Рассмотрены два типа смещения доменной стенки, соответствующие моделям жесткой и гибкой стенок. Определена характерная частота релаксации круговых доменных стенок в аморфном проводе. Показано, что модель гибкой стенки дает более слабое изменение магнитной проницаемости при частотах, выше

релаксационной. При этом в рамках данной модели магнитная проницаемость имеет более сильную зависимость от внешнего магнитного поля, которая остается значительной даже на частотах выше релаксационной.

- 3. Определен тензор вращательной магнитной проницаемости для произвольной геликоидальной анизотропии. Показано, что эффективный параметр вращательной магнитной проницаемости, который входит в измеряемые величины, имеет очень широкий спектр и слабо зависит от внешнего магнитного поля на ГГц частотах.
- 4. Проведен всесторонний анализ МИ эффектов в цилиндрических ферромагнитных проводниках. Последовательный анализ развивает понятие тензора поверхностного импеданса, который включает диагональные и недиагональные компоненты. Импедансная матрица находится из совместного решения уравнений Максвелла в цилиндрических магнетиках и динамических уравнений намагниченности. Даже для линейных процессов намагничивания необходимо решать связанную систему уравнений для нахождения распределения магнитного и электрического полей в проводнике. Нами был развит метод асимптотических разложений, который позволил определить импедансную матрицу в широком диапазоне частот и магнитных полей.
- 5. Были разработаны методы экспериментального определения всех компонент тензора импеданса и проведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов.
- 6. В проводах с циркулярной доменной структурой импеданс имеет только диагональные компоненты. Зависимость продольного импеданса от внешнего магнитного поля обусловлена динамикой круговых доменных стенок: осевое магнитное поле подавляет циркулярные процессы намагничивания. Однако при частотах, выше характерных релаксационных частот смещения доменных стенок (порядка МГц для аморфных проводов на основе Со с диаметром 20 микрон), зависимость динамической магнитной проницаемости от магнитного поля, обусловленной смещением границ, становится несущественной и основной вклад в зависимость импеданса от магнитного поля дают динамические процессы вращения намагниченности. При этом происходит изменение формы МИ характеристик: характеристики с одним пиком в нулевом поле постепенно трансформируются в зависимости с двумя симметричными пиками, возникающими при полях, порядка поля анизотропии.
- 7. В отсутствии доменной структуры необходимо рассматривать полную матрицу импеданса. Для циркулярной анизотропии продольный импеданс всегда имеет два симметричных пика, возникающих при полях, соответствующих эффективному полю

250

анизотропии. Недиагональный импеданс оказывается антисимметричным по отношению к внешнему осевому полю и имеет практически линейный участок в полях $-H_K < H_{ex} < H_K$. Такое поведение имеет большое практическое значение для применений в сенсорных устройствах. Величина МИ эффекта значительно зависит от разброса осей магнитной анизотропии. Продемонстрировано хорошее соответствие теории и эксперимента.

- 8. Отдельно исследовано поведение продольного импеданса при ГГц частотах. При таких частотах основной вклад в зависимость импеданса от магнитных свойств дают статические процессы перемагничивания. Это связано с тем, что ГГц частоты и небольшие магнитные поля соответствуют «хвосту» ферромагнитного резонанса, и динамическая магнитная проницаемость очень слабо зависит от таких параметров, как магнитное поле или механические напряжения. Поэтому для достижения высокой чувствительности импеданса на ГГц частотах необходимо, чтобы внешние факторы изменяли ориентацию намагниченности.
- 9. Исследовано влияние растягивающих напряжений на МИ в ГГц области. Высокая чувствительность возникает только тогда, когда стресс способен изменять направление статической намагниченности. Это возможно в проводах с геликоидальной магнитной анизотропией. В случае циркулярной анизотропии, стресс МИ достигается в присутствии смещающего осевого магнитного поля.
- 10. Теоретически и экспериментально исследован МИ эффект в трехслойных системах ферромагнетик/металл (Cu,Au,Ag)/ ферромагнетик, в которых проводимость внутреннего слоя значительно выше проводимости ферромагнитных слоев. Относительные изменения импеданса могут быть очень большими (сотни процентов) в широком интервале частот для относительно тонких пленок (порядка микрона). Исследовано влияние толщины слоев и отношения проводимостей. При уменьшении отношения проводимостей внутреннего слоя и магнитных слоев МИ отношения проводимостей внутреннего слоя и магнитных слоев МИ отношение быстро падает. В случае пленок, неограниченных в плоскости, анализ проведен для произвольной магнитной анизотропии спирального типа.
- Особенное внимание уделено влиянию ширины пленки на МИ эффект. 11. Разработана методика решения уравнений Максвелла В 2D-геометрии с использованием приближенных граничных условий нулевого потока на боковых поверхностях, что соответствует одномодовому режиму распространения поверхностных волн. Анализ показал, что существует критическая ширина, которая зависит от частоты, толщин слоев и магнитной проницаемости, которая определяет

протекание магнитного потока через немагнитный слой. Если ширина пленки сравнима или меньше этого критического параметра, то этот процесс приводит к значительному падению МИ отношения (динамический размагничивающий эффект). Это явление аналогично снижению эффективности индуктивных записывающих головок

- 12. Проведено экспериментальное исследование импеданса в системах NiFe/Au/NiFe, NiFe/Al₂O₃/Au/Al₂O₃/NiFe, CoFeSiB/Cu(Au)/ CoFeSiB. При использовании изолирующих нанометровых слоев Al₂O₃ относительное изменение импеданса возрастало почти в два раза (с 37% до 80% на частоте 80 МГц), что связано с более четкой границей раздела между внутренним и внешними слоями. Наибольшее изменение импеданса наблюдалось при использовании аморфных CoFeSiB слоев, так как отношение проводимостей увеличивается до 50. При этом была достигнута рекордная чувствительность изменения импеданса порядка 40%/Э на частоте 60 МГц в системах CoSiB/Au/ CoSiB общей толщины 1.5 микрона, шириной 100 микрон и длиной 5 мм.
- 13. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование асимметричного магнитоимпеданса (АМИ). Предложены два механизма АМИ, которые могут быть названы статическим и динамическим, соответственно. В первом случае АМИ обусловлен асимметричными процессами статического намагничивания, которые реализуются в системах с магнитной анизотропией спирального типа в присутствии постоянного тока. Динамический АМИ возникает при смешанном типе высокочастотного возбуждения, включающего циркулярное и продольное магнитные поля, и обусловлен различной симметрией диагональных и недиагональных компонент тензора поверхностного импеданса.
- 14. Статический АМИ реализован в проводах с геликоидальной анизотропией и в трехслойных пленках, магнитные слои которых имеют скрещенную анизотропию. Геликоидальная анизотропия в проводах может быть наведена с помощью отжига в присутствии напряжений скручивания. Скрещенная анизотропия в магнитных слоях образуется в процессе напыления в присутствии поперечного магнитного поля и последующем отжиге с помощью тока в присутствии продольного поля. Полученные экспериментальные результаты соответствуют выводам теории. В области магнитных полей, когда доменная структура исчезает, имеется количественное соответствие экспериментальных и теоретических результатов. Для пленок Co_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂/Cu/ Co_{70.2}Fe_{7.8}B₂₂ с аморфными магнитными слоями и углом анизотропии от α = 15° до
$\alpha = 45^{\circ}$ происходит резкое возрастание импеданса в отрицательных полях (практически скачком для $\alpha = 45^{\circ}$), при этом гистерезис практически отсутствует. Такое поведение может представлять особый интерес для приложений.

- 15. Динамический АМИ реализован в ферромагнитных проводах с циркулярной анизотропией при возбуждении высокочастотным (импульсным) током И продольным полем, генерируемым током катушки, намотанной на провод. При таком возбуждении проводе напряжение на включает дополнительную э.д.с., пропорциональную недиагональной компоненте поверхностного импеданса. В этом случае также нужен небольшой постоянный ток для устранения доменной структуры, так как ее наличие обнуляет недиагональную компоненту импеданса. Однако, этот ток может быть значительно меньше, чем при статическом АМИ, поскольку магнитное поле, создаваемое этим током, сравнивается с полем коэрцитивности, а не с полем анизотропии. В случае импульсного возбуждения дополнительный постоянный ток не требуется, так как спектральные характеристики импульса соответствуют комбинации высокочастотных и низкочастотных гармоник. Такой метод получения АМИ особенно важен для создания так называемых «auto-biased» линейных сенсоров.
- 16. Экспериментально исследован недиагональный импеданс в трехслойной пленке NiFe/Au/NiFe с интегрированной планарной катушкой, полученной в процессе напыления и фотолитографии.
- 17. Более детально недиагональный импеданс исследовался для аморфного микропровода с точки зрения применения в линейных сенсорах. Проанализирована роль постоянного тока, который приводит к увеличению недиагональной компоненты в результате устранения доменной структуры. При этом также расширяется область полей с линейным поведением импеданса.
- 18. Разработаны аналитические методы определения эффективной диэлектрической проницаемости композитной среды, состоящей из диэлектрической матрицы с включениями ферромагнитных микропроводов. Рассмотрены два типа композитных материалов- плазмонные среды с непрерывными проводами и композиты с короткими отрезками проводов, где возможны антенные резонансы. В обоих случаях задача рассеяния на проводах сводится к внешней задаче рассеяния, а на проводах ставится импедансное граничное условие. Через это условие локальные магнитные свойства проводов влияют на электромагнитный отклик. В случае коротких проводов получено обобщенное антенное уравнение с перенормировкой резонансных частот.

- 19. В рамках приближения эффективной среды определены частотные дисперсии эффективной диэлектрической проницаемости. Параметр релаксации эффективной проницаемости становится зависимым от поверхностного импеданса магнитного провода. Для проводов с МИ эффектом на ГГц частотах возникает новый эффектзависимость эффективной диэлектрической проницаемости от магнитных свойств проводов, то есть возможно изменение проницаемости под действием внешних факторов- магнитного поля или механических напряжений. Для композитов с аморфными проводами с циркулярной анизотропией под действием внешнего поля резонансная дисперсия преобразуется в релаксационную.
- 20. Разработан метод измерений спектров рассеяния в свободном пространстве от композитов с магнитными проводами при воздействии магнитного поля или механических напряжений. Оптимизирована плоская катушка для возбуждения достаточно однородного магнитного поля в плоскости композитного образца (50смХ50см). Измерены спектры рассеяния и определены эффективные диэлектрические проницаемости. Теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными.
- 21. Экспериментально продемонстрирована возможность управления электромагнитными спектрами композитов с магнитными проводами, в которых наблюдается МИ эффект. Наибольший эффект управляемости микроволновыми свойствами проволочного композита достигается вблизи характерных частот (резонансной или плазмонной), где распределение индуцированного тока на проволоке становится чрезвычайно чувствительным к изменениям ее проводящих и магнитных свойств.

Список публикаций по теме диссертационной работы

Публикации, входящие в базу данных WOS:

- 1. L.V. Panina, K. Mohri . Magneto-impedance effect in amorphous wires// Appl. Phys. Lett., 1994, v. 65, No 9, p. 1189-1191.
- D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, D. J. Mapps. Asymmetrical magnetoimpedance in as-cast CoFeSiB amorphous wires due to ac bias// Appl. Phys. Lett., 2000, v. 77, No 1, p.121-123.
- 3. D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, D. J. Mapps, and A. K. Sarychev. Effect of transition layers on the electromagnetic properties of composites containing conducting fibres// Phys. Rev. B, 2001, v. 64, No 13, p. 134205 -134222.
- D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with helical and circumferential anisotropy// Phys. Rev. B, 2001, v. 63, No 14, p. 144424-144441.
- D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, C. Garcia, A. Zhukov, J. Gonzalez. Experimental demonstration of tunable scattering spectra at microwave frequencies in composite media containing CoFeCrSiB glass-coated amorphous ferromagnetic wires and comparison with theory// Phys. Rev. B, 2006, v. 74, No 6, p. 064205-064215.
- L. V. Panina, M. Ipatov, A. Zhukov, V. Zhukova, J. Gonzalez. Magnetic field effects in artificial dielectrics with arrays of magnetic wires at microwaves// J. Appl. Phys., 2011, v. 109, article number 053901.
- L.V. Panina, S. I. Sandacci, D.P. Makhnovskiy. Stress effect on magnetoimpedance in amorphous wires at gigahertz frequencies and application to stress-tunable microwave composite materials// J. Appl. Phys., 2005, v. 97, No 1, p. 013701.
- L.V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, M. Noda. Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys// J. Appl. Phys., 1994, v. 76, No 10, p. 6198-6203.
- D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Measurement of field dependent surface impedance tensor in amorphous wires with circumferential anisotropy// J. Appl. Phys., 2000, v. 87, No 9, p. 4804-4806.
- D.P. Makhnovskiy, A.S. Antonov, A.N. Lagarikov, L.V. Panina. Field-dependent surface impedance of a bilayer film with an antisymmetric bias magnetization// J. Appl. Phys., 1998, v. 84, No 10, p. 5698-5702.
- F. X. Qin, H. X. Peng, V. V. Popov, L. V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez. Stress tunable properties of ferromagnetic microwires and their multifunctional composites// J. Appl. Phys., 2011, v. 109, article number 07A310.

- J. Torrejion, M. Vazquez, L.V. Panina. Magnetostiatic self bias and asymmetric magnetoimpedance in layered CoFe/CoNi microwires// J. Appl. Phys., 2009, v. 105, No 3, p. 033911.
- D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Surface impedance tensor in amorphous wires with helical anisotropy: Magnetic hysteresis and asymmetry// J. Appl. Phys., 2001, v. 89, No 11, p.7224.
- 14. L.V. Panina, D. Zarechnuk, D.P. Makhnovskiy, D.J. Mapps. Two-dimentional analysis of magneto-impedance in magnetic/metallic multilayers// J. Appl. Phys., 2001, v. 89, No 11, p. 7221-7223.
- L.V. Panina, N.A. Yudanov, A.T. Morchenko, V.G. Kostishyn, D. P. Makhnovskiy. Off-diagonal magnetoimpedance (MI) in amorphous microwires for low-field magnetic sensors// Phys. Status Solidi, 2016, v. 105, No 3, p. 341-349.
- N.A. Yudanov, S.A. Evstigneeva, L.V. Panina, A.T. Morchenko, A. Zhukov, X.H. Peng. Temperature dependence of the off-diagonal magnetoimpedance in sensor configuration utilizing co-rich amorphous wires// Phys. Status Solidi, 2016, v. 105, No 3, p. 372-376.
- 17. L.V. Panina, D.P. Makhnovskiy. Microwave permittivity and permeability of magnetic wire composites// Phys. Status Solidi A, 2014, v. 211, No 5, p. 1019-1029.
- M. Vazquez, H. Chiriac, A. Zhukov, L. Panina, and T. Uchiyama. On the state-ofthe-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies// Phys. Status Solidi A, 2010, v. 208, No 3, p. 493-501.
- 19. L.V. Panina. Magnetoimpedance in amorphous wires-new materials and applications// Phys. Status Solidi A, 2009, v.- 206, No 4, p. 656-662.
- K. Mohri, F.B. Humphrey, L.V. Panina, Y. Honkura, J. Yamasaki, T. Uchiyama. Advances in amorphous wire magnetics in 25 years// Physica Status Solidi A, 2009, v. 206, No 4, p. 601–607.
- 21. S.I. Sandacci, D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina. Stress-dependent magnetoimpedance in Co-based amorphous wires with induced axial anisotropy for tunable microwave composites// IEEE Trans. Magn., 2005, v. 41, No 10, p. 3553-3555.
- 22. N. Fry, D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, S. I. Sandacci, M. Akhter, and D. J. Mapps. Field dependence of the off-diagonal impedance in NiFe/Au/NiFe layered film and its application to linear sensors// IEEE Trans. Magn., 2004, v. 40, No 5, p. 3358-3367.
- S.I. Sandacci, D.P. Maknovskiy, L.V. Panina and K. Mohri. Off-diagonal impedance in amorphous wires and application to linear magnetic sensors// IEEE Trans. Magn., 2004, v. 40, No, p. 3505-3510.

- 24. F. X. Qin, N. Pankratov, H.X. Peng, M.H. Phan, L.V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez. Novel magnetic microwires-embedded composites for structural health monitoring applications// J. Appl. Phys., 2010, v. 107, article number 09A314.
- D.P. Makhnovskiy, N. Fry, L.V. Panina, D.J. Mapps. Effect of induced anisotropy on magneto-impedance characteristics in NiFe/Au/NiFe films// J. Appl. Phys., 2004, v.- 96, No 4, p. 2150-2161.
- H.X. Peng, F.X. Qin, M.H. Phan, Jie Tang, L.V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov and J. Gonzalez. Co-based magnetic microwire and field-tunable multifunctional macro-composites// J. Non-Crystalline Solids, 2009, v.- 355, No 24-27, p. 1380-1386.
- 27. T. Uchiyama, K. Mohri, Y. Honkura, L.V. Panina. Recent advances of pico-tesla resolution magneto-impedance sensor based on amorphous wire CMOS IC MI sensor// IEEE Trans. Magn., 2013, v. 48, No 11, p. 3833-3839.
- 28. P. Delooze, L.V. Panina, D.J. Mapps. AC biased sub-nano-Tesla magnelic field sensor for low frequency applications utilizing magnelo impedance in multilayer films// IEEE Trans. Magn., 2005, v.- 41, No 10, p. 3652 3654.
- 29. D. De Cos, L. V. Panina , N. Fry , I. Orue , A. Garcia-Arribas , J. M. Barandiaran. Magnetoimpedance in narrow NiFe/Au/NiFe multilayer film systems// IEEE Trans. Magn., 2005, v. 41, No 10, p. 3697 – 3699.
- 30. P. Delooze, L.V. Panina, D.J. Mapps, K. Ueno, H. Sano. Sub-nano tesla differential magnetic field sensor utilizing asymmetrical magneto impedance in multilayer films// IEEE Trans. Magn., 2004, v. 40, No 4, p. 2664-2666.
- Delooze, L. V. Panina, D. J. Mapps, K. Ueno, H. Sano. CoFeB/Cu layered film with crossed anisotropy for asymmetrical magneto-impedance// IEEE Trans. Magn., 2003, v. 39, No 5, p. 3307-3309.
- K. Ueno, H. Hiramoto, K, Mohri, T. Uchiyama, L.V. Panina. Sensitive asymmetrical MI effect in crossed anisotropy sputtered films// IEEE Trans. Magn., 2001, v. 36, No 5, p. 3448-3450.
- L.V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, M. Noda. T. Uchiyama . Giant magnetoimpedance in Co-rich amorphous wires and films// IEEE Trans. Magn., 1995, v. 31, No 2, p. 1249-1260.
- 34. K. Mohri, K. Bushida, L.V. Panina, M. Noda, T. Uchiyama. Magneto-Impedance element// IEEE Trans. Magn., 1995, v. 31, No 4, p. 1266-1272.

- 35. T. Uchiyama, K. Mohri, L.V. Panina, K. Furuno. Magneto-Impedance in Sputtered Amorphous Films for Micro-Magnetic Sensors// IEEE Trans. Magn., 1995, v. 31, No 6, p. 3182-3184.
- L.V. Panina, H. Katoh, K. Mohri, K. Kawashima. Magnetization processes with orthogonal fields in amorphous magnetostrictive wires// IEEE Trans. Magn., 1993, v. 29, No 6, p. 2524-2526.
- L.V. Panina, D.P.Makhnovskiy, A.T. Morchenko, V.G. Kostyshin. Tunable permeability of magnetic wires at microwaves// J. Magn. Magn. Mater., 2015, v. 383, No 6, p. 120-125.
- D. P. Makhnovskiy, N. Fry, L. V. Panina, D. J. Mapps. Magneto-impedance in NiFe/Au/NiFe sandwich films with different type of anisotropy// J. Magn. Magn. Mater., 2004, v.- 272-276, p. 1866-1867.
- 39. P. Delooze, L. V.Panina, D. J. Mapps, K .Ueno, H. Sano. Effect of transverse magnetic field on thin-film magnetoimpedance and application to magnetic recording// J. Magn. Magn. Mater., 2004, v. 272-276, p. 2266-2268.
- S.I. Sandacci, D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, Valve-like behavior of the magnetoimpedance in the GHz range// J. Magn. Magn. Mater., 2004, v.- 272-276, No 3, p. 1855-1857.
- A.A. Radkovskaya, S.I. Sandacci, L.V. Panina. Dynamic circular hysteresis in Cobased amorphous micro wires// J. Magn. Magn. Mater., 2004, v. 272-276, p. 1841-1843.
- 42. L.V. Panina, D.P. Makhnovskiy, K. Mohri. Magnetoimpedance in amorphous wires and multifunctional applications: from miniature magnetic sensors to tuneable microwave metamaterials// J. Magn. Magn. Mater., 2003, v. 272-276, p. 1452-1459.
- 43. V.A. Zhukova, A.B. Chizhik, J. Gonzalez, D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps, A.P. Zhukov. Effect of annealing under torsion stress on the field dependence of the impedance tensor in amorphous wires// J. Magn. Magn. Mater., 2002, v.- 249, No 1-2, p. 324-329.
- 44. L.V. Panina. Asymmetrical giant magneto-impedance (AGMI) in amorphous wires// J. Magn. Magn. Mater., 2002, v. 249, p. 278-287.
- 45. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Asymmetrical magneto-impedance in a sandwich film with a transverse anisotropy using an ac bias// J. Magn. Magn. Mater., 2000, v. 215-216, p. 629-633.
- 46. L.V. Panina, K. Mohri. Influence of magnetic structure on magneto-impedance in Co-based amorphous alloys// J. Magn. Magn. Mater., 1996, v. 157-158, p. 137-140.

- 47. D. De Cos, N. Fry, I. Orue, L.V. Panina, A. García-Arribas, J.M. Barandiaran. Very large magnetoimpedance (MI) in FeNi/Au multilayer film systems// Sensor and Actuators A, 2005, v. 129, No 1-2, p. 256–259.
- A.E. Mahdi, L.V. Panina, D.J. Mapps. Some new horizons in magnetic sensing: high T_c-SQUIDS, GMR and GMI materials// Sensors and Actuators A, 2003, v. 105, No 3, p. 271-285.
- 49. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina. Size effect on magneto-impedance in layered films// Sensors and Actuators A, 2000, v. 81, No 1-3, p. 91–94.
- 50. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, A.N. Lagar'kov, K. Mohri. Effect of antisymmetric bias field on magneto-impedance in multilayers with crossed anisotropy// Sensors and Actuators A, 2000, v. 81, No 1-3, p. 106-110.
- 51. L. V. Panina and K. Mohri. Magneto-impedance in multilayer films// Sensors and Actuators A, 2000, v. 81, No 1-3, p. 71-77.
- P.J. Vulfovich, L.V. Panina. Magneto-impedance in Co-based amorphous wires and circular domain dynamics// Sensors and Actuators A, 2000, v. 81, No 1-3, p. 111-116.
- A. Furmanova, A.S. Antonov, I.N. Morozov, L.V. Panina. Effect of dc current on magneto-impedance in CoSiB twisted wires// Sensors and Actuators A, 2000, v. 81, No 1-3, p. 95-97.
- K. Mohri, T. Uchiyama, L.V. Panina, M. Yamamoto, K. Bushida. Recent advances of amorphous wire CMOS IC magneto-impedance sensors: innovative highperformance micromagnetic sensor chip// J. Sensors, 2015, v. 215, article number 718069.
- 55. L.V. Panina, M. Ipatov, A. Zhukov, V. Zhukova, J. Gonzalez. Microwave metamaterials with ferromagnetic microwires// Appl. Phys. A-Materials Science & Processing, 2011, v.103, No 6, p. 653-657.
- M. Ipatov, G. Aranda, V. Zhukova, L.V. Panina, A. Zhukov, J. Gonzalez. Tunable effective permittivity of composites based on ferromagnetic microwires with high magneto-impedance effect// Appl. Phys. A-Materials Science & Processing, 2011, v. 103, No 6, p. 693-697.
- L.V. Panina, K. Mohri. Giant magneto-impedance (GMI) in amorphous wire, single layer film and sandwich film// Physica A: Statistical and Theoretical Physics, 1997, v. 241, No 1-2, p. 429-438.
- L.V. Panina and D.P. Makhnovskiy. Giant magneto-impedance in structured materials// Proceedings SPIE -International Society for Optical Engineering, 2002, v. 4806, p. 18-31.

Публикации, входящие в базу данных SCOPUS:

- L.V. Panina, A. Zhukov and J. Gonzalez. Multilayered magnetic wires and films for electromagnetic sensor technology// Advances in Science and Technology, 2008, v. 54, p. 29-40.
- 60. A. Zhukov, V. Zhukova, J. Gonzalez, L.V. Panina, J.M. Blanco. Development of stress and temperature sensitive microwires for sensor applications and tuneable composite materials// Advances in Science and Technology, 2008, v. 54, p. 180-186.
- D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, D. J. Mapps, K. Mohri, P. I. Nikitin. Effect of frequency and dc current on ac biased asymmetrical magneto-impedance in wires// Materials Science Forum, 2001, v.-373-376, No, p. 741-743.
- N.A. Yudanov, A.A. Rudyonok, L.V. Panina, A.T. Morchenko, A.V. Kolesnikov, V.G. Kostishin. Effect of bias fields on off-diagonal magnetoimpedance (MI) sensor performance// J. Nano- and Electronic Phys., 2014, v. 6, No 3, p. 03046 (4 pp).
- 63. A. A. Rudenok, A. T. Morchenko, A. Zhukov, N. A. Yudanov, L.V. Panina, D. P. Makhnovskiy. Multicore off-diagonal magnetoimpedance sensors utilising amorphous wires// Phys. Procedia, 2015, v.- 75, p. 1875-3892.
- 64. L.V. Panina, K. Mohri. Mechanism of Magneto-Impedance effect in negative magnetostriction amorphous magnetic wires// IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan, 1994, v. 9, No 5, p. 34-39.
- 65. K. Mohri, L.V. Panina, T. Kohsawa, K. Kawashima, H. Yoshida. Magneto-inductive effect in amorphous wires and MI elements// IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan, 1994, v. 9, p.84-91.

Публикации, входящие в перечень ВАК:

- 66. N.A. Yudanov, A.A. Rudyonok, L.V. Panina, A.T. Morchenko, A.V. Kolesnikov, V.G. Kostishin. Off-diagonal magnetoimpedance in amorphous wires and its application in miniature sensors of weak magnetic fields// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2014, v. 78, No 11, p. 1169–1173.
- 67. Н.А. Юданов, А.А. Рудёнок, Л.В. Панина, А.Т. Морченко, А.В. Колесников, В.Г. Костишин. Недиагональный магнитоимпеданс в аморфных проводах и его применение в миниатюрных сенсорах слабых магнитных полей// Известия РАН. Серия физическая, 2014, т.- 78, № 11, с. 1438–1442.

Публикации в других реферируемых журналах:

68. L.V. Panina, D.P. Makhnovskiy, K. Mohri. Analysis of magneto-impedance in multilayers with crossed anisotropy// J.Mag.Soc.Japan, 1999, v. 23, p. 925-930.

- 69. L.V. Panina, K. Mohri. High frequency giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films// J.Mag.Soc.Japan, 1995, v. 19, No 2, p. 265-268.
- 70. K. Gunji, L.V. Panina, K. Mohri. Asymmetrical magneto-impedance in amorphous wire// J.Mag.Soc.Japan, 1997, v.- 21, No 2, p. 793-796.

Главы в книгах

- L. V. Panina and D. P. Makhnovskiy. Magnetic microwires in microwave applications// In "Magnetic Nano- and Microwires: Design, synthesis, properties and applications" (Edited by Manuel Vazquez), Elsevier Science, 2015, Chapter 17, p. 525-544.
- 2. L.V. Panina. Electromagnetic sensor technology for biomedical applications// In "Biometrics", InTech Publisher, 2011, Chapter 12, p. 215-238.
- 3. L.V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, J. Gonzalez, A. Zhukov. Tuneable composites containing magnetic microwire//In Tech Publisher, 2011, Chapter 22, p.431-460.
- D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, S. I. Sandacci. Field and stress-tuneable microwave composite materials based on ferromagnetic wires// In "Progress in ferromagnetism research" (Edited by Frank Columbus), Nova Science Publishers Inc (USA), 2004, Chapter 11, p. 257-295.
- L. V. Panina, D. P. Makhnovskiy. Magneto-impedance in multilayered films for miniature magnetic sensors// Book chapter in: Introduction to Complex Mediums for Optics and Electromagnetics, Editors: Werner S Weiglhofer & Akhlesh Lakhtakia, SPIE Optical Engineering Press, 2003.

Список литературы

1. V.E. Makhotkin, B.P. Shurukhin, V.A. Lopatin, P. Yu. Marchukov, Yu. K.Levin. Magnetic field sensors based on amorphous ribbons// Sensors and Actuators A, 1991, v. 27, p. 759-762.

2. K. Mohri, T. Kohsawa, K. Kawasima, H. Yoshoda, L.V. Panina. Magnetoinductive effect (MI effect) in amorphous wires// IEEE Trans.Magn., 1992, v. 28, No 5, p. 3150-3152.

3. R.S. Beach, A.E. Berkowitz. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire// Appl. Phys. Lett., 1994, v. 64, No 26, p. 3652-3654.

4. L.V. Panina, K. Mohri, (1994). Magneto-impedance effect in amorphous wires// Appl. Phys. Lett., 1994, v. 65, No 9, p. 1189-1191.

5. K.V. Rao, F.B. Humphrey, J.L. Costa-Kramer. Very large magneto-impedance in amorphous ferromagnetic wires// J. Appl. Phys., 1994, v. 76, No 10, p. 6204-6208.

6. J. Velazquez, M. Vazquez, D.X. Chen, A. Hernando (1994). Giant magnetoimpedance in nonmagnetostrictive amorphous wires// Phys. Rev. B, 1994, v. 50, No 22, p. 16737-16740.

7. R.L. Sommer, C. L. Chien. Giant magnetoimpedance effect in Metglas 2705M// J. Appl. Phys., 1996, v. 79, No 8, p. 5139-5141.

8. V. Zhukova, A. Chizhik, A. Zhukov, A. Torcunov, V. Larin and J. Gonzalez. Optimization of giant magnetoimpedance in Co-rich amorphous microwires// IEEE Trans. Magn., 2002, v. 38, No 5, p. 3090-3092.

9. L. Kraus, Z. Frait, K.R. Pirota, H. Chiriac. Giant magnetoimpedance in glass-covered amorphous microwires// J. Magn. Magn. Mat., 2003, v. 254-255, No 1, p. 399-403.

10. Y. Honkura. Development of amorphous wire type MI sensors for automobile use// J. Magn. Magn. Mat., 2002, v. 249, No 1-2, p. 375–381.

11. J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart. Low frequency plasmons in thinwire structures // J. Phys.:Condens. Matter., 1998, v. 10, No 22, p. 4785 -4809.

12. L. Liu, S.M. Matitsine, Y.B. Gan, K.N. Rozanov. Effective permittivity of planar composites with randomly or periodically distributed conducting fibres// J. Appl. Phys., 2005, v. 98, p. 063512.

13. A.K. Sarychev, V.M. Shalaev. Electromagnetic field fluctuations and optical nonlinearities in metal-dielectric composites// Physics Reports, 2000, v. 335, No 6, p. 275 -371.

14. E.P. Harrison, G. L. Turney, H. Rowe. Electrical Properties of Wires of High Permeability// Nature, 1935, v. 135, No 3423, p. 961.

15. E.P. Harrison, G. L. Turney, H. Rowe, H. Gollop. The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current// Proc. Roy. Soc., 1936, v. 157, No 891, p. 451-479.

16. R. Valenzuela, A. Fessant, J. Gieraltowski, C. Tannous. Effect of the metal-to-wire ratio on the high-frequency magnetoimpedance of glass-coated CoFeBSi amorphous microwires// Sensors and Actuators A, 2008, v. 142, No 2, p. 533-537.

17. L. Kraus, M. Knobel, S.N. Kane, H. Chiriac. Influence of Joule heating on magnetostriction and giant magnetoimpedance effect in a glass covered CoFeSiB microwire// J. Appl. Phys., 1999, v. 85, No 8, p. 5435-5437.

18. K. Mandal, S. Puerta, M. Vazquez, A. Hernando. The frequency and stress dependence of giant magnetoimpedance in amorphous microwires// IEEE Trans. Magn., 2002, v. 36, No 5, p. 3257-3259.

19. Y.F. Li, M. Vazquez, D.X. Chen. Giant magnetoimpedance effect and magnetoelastic properties in stress-annealed FeCuNbSiB nanocrystalline wire// IEEE Trans. Magn., 2002, v. 38, No 5, p. 3096-3098.

20. H. Chiriac, T.A. Óvári, C.S. Marinescu. Giant magneto-impedance effect in nanocrystalline glass-covered wires// J. Appl. Phys., 1998, v. 83, No 11, p. 6584-6586.

21. A. Takayama, T. Umehara, A. Yuguchi, H. Kato, K. Mohri, T. Uchiyama. Integrated thin film magneto-impedance sensor head using plating process// IEEE Trans. Magn., 1999, v. 35, No 5, p. 3643-3645.

22. M. Senda, O. Ishii, Y. Koshimoto. Thin-film magnetic sensor using high frequency magneto-impedance (HFMI) effect// IEEE Trans. Magn., 1994, v. 30, No 6, p. 4611-4613.

23. K. Hika, L.V. Panina, K. Mohri. Magneto-impedance in sandwich film for magnetic sensor heads// IEEE Trans. Magn., 1996, v. 32, No 5, p. 4594-4496.

24. S. Xiao, Y. Liu, S. Yan, Y. Dai, L. Zhang, L. Mei. MI multilayer Giant magnetoimpedance and domain structure in FeCuNbSiB films and sandwiched films// IEEE Trans. Magn., 1994, v. 30, No 6, p. 4611-4613.

25. S Xiao, Y Liu, Y Dai, L Zhang, S Zhou, Giant magnetoimpedance effect in sandwiched films// J. Appl. Phys., 1999, v. 85, No 8, p.4127-4130.

26. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen, V. Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices// Phys. Rev. Lett., 1998, v. 61, No 21, p. 2472-2475.

27. A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, Y. Tokura. Insulator-metal transition and giant magnetoresistance in La1–x Srx MnO3// Phys Rev B, 1995, v. 51, No 20, p.14103-14106.

28. E. Fullerton, D. M. Kelly, J. Guimpel, I. K. Schuller, and Y. Bruynseraede. Roughness and giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices// Phys. Rev. Lett., 1992, v. 68, No 6, p.859-864.

29. B. Dieny. Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers// J. Magn. Magn. Mat., 1994, v. 136, No 3, p. 335-359.

30. K. Mandal and S. K. Ghatak. Large magnetoresistance in an amorphous $Co_{68.1}Fe_{4.4}Si_{12.5}B_{15}$ ferromagnetic wire// Phys. Rev. B, 1993, v. 47, No 21, p. 14233-14236.

31. F.L. A. Machado, B.L. da Silva, S.M. Rezende, and C.S. Martins. Giant ac magnetoresistance in soft ferromagnet $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{14}//$ J. Appl. Phys., 1994, v. 75, No 10, p. 6563-6565.

32. M. Knobel, M. Vazquez, L. Kraus, (2003). Giant magnetoimepdance// In "Handbook of magnetic materials" (edited by K.H.J. Buschow), Elsevier, 2003, v. 15, p. 497.

33. C. Tannous, J. Gieraltowski. Giant magneto-impedance and its applications// Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 2004, v. 15, No 3, p. 125-133.

34. L.D. Landau and E.M. Lifshitz. Electrodynamics of Continuous Media// New York: Pergamon, 1975, 455 p.

35. K. R Pirota, L. Kraus, M. Knobel, P.G. Pagliuso, C. Rettori. Angular dependence of giant magnetoimpedance in an amorphous Co-Fe-Si-B ribbon// Phys. Rev. B, 1999, v. 60, No 9, p. 6685.

36. L.V. Panina, T.Uchiyama and K. Mohri. Giant magneto-impedance (GMI) in amorphous wire, single layer film and sandwich film// Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, 1997, v. 241, No 1-2, p. 429-438.

37. M. Vazquez and A. Hernando. A soft magnetic wire for sensor applications// J. of Physics D: Applied Physic, 1999, v. 29, No 4, p. 939-950.

38. M. Vazquez, J.P. Sinnecker, and G. Kurlyandskaya. Hysteretic behaviour and anisotropy fields in the magnetoimpedance effect// Materials Science Forum. Trans Tech Publications: Switzerland, 1999, v. 302-303, p. 209-218.

39. I. Ogasawara and S. Ueno. Preparation and properties of amorphous wires// IEEE Trans. Magn, 1995, v. 31, No 2, p. 1219-1223.

40. H. Chiriac, and T.A. Ovari. Amorphous glass-covered magnetic wires: Preparation, properties, applications// Progress in Materials Science, 1996, v. 40, No 5, p. 333-407.

41. V.S. Larin, A.V. Torkunov, A. Zhukov, J. Gonza;lez, M. Vazquez, L.V. Panina. Preparation and properties of glass-coated microwires// J. Magn. Magn. Mat., 2002, v. 249, No 2, p. 39-45.

42. M. Vazquez, A.P. Zhukov, P. Aragoneses, J. Arcas, J.M. Garcia-Beneytez, P. Maria, A. Hernando. Magnetoimpedance in glass-coated CoMnSiB amorphous microwires// IEEE Trans. Magn., 1998, v. 34, No 3, p. 724-728.

43. H. Chiriac, C.S. Marinescu, T.A. Ovari. Comparative study of the giant magnetoimpedance effect in CoFeSiB glass covered and cold-drawn amorphous wires// IEEE Trans. Magn., 1997, v. 33, No 5, p. 3352-3354.

44. L.V. Panina, K. Mohri. High frequency giant magneto-impedance in co-rich amorphous wires and films// J. Mag. Soc. Japan, 1995, v- 19, No 2, p. 265-268.

45. L. Kraus. Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy// J. Magn. Magn. Mat., 1999, v. 195, No 3, p. 764-778.

46. L. Kraus. The theoretical limits of giant magneto-impedance// J. Magn. Magn. Mat., 1999, v. 196-197, No 5, p. 354-356.

47. D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor// J. Appl. Phys., 1998, v. 84, No 5, p. 2805-2808.

48. D. Ménard, A. Yelon. Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires// J. Appl. Phys., 2000, v. 88, No 1, p. 379-393.

49. M. Vazquez, Y.-F. Li, D.-X. Chen. Influence of the sample length and profile of the magnetoimpedance effect in FeCrSiBCuNb ultrasoft magnetic wires// J. Appl. Phys., 2002, v. 91, No 10, p. 6539-6544.

50. V. Zhukova, V. S. Larin, A.P. Zhukov. Stress induced magnetic anisotropy and giant magnetoimpedance in Fe-rich glass-coated magnetic microwires// J. Appl. Phys., 2003, v. 94, No 2, p. 1115-1118.

51. R. L. Sommer, C.L. Chien. Longitudinal, transverse, and perpendicular magnetoimpedance in nearly zero magnetostrictive amorphous alloys// Phys. Rev. B, 1996, v. 53, No 10, p. R5982.

52. J. Liu, F. Qin, D. Chen, H. Shen, H. Wang, D. Xing, M.-H. Phan and J. Sun. Combined current-modulation annealing induced enhancement of giant magnetoimpedance effect of Corich amorphous microwires// J. Appl. Phys., 2014, v. 115, No 17, p. 17A326.

53. C. Appino, C. Beatrice, P. Tiberto, F. Vinai. Giant magnetoimpedance and induced anisotropy in Joule-heated and conventionally annealed Co-based amorphous materials// J. Magn. Magn. Mat., 2000, v. 215-216, No 6, p. 349-351.

54. J.G.S Duque, C. Gómez-Polo, A. Yelon, P. Ciureanu, A.E.P de Araújo, M. Knobel. The effect of helical magnetoelastic anisotropy on magnetoimpedance and its second harmonic component in amorphous wires// J. Magn. Magn. Mat., 2004, v. 271, No 2-3, p. 390-395.

55. M. Noda, L.V. Panina, K. Mohri. Pulse response bistable magneto-impedance effect in amorphous wires// IEEE Trans. Magn., 1995, v. 31, No 6, p. 3167-3169.

56. K. Mohri, T.Uchiyama, L.P.Shen, C.M. Cai, L.V. Panina. Sensitive micro magnetic sensor family utilizing magneto-impedance (MI) and stress-impedance (SI) effects for intelligent measurements and controls// Sensors and Actuators, 2001, v. 91, No 1-2, p. 85-90.

57. N. Bayri, S. Atalay . Giant stress-impedance effect in $Fe_{71}Cr_7Si_9B_{13}$ amorphous wires// J. Alloy and Compounds, 2004, v. 381, No 1-2, p. 245-249.

58. M. Knobel, M. Vazquez, M.L. S´anchez, A Hernando. Effect of tensile stress on the field response of impedance in low magnetostriction amorphous wires// J. Magn. Magn. Mat., 1997, v.- 169, No.1-2, p. 89-97.

59 D. Atkinson, P.T. Squire. Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magneto-impedance in amorphous alloys// IEEE Trans. Magn., 1997, v. 33, No 5, p. 3364-3366.

60. Y.F. Li, M. Vazquez, and D-X. Chen. Torsion-dependent magnetoimpedance in FeCuNbSiB nanocrystalline wires with vanishing or transverse anisotropy// J. Appl. Phys., 2003, v. 93, No 12, p. 9839-9844.

61. V.M. Prida, B. Hernando, M.L. S´anchez, Y.-F. Li, M. Tejedor, M. Vazquez. Torsional impedance effect in Fe-rich amorphous wires// J. Magn. Magn. Mat., 2003, v. 258, No 3, p. 158-160.

62. C. García, A. Zhukov, V. Zhukova, M. Ipatov, J.M. Blanco and J. Gonzalez. Effect of tensile stresses on GMI of Co-rich amorphous microwires// Digests of the IEEE International Magnetics Conference, 2005, p. 1273-1274.

63 P. Ciureanu, G. Rudkowska, L. Clime, A. Sklyuyev, A. Yelon. Anisotropy optimization of giant magnetoimpedance sensors//Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, 2004, v. 6, No 3, p. 905 -910.

64. A. Zhukov, M. Ipatov, M. Churyukanova, S. Kaloshkin, V. Zhukova. Giant magnetoimpedance in thin amorphous wires: From manipulation of magnetic field dependence to industrial applications// Journal of Alloys and Compounds, 2014, v. 586, No 1, p. S279-S286.

65. T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi and Y. Taga. Giant magneto-impedance effect in layered thin films// IEEE Trans. Magn., 1997, v. 33, No 5, p. 4367-4369.

66. T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi, J. Sakata and Y. Taga. Enhancement of giant magneto-impedance in layered film by insulator separation// IEEE Trans. Magn., 1996, v. 32, No 5, p. 4965-4967.

67. F.E. Atalay, S.Atalay. Giant magnetoimpedance effect in NiFe/Cu plated wire with various plating thicknesses// Journal of Alloys and Compounds, 2005, v. 392, No 1-2, p. 322-328.

68. K. Pirota, M. Hernandez-Velez, D. Navas, A. Zhukov, M. Vazquez. Multilayer microwires: Tailoring magnetic behaviour by sputtering and electroplating// Advanced Functional Materials, 2004, v. 14, No 3, p. 266-268.

69. A. S. Antonov, I. T. Iakubov. The high-frequency magneto-impedance of a sandwich with transverse magnetic anisotropy// J. of Phys. D: Appl. Phys., 1999, v. 32, No 11, p. 1204-1211.

70. A. Gromov, V. Korenivski. Electromagnetic analysis of layered magnetic/conductor structures// J. Phys. D: Appl. Phys., 2000, v. 33, No 7, p. 773-779.

71. V. Korenivski. GHz magnetic film inductors// J. Magn. Magn. Mater., 2000, v. 215-216, No 6, p. 800-806.

72. A. Sukstanskii, V. Korenivski and A. Gromov. Impedance of a ferromagnetic sandwich strip// J. Appl. Phys., 2001, v. 89, No 1, p. 775-786.

73 G.V. Kurlyandskaya, J.L. Muñoz, J.M. Barandiaran, A. García- Arribas, A.V. Svalov, V.O. Vas kovskiy. Magnetoimpedance of sandwiched films: experimental results and numerical calculations// J. Magn. Magn. Mater., 2002, v.- 242-245, p. 291-293.

74. A. Paton. Analysis of the efficiency of thin-film magnetic recording heads// J. Appl. Phys., 1971, v. 42, No 13, p. 5868-5870.

75. R. W. Cross, S.E. Rassek, S.C. Sanders, M.R. Parker, J.A. Barnard and S.A. Hossain. Size and self-field effects in giant magnetoresistive thin-film devices// IEEE Trans. Magn., 1994, v. 30, No 6, p. 3825-3827.

76. D. de Cos, V.N. Lepalovskij, G.V. Kurlyandskaya, A. García-Arribas, J.M. Barandiarán. High-frequency magnetoimpedance in multilayer thin films with longitudinal and transverse anisotropy// J. Magn. Magn. Mater., 2008, v. 320, No 20, p. e954–e957.

77. B. Li and J. Kosel. Three dimensional simulation of giant magnetoimpedance effect in thin film structures// J. Appl. Phys., 2011, v. 109, No 7, p. 07E519.

78. G.V. Kurlyandskaya, F. Alves, B. Ahamada, R. Barrué, A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy. Domain structure and magnetization process of giant magneto- impedance geometry FeNi/Cu/FeNi(Cu)FeNi/Cu/FeNi sensitive element// J. Phys.: Cond. Matter., 2004, v. 16, p. 6561-6568.

79. A. V. Svalov, E. Fernandez, A. Garcia-Arribas, J. Alonso, M. L. Fdez-Gubieda, and G. V. Kurlyandskaya. FeNi-based magnetoimpedance multilayers: Tailoring of the softness by magnetic spacers// Appl. Phys. Lett., 2012, v. 100, No 16, p. 162410.

80. D.S. Gardner, G. Schrom, F. Paillet, B. Jamieson, T. Karnik, S. Borkar. Review of On-Chip Inductor Structures With Magnetic Films// IEEE Trans. Magn., 2009, v. 45, No 10, p. 4760-4766.

81. K. Agra, T. J. A. Mori, L. S. Dorneles, V. M. Escobar, U. C. Silva, C. Chesman, E. Bohn, M. A. Correa. Dynamic magnetic behavior in nonmagnetostrictive multilayered films grown on glass and flexible substrates// J. Magn. Magn. Mater., 2014, v. 355, No 4, p. 136-141.

82. E. Fernandez, G. V. Kurlyandskaya, A. Garcia-Arribas, A. V. Svalov. Nanostructured giant magneto-impedance multilayers deposited onto flexible substrates for low pressure sensing// Nanoscale Res. Lett., 2012, v. 7, p. 230.

83. B. Li, M. N. Kavaldzhiev, J. Kosel. Flexible Magnetoimpedance Sensor// J. Magn. Magn. Mater., 2014, v. 378, No 3, p. 499-505.

84. G.V. Kurlyandskaya , A.A. Chlenova, E. Fernández, K.J. Lodewijk. FeNi-based flat magnetoimpedance nanostructures with open magnetic flux: New topological approaches// J. Magn.Magn. Mater., 2015, v. 383, p. 220-225.

85. L. Kraus. GMI modeling and material optimization// Sens. Actuators A, 2003, v. 106, No 1-3, p. 187-194.

86. T. Kitoh, K. Mohri, T. Uchiyama. Asymmetrical magneto-impedance effect in twisted amorphous wires for sensitive magnetic sensors// IEEE Trans. Magn., 1995, v. 31, No 6, p. 3137-3139.

87. K. Kawashima, I. Ogasawara, S. Ueno, K. Mohri. Asymmetrical magneto-impedance effect in torsion-annealed Co-rich amorphous wire for MI micro magnetic sensor// IEEE Trans. Magn., 1999, v. 35, No 5, p. 3610-3612.

88. T.A. Furmanova, A.S. Antonov, I.N. Morozov, L.V. Panina. Effect of dc current on magnetoimpedance in CoSiB twisted wires// Sens. Actuators A, 2000, v. 81, No 1-3, p. 95-97.

89. F.L.A. Machado, A.R. Rodrigues, A.A. Puça, A.E.P. de Araujo. Highly asymmetric giant magnetoimpedance// Mater. Sci. Forum., 1999, v. 302-303, p. 202-208.

90. S.H. Song, K.S. Kim, S.C. Yu, C.G. Kim, M. Vázquez. Asymmetric GMI characteristics in current-biased amorphous (Co0.94Fe0.06)72.5Si12.5B15 wire// J. Magn. Magn. Mater., 2000, v. 215-216, p. 532-534.

91. S.H. Song, S.C. Yu, C.G. Kim, H.C. Kim, W.Y. Lim. Asymmetric giant magnetoimpedance in annealed amorphous $(Co_{0.94}Fe_{0.06})_{72.5}Si_{12.5}B_{15}$ wire under the circumferential field// J. Appl. Phys., 2000, v.- 87, No 9, p. 5266-5268.

92. K.S. Byon, S.C. Yu, C.G. Kim, S.S. Yoon. Asymmetric characteristics of magnetoimpedance in amorphous $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ wire// J. Magn. Magn. Mater., 2001, v. 226-230, Part 1, p. 718-720.

93. M.-H. Phan, S.C. Yu, C.G. Kim, M. Vázquez. Origin of asymmetrical magnetoimpedance in a Co-based amorphous microwire due to dc bias current// Appl. Phys. Lett., 2003, v. 83, No 14, p. 2871-2873.

94. K. Mandal, S. Puerta, M. Vázquez, A. Hernando. Giant magnetoimpedance in amorphous Co_{83.2}Mn_{7.6}Si_{5.8}B_{3.3} microwires// Phys. Rev. B, 2000, v. 62, No 10, p. 6598-6602.

95. M. Ipatov, V. Zhukova, J. González, A. Zhukov. Manipulating the magnetoimpedance by dc bias current in amorphous microwire// J. Magn. Magn. Mater., 2012, v. 324, No 23, p. 4078-4083.

96. K.S. Byon, S.C. Yu, C.G. Kim, M. Vázquez. Bias current effect on giant magnetoimpedance in Co-based amorphous microwire// J. Non-Cryst. Sol., 2001, v. 287, No 1-3, p. 339-343.

97. A.P. Chen, V. Zhukova, A. Zhukov, L. Domínguez, A. Chizhik, J.M. Blanco, J. González. Influence of an ac magnetic field and induced magnetic anisotropy on the surface magnetoimpedance tensor in an amorphous wire// J. Phys. D: Appl. Phys., 2004, v. 37, No 20, p. 2773-2779.

98. A.P. Chen, C. García, A. Zhukov, L. Domínguez, J.M. Blanco, J. González. Influence of the ac magnetic field frequency on the magnetoimpedance of amorphous wire// J. Phys. D: Appl. Phys., 2006, v. 39, No 9, p. 1718-1723.

99. M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. González, A. Zvezdin. Low-field hysteresis in the magnetoimpedance of amorphous microwires// Phys. Rev. B, 2010, v. 81, No 13, p. 134421-134428.

100. C.G. Kim, K.J. Jang, H.C. Kim, S.S. Yoon. Asymmetric giant magnetoimpedance in field annealed Co-based amorphous ribbon// J. Appl. Phys., 1999, v. 85, No 8, p. 5447-5449.

101. K.J. Jang, C.G. Kim, S.S. Yoon, K.H. Shin. Annealing effect on microstructure and asymmetric giant magneto-impedance in Co-based amorphous ribbon// IEEE Trans. Magn., 1999, v. 35, No 5, p. 3889-3891.

102. L. Kraus. Exchange biased GMI valve// Abstracts of International Conf. on Magnetism, Roma, Italy, 2003, p. 712.

103. J.G.S. Duque, A.E.P. de Araújo, M. Knobel. Asymmetric impedance in field-annealed Cobased amorphous wires and its bias field dependence// J. Magn. Magn. Mater., 2006, v. 299, No 2, p. 419-424.

104. Y.F. Li, M. Vazquez, D.X. Chen. Giant magnetoimpedance effect and magnetoelastic properties in stress-annealed FeCuNbSiB nanocrystalline wire// IEEE Trans. Magn., 2002, v. 38, No 5, p. 3096 – 3098.

105. K. Pirota, M. Hernández-Vélez, D. Navas, A. Zhukov, M. Vázquez. Multilayer microwires: Tailoring magnetic behavior by sputtering and electroplating// Adv. Funct. Mater., 2004, v. 14, No 3, p. 266-268.

106. K. Pirota, M. Provencio, K. García, P. Mendoza, M. Hernández-Vélez, M. Vázquez. Bimagnetic microwires: a novel family of materials with controlled magnetic behavior// J. Magn. Magn. Mater., 2005, v. 290-291, Part 1, p. 68-73.

107. J. Escrig, S. Allende, D. Altbir, M. Bahiana, J. Torrejón, G. Badini, M. Vázquez. Magnetostatic bias in multilayer microwires: Theory and experiments// J. Appl. Phys., 2009, v. 105, No 2, p. 023907-0239011.

108. R.L. Sommer, C.L. Chien. Longitudinal and transverse magneto-impedance in amorphous Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{13.5}B₉ films// Appl. Phys. Lett., 1995, v. 67, No 22, p. 3346-3348.

109. L. Garciá, R. Valenzuela. Domain wall pinning, bulging, and displacement in circumferential domains in CoFeBSi amorphous wires// J. Appl. Phys., 2000, v. 87, No 9, p. 5257-5259.

110. C.G. Kim, S.S. Yoon, S.C. Yu. Decomposition of susceptibility spectra in a torsion-stressed Fe-based amorphous wire// Appl. Phys. Lett., 2000, v. 76, No 23, p. 3463-3465.

111. S.S. Yoon, C.G. Kim. Separation of reversible domain wall motion and magnetization rotation components in susceptibility spectra of amorphous magnetic materials// Appl. Phys. Lett., 2001, v. 78, No 21, p. 3280-3282.

112. F.L.A. Machado, S.M. Rezende. A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft ferromagnetic alloys// J. Appl. Phys., 1996, v. 79, No 8, p. 6558-6560.

113. D. Atkinson, P.T. Squire. Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magneto-impedance in amorphous alloys// IEEE Trans. Magn., 1997, v. 33, No 5, p. 3364-3366.

114. D.-X. Chen, J.L. Muñoz, A. Hernando, M. Vázquez. Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires// Phys. Rev. B, 1998., v. 57, No 17, p. 10699-10704.

115. A. Yelon, D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent// Appl. Phys. Lett., 1996, v. 69, No 20, p. 3084-3085.

116. D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, V. P. Paramonov, A. S. Antonov, P. Rudkowski, and J. O. Strem-Olsen. High frequency impedance spectra of soft amorphous fibers// J. Appl. Phys.-1997.-V. 81.-No 8.-P. 4032-4034.

117. M. R. Britel, D. Menard, L. G. Melo, P. Ciureanu, A. Yelon, R. W. Cochrane, M. Rouabhi, B. Cornut. Magnetoimpedance measurements of ferromagnetic resonance and antiresonance// Appl. Phys. Lett. -2000.-V. 77.-No 17.-P. 2737-2739.

118. S.E. Lofland, S.M. Baghat, M. Domínguez, J.M. Garcia-Beneytez, F. Guerrero and M. Vázquez. Low field microwave magnetoimpedance in amorphous microwires// J. Appl. Phys. -1999.-V. 85.-No 8.-P. 4442-4444.

119. S.E. Lofland, H. Garcıa-Miquel, M. Vazquez, S.M. Baghat. Microwave magnetoabsorption in glass-coated amorphous microwires with radii close to skin depth// J. Appl. Phys. -2002.-V. 92.-No 4.-P. 2058-2063.

120. M. Dominguez, J. M. Garcia-Beneytez, M. Vazquez, S. E. Lofland, and S. M. Bhagat. Microwave response of amorphous microwires: magnetoimpedance and ferromagnetic resonance// J. Magn. Magn. Mater. -2002.-V. 249.-No 1.-P. 117-121.

121. D.P. Belozorov, V.N. Derkach, and S.I. Tarapov. High frequency absorption and magnetoimpedance of amorphous microwires// Advances in Modern Radio Science, 2002, v. 12, p. 48-52.

122. H. Montiel, G. Alvarez, M. P. Gutiérrez, R. Zamorano, R. Valenzuela, low-field microwave absorption and magnetoimpedance in glass-coated and uncoated CoFeBSi microwires// Sensor Letters, 2007, v. 5, No 1, p. 58-60.

123. N.A. Usov, A.S. Antonov, A.N. Lagarikov. Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy// J. Magn. Magn. Mater.,1998, v. 185,-No 2, p. 159-173.

124. М. А. Леонтович. О приближенных граничных условиях для электромагнитного поля на поверхности хорошо проводящих тел// в кн.: "Исследования по распространению_радиоволн", сб. 2, М. -Л., 1948.

125. D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor// J. Appl. Phys., 1998., v. 84,- No 5, p. 2805-2814.

126. А.С. Антонов, И.Т. Якубов. Магнитоимпеданс сэндвичевой структуры ферромагнетик-проводник-ферромагнетик// ФММ., 1999, т. 87, № 5, с. 29-35.

127. N.A. Usov, A.S. Antonov, A.N. Lagar'kov, A.B. Granovsky. GMI spectra of amorphous wires with different types of magnetic anisotropy in the core and the shell regions// J. Magn. Magn. Mater.,1999, v. 203, No 1-3,p. 108-110.

128. A.A. Rakhmanov, A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.F. Prokoshin. Study of surface magnetic structure in Co-based amorphous microwires by means of off-diagonal magnetoimpedance effect// J. Magn. Magn. Mater., 2006, v. 300, No 1,p. e37-e40.

129. H. Garcıa-Miquel, J.M. Garcıa, J. M. Garcıa-Beneytez, and M. Vazquez. Surface magnetic anisotropy in glass-coated amorphous microwires as determined from ferromagnetic resonance measurements// J. Magn. Magn. Mater., 2001, v. 231, No 1, p. 38-44.

130. A. N. Medina, M. Knobel, S. Salem-Sugui, and F. G. Gandra. Resonant microwave cavity response of amorphous ribbons// J. Appl. Phys., 1996, v. 79, No. 8, p. 5462–5464.

131. H. Montiel, G. Alvarez, I. Betancourt, R. Zamorano, R. Valenzuela. Correlations between low-field microwave absorption and magnetoimpedance in Co-based amorphous ribbons// Appl. Phys. Lett., 2005, v. 86, No 7, p. 072503-072505.

132. H. Garcia-Miquel, M.J. Esbri, J.M. Garcia, J.M. Garcia-Beneytez, M. Vazquez. Power absorption and ferromagnetic resonance in Co-rich metallic glasses// IEEE Trans. Magn., 2001., v. 37, No. 1., p. 561-564.

133. A. Antonov, I. Iakubov, A. Lagarkov. Longitudinal-transverse linear transformation of the HF-current in soft magnetic materials with induced anisotropy// IEEE Trans. Magn., 1997, v. 33, No 5, p. 3367-3369.

134. V. Popov, V. Zhukova, M. Ipatov, C. García, J. Gonzalez, V. Ponomarenko, V. Berzhansky, D. Vinogorodsky and A. Zhukov. Studies of giant magnetoimpedance effect of Co-rich microwires in wide frequency range//Phys. Stat. Solidi (a), 2009, v.206, No 4, p. 671-673.

135. P. Queffelec, P. Gelin, J. Gieraltowski, and J. Loáec. A microstrip device for the broad band simultaneous measurement of complex permeability and permittivity// IEEE Trans. Magn, 1994, v.30, No 3, p.224–230.

136. D. de Cos, A. García-Arribas, and J. M. Barandiarán. Analysis of magnetoimpedance measurements at high frequency using a microstrip transmission line// Sensors and Actuators A, 2004, v. 115, No 2-3, p. 368-375.

137. N. Jiang, K. Yamakawa, N. Honda, K. Ouchi. A new giant magneto-impedance head using magnetic microstrip lines// IEEE Trans. Magn, 1998, v. 34, No 4, p. 1339-1341.

138. K. Tan, M. Yamaguchi, K. Yamakawa. High frequency magnetic field detection by UHF carrier type thin film sensor// Digests of the IEEE International Magnetics Conference (INTERMAG Asia 2005), 2005, p.1265-1266.

139. A. García-Arribas, E. Fernández, A. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, J.M.Barandiaran. Thin-film magneto-impedance structures with very large sensitivity// J. Magn. Magn. Mater, 2016, v. 400, No 1, p. 321-326.

140. D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan, and V. K. Varadan. Free-space measurement of complex permittivity and complex permeability of magnetic materials at microwave frequencies// IEEE Trans. Instrum. Meas, 1990, v. 39, No 4, p. 387–394.

141. C. Herrero-Gomez, A. M. Aragon, M. Hernando-Rydings, P.Marin, and A. Hernando. Stress and field contactless sensor based on the scattering of electromagnetic waves by a single ferromagnetic microwire//Appl. Phys. Lett, 2014, v 105, No 9, p. 092405.

142. C. Herrero-Gomez, P.Marin, and A. Hernando. Bias free magnetomechanical coupling on magnetic microwires for sensing applications// Appl. Phys. Lett., 2013, v. 103, No 14, p. 142414.

143. D. Makhnovskiy, A. Zhukov, V. Zhukova, J. Gonzalez. Tunable and Self-Sensing Microwave Composite Materials Incorporating Ferromagnetic Microwires// Advances in Science and Technology, 2008, v. 54, p. 201-210.

144. J.S. Seybold. Introduction to RF Propagation// John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2005, P. 46.

145. K. Mohri, T. Uchiyama, L.P. Shen, C.M. Cai, L.V. Panina, Y. Honkura, M. Yamomoto. Amorphous wire and CMOS IC-based sensitive micromagnetic sensors utilizing magnetoimpedance (MI) and stress-impedance (SI) effects// IEEE Trans. Magn., 2002, v. 38, No 5, p. 3063-3068.

146. S. Nakayama, K. Sawamura, K. Mohri, T. Uchiyama. Pulse-Driven Magnetoimpedance Sensor Detection of Cardiac Magnetic Activity//PLoS ONE, 2011, v. 6, No 10, p.e25834.

147. P. Ripka. Magnetic sensors and magnetometers// Artech House, 2001, 477 p.

148. S. Tumanski. A review of magnetic sensors// Przegl. Elektr, 2004, v.80, p. 74-80.

149. J. Lenz, A.S. Edelstein. Magnetic sensors and their applications// IEEE Sensors J., 2006, v.6, p. 631-649.

150 S. Tumanski. Handbook of magnetic field measurements, Ch.4 – Magnetic sensors// CRC Press, 2011, p.1-12.

151. S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant and S.H. Yang. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers //Nat. Mater, 2004, v. 3, No 12, p. 862-867.

152. C.R. Tamanaha, S.P. Mulvaney, J.C. Rife, L.J. Whitman. Magnetic labeling, detection, and system integration// Biosens. Bioelectron., 2008, v. 24, No 1, p. 1-13.

153. M. Megens, M. Prins. Magnetic biochips: a new option for sensitive diagnostics// J. Magn. Magn. Mater., 2005, v. 293, No 1, p. 702-708.

154. D.L. Graham, H.A. Ferreira, P.P. Freitas. Magnetoresistive-based biosensors and biochips // Trends Biotechnol., 2004, v. 22, No 9, p. 455-462.

155. T. Uchiyama, S. Nakayama, K. Mohri, and K. Bushida. Biomagnetic field detection using very high sensitive magneto-impedance sensors for medical applications// Phys. Stat. Solidi. *A*, 2009, v. 206, N 4, p. 639-643.

156. K. Mohri and Y. Honkura. Amorphous wire and CMOS IC based magneto-impedance sensors - Orign, topics, and future// Sensor Letters, 2007, v. 5, No. 2, p. 267-270.

157. T. Kanno, K. Mohri, T. Yagi, T. Uchiyama, L.P. Shen. Amorphous wire MI micro sensor using CMOS IC multivibrator// IEEE Trans. Magn., 1997, v. 33, No 5, p. 3353-3360.

158. T. Uchiyama, K. Mohri, and S. Nakayama. Physiological Magnetic Stimulation for Arousal of Elderly Car Driver Evaluated With Electro-Encephalogram and Spine Magnetic Field// IEEE Trans. Magn, 2011, v.47, No 10, p.3066-3069.

159. B. Fisher, L.V. Panina, D.J. Mapps, N. Fry. High Performance Current Sensor Utilizing Giant Magnetoimpedance (GMI) in Co-based Amorphous Wires// IEEE Trans Magn, 2013, v. 49, No 1, p. 89-92.

160. N.A. Yudanov, L.V. Panina, A.T. Morchenko, V.G. Kostishyn, P.A. Ryapolov. High sensitivity magnetic sensors based on off-diagonal magnetoimpedance in amorphous FeCoSiB wires// J. Nano- and Electronic Physics, 2013, v. 5, No 4, p. 04004-04007.

161. V. Zhukova, A. Chizhik, A. Zhukov, A. Torcunov, V. Larin, J. Gonzalez. Optimization of giant magnetoimpedance in Co-rich amorphous microwires// IEEE Trans Magn, 2002, v. 38, No 5, p. 3090-3092.

162. G.V. Kurlyandskaya, M.L. Sánchez, B. Hernando, V. M. Prida, P. Gorria and M. Tejedor. Giant-magnetoimpedance-based sensitive element as a model for biosensors//Appl. Phys. Lett, 2003, v. 82, No 18, p.3053-3055.

163. B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, A. Yelon, D. Menard. Development of a high sensitivity giant magneto-impedance magnetometer: comparison with a commercial flux-gate// IEEE Trans Magn , 2013, v. 49, No 1, p. 85-88.

164. S. Yabukami, T. Suzuki, N. Ajiro, H. Kikuchi, M. Yamaguchi, K.I. Arai. A high frequency carrier-type magnetic field sensor using carrier suppressing circuit// IEEE Trans. Magn, 2001, v. 37, No 4, p. 2019-2022.

165. S. Yabukami, H. Mawatari, Y. Murayama, T. Ozawa, K. Ishiyama, K.I. Arai. High-frequency carrier type thin-film sensor using low-noise crystal oscillator// IEEE Trans. Magn, 2004, v. 40, No 4, p. 2670-2672.

166. S. N. Nejad, A. A. Fomani, R. R. Mansour. Multilayer Giant Magneto-Impedance sensor for low field sensing// Sensors, 2013 IEEE Conference, 2013, P. 1-4.

167. Y. Nishibe and N. Ohta. Thin Film Magnetic Field Sensor Utilizing Magneto Impedance Effect// R&D Review of Toyota CRDL, 2000, v. 35, No 4, p.1-6.

168. A. Takayama, T. Umehara, A. Yuguchi, H. Kato. Integrated thin film magneto-impedance sensor head using plating process// IEEE Trans. Magn, 2002, v. 35, No 5, p. 3643-3645.

169. P. Ripka. Advances in fluxgate sensors// Sens. Actuators: A, 2003, v. 106, No 1-3, p.8-14.

170. S. H. Choi, Y, H. Kim, B. Yoon, C, S. Yang, K, H. Shin. Orthogonal Fluxgate Sensor Fabricated With a Co-Based Amorphous Wire Embedded Onto Surface of Alumina Substrate // IEEE Trans. Magn, 2011, v. 47, No 10, p. 2573-2576.

171. M. Ipatov, V. Zhukova, J. M. Blanco, J. Gonzalez and A. Zhukov. Off-diagonal magnetoimpedance in amorphous microwires with diameter $6-10 \mu m$ and application to linear magnetic sensors// Phys. Status Solidi (a), 2008, v. 205, No 8, p. 1779-1782.

172. M. Malateka, L. Kraus. Off-diagonal GMI sensor with stress-annealed amorphous ribbon//Sensors and Actuators A, 2010, v, 164, No 1-2, p. 41–45.

173. B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, D. Seddaoui, A. Yelon, D. Menard. Improved GMI sensors using strongly-coupled thin pick-up coils// Sensor Letters, 2009, v. 7, No 3, p. 334-338.

174. B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, A. Yelon, D. Menard. Impact of electronic conditioning on the noise performance of a two-port network giant magnetoimpedance magnetometer// IEEE Sensors Journal, 2011, v.11, No 6, p. 1317-1324.

175. C. Dolabdjian, A. Yelon, D. Menard. Characterization of an Optimized Off-Diagonal GMI-Based Magnetometer// IEEE Sensors Journal, 2013, v.13, No 1, p. 379-388.

176. L.G. C. Melo, D. Menard, A. Yelon, L. Ding, S. Saez, and C. Dolabdjian. Optimization of the magnetic noise and sensitivity of giant magnetoimpedance sensors// J. Appl. Phys., 2008, v. 103, No 3, p. 033903.

177. J.M. Blanco, A. Zhukov, J. Gonzalez. Asymmetric torsion stress giant magnetoimpedance in nearly zero magnetostrictive amorphous wires// J. Appl. Phys, 2000, v.87, No 9, p.4813-4815.

178. A.F.Cobeno, A. Zhukov, J.M. Blanco, V. Larin, J. Gonzalez. Magnetoelastic sensor based on GMI of amorphous microwire//Sensors and Actuators A, 2001, v. 91, No 1-2, p. 95-98.

179. L.P. Shen, T. Uchiyama, K. Mohri, E. Kita, K. Bushida. Sensitive stress-impedance micro sensor using amorphous magnetostrictive wire// IEEE Trans Magn, 1997, v. 33, No 5, p. 3355-3357.

180. A. Ludwig, M. Tewes, S. Glasmachers, M. Löhndorf, E. Quandt. High-frequency magnetoelastic materials for remote-interrogated stress sensors// J. Magn. Magn. Mater., 2005, v. 242-245, No 2, p. 1126-1131.

181 A.N. Lagarkov, A.K. Sarychev. Electromagnetic properties of composites containing elongated conducting inclusions// Phys. Rev. B, 1996, v, 53, No 10, p. 6318–6336.

182 A.N. Lagarkov, S.M. Matytsin, K.N. Rozanov, A.K. Sarychev. Dielectric properties of fiber-filled composites// J. Appl. Phys, 1998, v, 84, No 7, p. 3806–3814.

183 L. Liu, S.M. Matytsin, Y.B. Gan, K.N. Rozanov. Effective permittivity of planar composites with randomly or periodically distributed conducting fibers// J. Appl. Phys , 2005, V, 98, No 6 , p. 063512–063517.

184 J.B. Pendry, A.J. Holden, W.J. Stewart, I. Youngs. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures// Phys. Rev. Lett, 1996, v.76, No 25, p.4773–4776.

185 J.B. Pendry. Negative refraction makes a perfect lens// Phys. Rev. Lett, 2000, v.85, No 18, p.3966–3969.

186 P.A. Belov, S.A. Tretyakov, A.J. Viitanen. Dispersion and reflection properties of artificial media formed by regular lattices of ideally conducting wires//J. of Electromagnetic Waves and Applications, 2002, v.16, No 8, p. 1153-1170.

187. S. A. Ramakrishna. Physics of negative refractive index materials //Rep. Prog. Phys, 2005, v. 68, No 2, p. 449 -521.

188. A.K. Sarychev and V.M. Shalaev. Electromagnetic field fluctuations and optical nonlinearities in metal-dielectric composites//Phys. Rep. -2000, v. 335, No 6, p. 275-371.

189. O. Reynet, A.L. Adenot, S. Deprot, O. Acher, M. Latrach. Effect of the magnetic properties of the inclusions on the high-frequency dielectric response of diluted composites//Phys. Rev. B, 2002, v.66, No 9, p. 094412 (9 pages).

190. A.L. Adenot-Engelvin, C. Dudek, P. Toneguzzo, O. Acher. Microwave properties of ferromagnetic composites and metamaterials// J. Eur. Ceram. Soc, 2007, v.27, No 2-3, p. 1029–1033.

191. J.P. Turpin, J.A. Bossard, K.L. Morgan, D.H. Werner, and P.L. Werner. Reconfigurable and tunable metamaterials: a review of the theory and applications// International Journal of Antennas and Propagation, 2014, v.2014, Article ID 429837(18 pages).

192. M. Lapine, M. Gorkunov, and K.H. Ringhofer. Nonlinearity of a metamaterial arising from diode insertions into resonant conductive elements// Phys. Rev. E, 2003, v. 67, No 6, p. 065601 (4 pages).

193. Y.S. Kivshar. Nonlinear and tunable metamaterials- toward functional metadevices // Adv. Nat. Sci.: Nanosci. Nanotechnol., 2014, v. 5, p. 013001.

194. D. Huang, E. Poutrina, D.R. Smith. Analysis of the power dependent tuning of a varactorloaded metamaterial at microwave frequencies// Appl. Phys. Lett, 2010, v. 96, No 10, p.104104 (2 pages).

195. D.R. Smith, W.J Padilla, D.C Vier, S.C Nemat-Nasser, S.Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity// Phys. Rev. Lett, 2000, v. 84, No 18, p. 4184–4187.

196. K. Aydin, E. Ozbay. Capacitor-loaded split ring resonators as tunable metamaterial components// J. Appl. Phys., 2007, v. 101, No 2, p. 024911(5 pages).

197. H. Zhao, J. Zhou, Q. Zhao, B. Li, L. Kang, Y. Bai. Magnetotunable left-handed material consisting of yttrium iron garnet slab and metallic wires// Appl. Phys. Lett, 2007, v.91, No13, p.131107.

198. H. Zhao, J. Zhou, L. Kang, Q. Zhao. Tunable two-dimensional left-handed material consisting of ferrite rods and metallic wires// Opt. Express, 2009, v.17, p.13373–80.

199. J. Chen, D. Tang, B. Zhang, Y. Yang, M. Lu, H. Lu. Left-handed materials made of dilute ferromagnetic wire arrays with gyrotropic tensors//J Appl Phys, 2007, v.102, p.023106.

200. F.J. Rachford, D.N. Armstead, V.G. Harris, and C. Vittoria. Simulations of ferritedielectric-wire composite negative index materials// Phys. Rev. Lett., 2007, v. 99, No 5, p. 057202 (4 pages).

201. Y. He, P. He, S.D. Yoon, P.V. Parimi, F.J. Rachford, V.G. Harris, and C. Vittoria.// J. Magn. Magn. Mater., 2007, v. 313, No 1, p. 187-191.

202. Y. Zou, L. Jiang, S. Wen, W. Shu, Y. Qing, Z. Tang. Enhancing and tuning absorption properties of microwave absorbing materials using metamaterials// Appl. Phys. Lett., 2008, v. 93, No 26, p. 261115.

203. O. Reynet and O. Acher. Voltage controlled metamaterial // Appl. Phys. Lett, 2004, v. 84, No 7, p. 1198 -1200.

204. M. Gorkunov and M. Lapine. Tuning of a nonlinear metamaterial band gap by an external magnetic field// Phys. Rev. B, 2004, v. 70, No 23, p. 235109.

205. D.A. Powell, I.V. Shadrivov, Y.S. Kivshar, and M.V. Gorkunov. Self-tuning mechanisms of nonlinear split-ring resonators//Appl. Phys. Lett, 2007, v. 91, No 14, p. 144107.

206. M.J. Dicken, K. Aydin, I.M. Pryce, L.A. Sweatlock, E.M. Boyd, S. Walavalkar, J. Ma, and H.A. Atwater. Frequency tunable near-infrared metamaterials based on VO2 phase transition //Opt.Express, 2009, v. 17, No 20, p. 18330-18339.

207. I.V. Shadrivov, A.B. Kozyrev, D.W. van der Weide, and Y.S. Kivshar. Tunable transmission and harmonic generation in nonlinear metamaterials// Appl. Phys. Lett, 2008, v. 93, No 16, p. 161903.

208. F. Qin and H.X. Peng. Ferromagnetic microwires enabled multifunctional composite materials//Progress in Materials Science, 2013, v. 58, No 2, p. 183-259.

209. L. Liu, S. Matitsine, C.B. Tang, and L.B. Kong. Measurement of tunable permeability and permittivity of microwires composites at microwave frequency// PIERS Proceedings, Moscow, Russia, August 18-21,2009, p.1662-1666.

210. J. Yamasaki. Domain structure of Co based wire with zero magnetostriction//J. of Magnetics Society of Japan, 1992, v.16, p. 14.

211. M. Takajo, J. Yamasaki, F.B. Humphrey. Domain observations of Fe and Co based amorphous wires//IEEE Trans. Magn., 1993, v. 29, No 6, p.3484-3486.

212. T. Reininger, T. Reininger, H. Kronmüller, C. Gomez-Polo and M. Vazquez. Magnetic domain observation in amorphous wires// J. Appl. Phys, 1993, v. 73, No 10, p. 5357–5359.

213. N. Usov, A. Antonov, A. Dykhne, A. Lagar'kov. Possible origin for the bamboo domain structure in Co-rich amorphous wire// J. Magn. Magn. Mat., 1997, v. 174, No1-2, p. 127–132.

214. D.X. Chen, L. Pascual, F.J. Castaño, M. Vazquez, and A. Hernando. Revised core-shell domain model for magnetostrictive amorphous wires// IEEE Trans. Magn., 1993, v. 29, No 6, p.3484-3486.

215. J. Hernando and J.M. Barandiaran. Circular magnetisation measurement in ferromagnetic wires// J. Phys. D: Appl. Phys., 1978, v.11, No 11, p. 1539.

216. K. Mohri, K. Bushida, L.V. Panina, M. Noda, T. Uchiyama. Magneto-Impedance element// IEEE Trans. Magn, 1995, v.31, No 4, p. 1266-1272.

217. L.V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, M. Noda. Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys// J. Appl. Phys, 1994, v.76, No 10, p. 6198-6203.

218. K. Mohri, L.V. Panina, T. Kohsawa, K. Kawashima, H. Yoshida. Magneto-inductive effect in amorphous wires and MI elements// J.Mag.Soc.Japan, 1993, v.17, No 2, p. 423-428 (Translated in IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan, 1994, v. 9, P.84-91).

219. K. Kawashima, T. Kohzawa, H. Yoshida, K. Mohri. Magneto-inductive effect in tensionannealed amorphous wires and MI sensors//IEEE Trans. Magn, 1993, v. 29, No. 6, p. 3168-3170.

220. K. Mohri. Application of amorphous magnetic wires to computer peripherals//Materials Science and Engineering:A, 1994, v. 185, No 1-2, p.141-145.

221. M. Ipatov, A. Chizhik, V. Zhukova, J. Gonzalez and A. Zhukov. Correlation of surface domain structure and magneto-impedance in amorphous microwires// J. Appl. Phys, 2011, v. 109, No 11, p.113924.

222. A.A. Radkovskaya, S. I. Sandacci, L. V. Panina. Dynamic circular hysteresis in Co-based amorphous micro wires// J. Magn. Magn. Mater, 2004, v. 272-276, p. 1841-1843.

223. L.V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, M. Noda. T. Uchiyama. Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films// IEEE Trans. on Magnetics, 1995, v. 31, No 2, p. 1249-1260.

224. А. Хуберт. Теория доменных стенок в неупорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.

225. L.V. Panina, H. Katoh, K. Mohri, K. Kawashima. Magnetization processes with orthogonal fields in amorphous magnetostrictive wires// IEEE Trans. on Magnetics, 1993, v. 29, No 6, p. 2524-2526.

226. L.V. Panina, K. Mohri. Mechanism of Magneto-Impedance effect in amorphous magnetic wires //J. Mag.Soc.Japan, 1994, v. 18, p. 245-249.

227. P.J. Vulfovich, L.V. Panina. Magneto-impedance in Co-based amorphous wires and circular domain dynamics// Sensors and Actuators A, 2000, No 1-3, v. 81, p. 111-116

228. O. Acher, P, M. Jacquart, and C. Boscher. Investigation of high frequency permeability of thin amorphous wires// IEEE Trans. Magn., 1994, v.30, No 6, p. 4542-4544.

229. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with helical and circumferential anisotropy// Phys. Rev.B, 2001, v. 63, p. 144424-144441.

230. L.V. Panina, K. Mohri. High frequency giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films// J.Mag.Soc.Japan, 1995, v. 19, No 2, p. 265-268.

231 N.A. Buznikov, A.S. Antonov, C G. Kim, C.-O. Kim, A.A. Rakhmanov, S.-S. Yoon. The effect of domain-walls motion on second harmonic amplitude of magnetoinductive response in Co-based amorphous wires// J. Magn. Magn. Mater, 2005, v. 285, No 1-2, p. 101-111.

232. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.B. Granovsky, N.S. Perov, A.F. Prokoshin, A.A. Rakhmanov, A.L. Rahmanov. Nonlinear magnetoimpedance effect in soft magnetic amorphous wires extracted from melt//Sensor and actuators A, 2003, v, 106, No 1-3, p. 208-211.

233 M. Knobel, M. Vázquez, L. Kraus. Giant Magnetoimpedance// Handbook of Magnetic materials, 2003, v.15, p. 497-563.

234. А. Н. Тихонов. Математический сборник, 1952, No. 3, С. 575.

235. A. B. Vasilieva and V. T. Butuzov. Singular perturbed differential equations of parabolic type// Lecture notes in mathematics: Asymptotic analysis II, Springer - Verlag, 1983, p. 38.

236. D.R. Smith. Singular-Perturbation theory. An Introduction with applications. Cambridge University Press, Cambridge, 1985, 337 p.

237. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Measurement of field dependent surface impedance tensor in amorphous wires with circumferential anisotropy// J. Appl. Phys, 2000, v. 87, No 9, p.4804-4806.

238. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Surface impedance tensor in amorphous wires with helical anisotropy: Magnetic hysteresis and asymmetry// J. Appl. Phys, 2001, v. 89, No 11, p.7224.

239. V.A. Zhukova, A.B. Chizhik, J. Gonzalez, D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps, A.P. Zhukov. Effect of annealing under torsion stress on the field dependence of the impedance tensor in amorphous wires// J. Magn. Magn. Mater, 2002, v. 249, No 1-2, p. 324-329.

240. T. Sánchez, P. Alvarez, J. Olivera, M.J. Pérez, F.J. Belzunce, J.D. Santos, J.L. Sánchez, M.L. Sánchez, P. Gorria, B. Hernando. Torsion annealing influence on the impedance behaviour in amorphous FeSiB and CoSiB wires//J. Non-Crystalline Solids, 2007, v.353, No 8-10, p.914-918.

241. M. Ipatov, V. Zhukova, J. Gonzalez, A. Zhukov. Manipulating the magnetoimpedance by dc bias current in amorphous microwire// J. Magn. Magn. Mater, 2012, v. 324, No 1-2, p. 4078-4083.

242. S.I. Sandacci, D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina. Valve-like behavior of the magnetoimpedance in the GHz range// J. Magn. Magn. Mater, 2004, v. 272-276, No 3, p. 1855-1857.

243. H. Montiel, G. Alvarez, M. P. Gutierrez, R. Zamorano, R. Valenzuela. The effect of metal-to-glass ratio on the low-field microwave absorption at 9.4 ghz of glass-coated CoFeBSi microwires// IEEE Trans. Magn., 2006, v.42, No 10, p. 3380-3382.

244. J.M. García-Beneytez, F. Vinai, L. Brunetti H. García-Miquel, M. Vázquez. Study of magneto impedance effect in the microwave frequency range for soft magnetic wires and microwires//Sensors and Actuators A, 2000, v.81, No 1-3, p.78-81.

245. L.V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez. Magnetic field effects in artificial dielectrics with arrays of magnetic wires at microwaves// J. Appl. Phys, 2011, v.109, No 5, p. 053901.

246. L.V. Panina, S.I. Sandacci, D.P. Makhnovskiy. Stress effect on magnetoimpedance in amorphous wires at gigahertz frequencies and application to stress-tunable microwave composite materials// J. Appl. Phys, 2005, v.97, No 1, p. 013701.

247. S.I. Sandacci, D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina. Stress-dependent magnetoimpedance in Co-based amorphous wires with induced axial anisotropy for tunable microwave composites//IEEE Trans. Magn, 2005, v. 41, No 10, p. 3553-3555.

248. D. P. Makhnovskiy, L.V. Panina, C. Garcia, A. Zhukov, J. Gonzalez. Experimental demonstration of tunable scattering spectra at microwave frequencies in composite media containing CoFeCrSiB glass-coated amorphous ferromagnetic wires and comparison with theory// Phys. Rev. B, 2006, v. 74, No 6, p. 064205-064215.

249. T. Uchiyama, K. Mohri, L.V. Panina, K. Furuno. Magneto-Impedance in Sputtered Amorphous Films for Micro-Magnetic Sensors// IEEE Trans. on Magnetics, 1995, v.31, No 6, p. 3182-3184.

250. L.V. Panina, K. Mohri. Giant magneto-impedance (GMI) in amorphous wire, single layer film and sandwich film// Physica A: Statistical and Theoretical Physics, 1997, v. 241, No 1-2, p. 429-438.

251. L.V. Panina and K. Mohri. Magneto-impedance in multilayer films// Sensors and Actuators A, 2000, v. 81, No 1-3, p. 71-77.

252. K. Shirakawa, H. Kurata, M. Kasuya, S. Ohnuma, J. Toryu; K. Murakami. Thin film inductor with multilayer magnetic core//IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan, 1993, v. 8, No 3, p. 169 – 176.

253. U. Shah, J. Liljeholm, T. Ebefors, J. Oberhammer. Permeability enhancement by multilayer ferromagnetic composites for magnetic-core on-chip inductors// IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2014, v. 24, No 10, p. 677-679.

254. L.V. Panina, D.P. Makhnovskiy, K. Mohri. Analysis of magneto-impedance in multilayers with crossed anisotropy// J.Mag.Soc.Japan, 1999, V. 23, p. 925-930.

255. D.P. Makhnovskiy, A.S. Antonov, A.N. Lagarikov, L.V. Panina. Field-dependent surface impedance of a bilayer film with an antisymmetric bias magnetization// J. Appl. Phys, 1998, v.84, p. 5698-5702.

256. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina. Size effect on magneto-impedance in layered films// Sensors and Actuators A, 2000, v.81, No 1-3, p. 91–94.

257. L.V. Panina, D. Zarechnuk, D.P. Makhnovskiy, D.J. Mapps. Two-dimentional analysis of magneto-impedance in magnetic/metallic multilayers// J. Appl. Phys., 2001, v. 89, No 11, p. 7221-7223.

259. D. De Cos, N. Fry, I. Orue, L.V. Panina, A. García-Arribas, J.M. Barandiaran. Very large magnetoimpedance (MI) in FeNi/Au multilayer film systems// Sensor and Actuators A, 2005, v. 129, No 1-2, p. 256–259.

260. L.V. Panina, A.Zhukov and J.Gonzalez. Multilayered magnetic wires and films for electromagnetic sensor technology// Advances in Science and Technology, 2008, v. 54, p. 29-40.

261. G.F. Hughes. Thin film recording head efficiency and noise// J. Appl. Phys, 1983, v. 54, No7, p. 4168-4173.

262 D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps, and A.K. Sarychev. Effect of transition layers on the electromagnetic properties of composites containing conducting fibres// Phys. Rev. B, 2001, v. 64, No 13, p. 134205 -134222.

263 D.P. Makhnovskiy, N. Fry, L.V. Panina, D.J. Mapps. Magneto-impedance in NiFe/Au/NiFe sandwich films with different type of anisotropy// J. Magn. Magn. Mater, 2004, v. 272-276, p. 1866-1867.

264. D.P. Makhnovskiy, N. Fry, L.V. Panina, D.J. Mapps. Effect of induced anisotropy on magneto-impedance characteristics in NiFe/Au/NiFe films// J. Appl. Phys, 2004, v.96, No 4, p. 2150-2161.

265. P. Delooze, L.V. Panina, D.J. Mapps, K. Ueno, H. Sano. Effect of transverse magnetic field on thin-film magnetoimpedance and application to magnetic recording//J. Magn. Magn. Mater, 2004, v. 272-276, p. 2266-2268.

266. D. García, J.L. Muñoz, G. Kurlyandskaya, M Vázquez, M. Ali, M.R.J Gibbs, Induced anisotropy, magnetic domain structure and magnetoimpedance effect in CoFeB amorphous thin films// J. Magn. Magn. Mater, 1999, v. 191, No 3, p. 1866-1867.

267. J. Yu, Y. Zhou, B. Cai, D. Xu. Giant magneto-impedance effect in amorphous magnetostrictive FeSiB thin films// J. Magn. Mater, 2000, v. 213, No 1-2, p. 32-36.

268. P. Delooze, L.V. Panina, D.J. Mapps. AC biased sub-nano-Tesla magnelic field sensor for high frequency applications utilizing magnelo impedance in multilayer films// IEEE Trans. Magn, 2005, v. 41, No 10, p. 3652 – 3654.

269. M.A. Corrêa, A.D.C. Viegas, R.B. da Silva, and A.M. H. de Andrade. Magnetoimpedance of single and multilayered FeCuNbSiB films in frequencies up to 1.8 GHz//J. Appl. Phys, 2007, v. 101, p. 043905.

270. M.A. Corrêa, F. Bohn, A.D.C. Viegas, A.M.H. de Andrade, L.F. Schelp and R.L. Sommer Magnetoimpedance effect in structured multilayered amorphous thin films// Journal of Physics D: Applied Physics, 2008, v.41, No 17, p.175003.

271. D. De Cos, L.V. Panina , N. Fry , I. Orue , A. Garcia-Arribas , J.M. Barandiaran. Magnetoimpedance in narrow NiFe/Au/NiFe multilayer film systems // IEEE Trans. Magn, 2005, v. 41, No 10, p. 3697 – 3699.

272. N.A. Buznikov, C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. A model for asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed amorphous ribbons// Appl. Phys. Lett., 2004, v. 85, No 16, p. 3507–3509.

273. N.A. Buznikov, C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. Modeling of asymmetric giant magnetoimpedance in amorphous ribbons with a surface crystalline layer// J. Magn. Magn. Mat., 2005, v. 288, p. 130–136.

274. N.A. Buznikov, C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. Analysis of field and frequen-cy dependences of asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed amor-phous ribbons// The Physics of Metals and Metallography, 2005, v. 99, Suppl. 1, p. S69–S72.

275. S.S. Yoon, N.A. Buznikov, D.Y. Kim, C.O. Kim, C.G. Kim. The orientation-effect of exchange bias on giant magnetoimpedance in surface crystallized Co66Fe4B15Si15 amorphous ribbon // The European Physics Journal B, 2005, v. 45, No 2, p. 231–235.

276. L.V. Panina, K. Mohri. Influence of magnetic structure on magneto-impedance in cobased amorphous alloys//J. Magn. Mat. -1996, v. 157-158, p. 137-140.

277. K. Gunji, L.V. Panina, K. Mohri. Asymmetrical magneto-impedance in amorphous wire// J.Mag.Soc.Japan, 1997, v. 21, No 2, p. 793-796.

278. T.A. Furmanova, A.S. Antonov, I.N. Morozov, L.V. Panina. Effect of dc current on magneto-impedance in CoSiB twisted wires// Sensors and Actuators A, 2000, v. 81, p. 95-97.

279. L.V. Panina. Asymmetrical giant magneto-impedance (AGMI) in amorphous wires//J. Magn. Magn. Mat., 2002, v. 249, p. 278-287.

280. L.V. Panina, D.P. Makhnovskiy, K. Mohri. Analysis of magneto-impedance in multilayers with crossed anisotropy// J.Mag.Soc.Japan, 1999, v. 23, p. 925-930.

281. K. Ueno, H. Hiramoto, K, Mohri, T. Uchiyama, L.V. Panina. Sensitive asymmetrical MI effect in crossed anisotropy sputtered films// IEEE Trans. Magn., 2001, v.36, p. 3448-3450.

282. P. Delooze, L. V. Panina, D. J. Mapps, K. Ueno, H. Sano. CoFeB/Cu layered film with crossed anisotropy for asymmetrical magneto-impedance// IEEE Trans. Magn., 2003, v. 39, No 5, p. 3307-3309.

283. P. Delooze, L.V. Panina, D.J. Mapps, K. Ueno, H. Sano. Sub-nano tesla differential magnetic field sensor utilizing asymmetrical magneto impedance in multilayer films// IEEE Trans. Magn., 2004, v. 40, No 4, p. 2664-2666.

284. J. Torrejion, M. Vazquez, L.V. Panina. Magnetostiatic self bias and asymmetric magnetoimpedance in layered CoFe/CoNi microwires// J. Appl. Phys, 2009, v, 105, No 3, p. 033911.

285. D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, D. J. Mapps. Asymmetrical magnetoimpedance in ascast CoFeSiB amorphous wires due to ac bias// Appl. Phys. Lett., 2000, v. 77, No 1, p.121-123.

286. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps , K. Mohri, P.I. Nikitin. Effect of frequency and dc current on ac biased asymmetrical magneto-impedance in wires// Materials Science Forum, 2001, v. 373-376, p. 741-743.

287. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, A.N. Lagar'kov, K. Mohri. Effect of antisymmetric bias field on magneto-impedance in multilayers with crossed anisotropy// Sensors and Actuators A, 2000, v. 81, No 1-3, p. 106-110.

288. D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, D.J. Mapps. Asymmetrical magneto-impedance in a sandwich film with a transverse anisotropy using an ac bias// J. Magn. Magn. Mater., 2000, v. 215-216, p. 629-633.

289. R. Skórski. Matteucci effect: its interpretation and its use for the study of ferromagnetic matter// J. Appl. Phys, 2009, v.35, No 4, p. 1213-1217.

290. H. Chiriac, E. Hristoforou, M. Neagu, F. Barariu, I. Darie. Inverse Wiedemann effect in glass-covered amorphous wires// Sensors and Actuators A, 2000, v. 81, No 1-3, p. 95-97.

291. L. Kraus, M. Malatek, M. Dvorak. Magnetic field sensor based on asymmetric inverse Wiedemann effect// Sens. Actuators A, 2008, v. 142, p. 468.

292. L. Kraus. Off-diagonal magnetoimpedance in stress-annealed amorphous ribbons// J. Magn. Magn. Mater., 2008, v.320, p. e746.

293. M. Malatek, L. Kraus. Off-diagonal GMI sensor with stress-annealed amorphous ribbon// Sensors and Actuators A, 2010, v. 164, p. 41-45.

294. N. Fry, D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, S. I. Sandacci, M. Akhter, and D. J. Mapps. Field dependence of the off-diagonal impedance in NiFe/Au/NiFe layered film and its application to linear sensors // IEEE Trans. Magn, 2004, v. 40, p. 3358-3367.

295. S.I. Sandacci, D.P. Maknovskiy, L.V. Panina and K. Mohri. Off-diagonal impedance in amorphous wires and application to linear magnetic sensors// IEEE Trans. Magn., 2004, v. 40, p. 3505-3510.

296. N.A. Yudanov, A.A. Rudyonok, L.V. Panina, A.T. Morchenko, A.V. Kolesnikov, V.G. Kostishin. Off-diagonal magnetoimpedance in amorphous wires and its application in miniature sensors of weak magnetic fields// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2014, v. 78, No. 11, p. 1169–1173.

297. N.A. Yudanov, A.A. Rudyonok, L.V. Panina, A.T. Morchenko, A.V. Kolesnikov, V.G. Kostishin. Effect of bias fields on off-diagonal magnetoimpedance (MI) sensor performance // Journal of Nano- and Electronic Physics, 2014, v. 6, No 3, p. 03046 (4 pp.)

298. Н.А. Юданов, А.А. Рудёнок, Л.В. Панина, А.Т. Морченко, А.В. Колесников, В.Г. Костишин. Недиагональный магнитоимпеданс в аморфных проводах и его применение в миниатюрных сенсорах слабых магнитных полей // Известия РАН. Серия физическая, 2014, т. 78, № 11, с. 1438–1442.

299. A.A. Rudenok, A.T. Morchenko , A. Zhukov, N.A. Yudanov, L.V. Panina, D.P. Makhnovskiy. Multicore off-diagonal magnetoimpedance sensors utilising amorphous wires// Physics Procedia, 2015, v.75, p. 1875-3892.

300. L. V. Panina, N. A. Yudanov, A. T. Morchenko, V. G. Kostishyn, D. P. Makhnovskiy. Off-diagonal magnetoimpedance (MI) in amorphous microwires for low-field magnetic sensors// Phys. Status Solidi, 2016, v. 105, No 3, p. 341-349.

301. N.A. Yudanov, S.A. Evstigneeva, L.V. Panina, A.T. Morchenko, A. Zhukov, X.H. Peng. Temperature dependence of the off-diagonal magnetoimpedance in sensor configuration utilizing Co-rich amorphous wires// Physica Status Solidi, 2016, v. 105, No 3, p. 372-376.

302. M.L. Sánchez, V.M. Prida, J.D. Santos, J. Olivera, T. Sánchez, J. García, M.J. Pérez, B. Hernando. Magnetoimpedance in soft magnetic amorphous and nanostructured wires// Appl. Phys. A, 2011, v. 104, p. 433.

303. P. Bobes-Limenes, J.A. Garcia, J. Carrizo, M. Rivas, J.C. Martinez-Garcia. Inverse Wiedemann effect in Fe–Al alloys for torque sensing applications// Sens. Actuat. A: Phys, 2012, v. 180, p. 45.

304. I. Sasada. Symmetric response obtained with an orthogonal fluxgate operated in fundamental mode// IEEE Trans.Magn, 2002, v. 38, No 5, p. 3377.

305. E. Weiss, E. Paperno, A. Plotkin. Orthogonal fluxgate employing discontinuous excitation// J. Appl. Phys. -2010, v. 107, No 9, Article number 09E717.

306. J. Kubik, L. Pavel, P. Ripka, P. Kaspar. Low-Power Printed Circuit Board Fluxgate Sensor// IEEE Sensors Journal , 2007, v. 7, No 2, p. 179-183.

307. Y, H. Kim, Y. Kim, C, S. Yang, K, H Shin. Optimization of operation frequency of orthogonal fluxgate sensor fabricated with Co- based amorphous wire//Journal of Magnetics, 2013, v.18, No 2, p. 159-162.

308. J. Devkota, A. Ruiz, P. Mukherjee, H. Srikanth, M.H. Phan, A. Zhukov, V.S. Larin. Magneto-resistance, magneto-reactance, and magneto-impedance effects in single and multi-wire systems// J. Alloys and Compounds, 2013, v, 549, p. 295-302.

309. C. Garcia, V. Zhukova, A. Zhukov, N. Usov, M. Ipatov, J. Gonzalez, J.M. Blanco. Effect of interaction on gmi effect in a system of few thin wires// Sensors Lett, 2007, v. 5.No 1, p. 10-12.

310. H. Chiriac, D.D. Herea, S. Corodeanu. Microwire array for giant magneto-impedance detection of magnetic particles for biosensor prototype// J. Magn. Magn. Mater, 2007, v. 311, No 1, p. 425-428.

311. X.P. Li, J. Fan, J. Ding, H. Chiriac, X.B. Qian, J. B. Yi. A design of orthogonal fluxgate sensor// J. Appl. Phys, 2006, v. 99, No 8, Article Number 08B313.

312. F. Jie, N. Ning, W. Ji, H. Chiriac, X.P. Li. Study of the noise in multicore orthogonal fluxgate sensors based on Ni-Fe/Cu composite microwire arrays // IEEE Trans. Magn, 2009, v. 45, No 10, p. 4451-4454.

313. P. Ripka, X.P. Li, J.Fan. Multiwire core fluxgate// Sens. Actuat. A: Phys, 2009, v. 156, No-11, p.265-268.

314. P. Ripka, M. Butta, F. Jie ,X.P. Li. Sensitivity and noise of wire-core transverse fluxgate // IEEE Trans. Magn, 2010, v. 46, No 2, p. 654-657.

315. M. Kurniawan, R. K. Roy, A. K. Panda, D. W. Greve, P. R. Ohodnicki, M. E. McHenry. Interplay of stress, temperature, and giant magnetoimpedance in amorphous soft magnets// Applied Phys. Lett, 2014, v. 105, No 22, p.222407.

316. A. Chizhik, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Zhukov, J. Gonzalez. Heating influence on magnetic structure in Co and Fe rich amorphous microwires // J. Magn. Magn. Mat, 2014, v. 400, p.356-360.

317. A. Talaat, V. Zhukova, M. Ipatov, J.M. Blanco, L. Gonzalez-Legarreta, B. Hernando, J. Gonzalez, A. Zhukov. Optimization of the giant magnetoimpedance effect of Finemet-type microwires through the nanocrystallization // J. Appl. Phys., 2014, v. 115, p. 17A313.

318. A. Zhukov, A. Talaat , J.M. Blanco, M. Ipatov, V. Zhukova. Tuning of magnetic properties and GMI effect of Co-based amorphous microwires by annealing// Journal of Electronic Materials, 2014, v.43, p. 4532.

319. Construction materials: Their nature and behavior (Edited by J.M. Illston and P.L.J. Domone), Spon Press, Taylor and Francis Group, 2004.

320. D. Hull. An introduction to composite materials//Cambridge University Press, Cambridge, 1992.

321. A. P. Vinogradov. Electrodynamics of composite materials//URSS, Russia, 2001.

322. A. N. Serdyukov, I. V. Semchenko, S. A. Tretyakov, and A. Sihvola. Electromagnetics of bi-anisotropic materials: theory and applications, Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers, 2001.

323. S. A. Tretyakov. Analytical modeling in applied electromagnetics. Norwood, MA: Artech House, 2003.

324. Y. Xia, P. Yang, Y. Sun, Y. Wu, B. Mayers, B. Gates, Y. Yin, F. Kim, and H. Yan. One dimensional nano-structures: Synthesis, Characterisation, and Applications// Advanced Materials, 2003, v. 15, p. 353.

325.V. A. Podolskiy, A. K. Sarychev, and V. M. Shalaev. Plasmon modes in metal nanowires and left-handed materials// Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials, 2002, v.11, p. 65.

326. L.V. Panina, A.N. Grigorenko, and D.P. Makhnovskiy. Optomagnetic composite medium with conducting nanoelements// Physical Review B, 2002, v. 66, p. 155411.

327. V.A. Podolskiy, A.K. Sarychev, and V.M. Shalaev. Plasmon modes and negative refraction in metal nanowire composites// Optics Express, 2003, v.11, p. 735.

328. D. P. Makhnovskiy and L. V. Panina. Field dependent permittivity of composite materials containing ferromagnetic wires, Journal of Applied Physics, 2003, V.93, P. 4120.

329. J. M. Ziman. Principles of the theory of solids//Cambridge University Press, 2d edition, Cambridge 1972.

330. M. Born and E. Wolf. Principles of optics. Pergamon Press, Fourth edition, 1968.

331. D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity// Phys. Rev. Lett, 2000, v. 84, No 18, p. 4184.

332. D. R. Smith, S. Schultz, P. Markos, and C. M. Soukoulis. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients // Phys. Rev. B. -2002, v. 65, No 19, p. 195104.

333. P.A. Belov, R. Marques, S.I. Maslovsky, I.S. Nefedov, M.G. Silveirinha, C.R. Simovsky, and S.A. Tretyakov. Strong spatial dispersion in wire media in the very large wavelength limit// Physical Review B, 2003, v. 67, p. 113103.

334. C.R. Simovski and P.A. Belov. Low-frequency spatial dispersion in wire media// Physical Review E, 2004, v.70, p. 046616.

335. M.G. Silveirinha and C.A. Fernandes. Homogenization of metamaterial surfaces and slabs: the crossed wire mesh canonical problem// IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2005, v. 53, p. 59.

336. M.G. Silveirinha and C.A. Fernandes. Homogenization of 3-D-connected and nonconnected wire metamaterials//IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2005, v. 53, p. 1418.

337. G.H. Bryant. Principles of Microwave Measurements// IEEE Electrical Measurement Series, 1993, v. 5.

338. D.K. Ghogaonkar, V.V. Varadan, and V.K. Varadan. Free-space method for measurement of dielectric constants and loss tangents at microwave frequencies// IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 1989, v. 38, p. 789-793.

339. V.V. Varadan, K.A. Jose, and V.K. Varadan. In - *suti* microwave characterization of nonplanar dielectric objects//IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2000, v. 48, p.388.

340. R. D. Hollinger, K. A. Jose, A. Tellakula, V. V. Varadan, and V. K. Varadan. Microwave Characterization of Dielectric Materials from 8 to 110 GHz using a free-space setup// Microwave and Optical Technology Letters, 2000, v. 26, p. 100.

341. S. Trabelsi, S.O. Nelson. Free-space measurement of dielectric properties of cereal grain and oilseed at microwave frequencies//Meas. Sci. Technol., 2003, v. 14, p. 589.

342. L.V. Panina, M. Ipatov, A. Zhukov, V. Zhukova, J. Gonzalez. Magnetic field effects in artificial dielectrics with arrays of magnetic wires at microwaves// J. Appl. Phys., 2011, v. 109, Article Number 053901.

343. L.V. Panina, M. Ipatov, A. Zhukov, V. Zhukova, J. Gonzalez. Microwave metamaterials with ferromagnetic microwires// Applied Physics A-Materials Science & Processing, 2011, v. 103, No 6, p. 653-657.

344. M. Ipatov, G. Aranda, V. Zhukova, L.V. Panina, A. Zhukov, J. Gonzalez. Tunable effective permittivity of composites based on ferromagnetic microwires with high magneto-impedance effect// Applied Physics A-Materials Science & Processing, 2011, v. 103, No 6, p. 693-697.

345. F.X. Qin, N. Pankratov, H.X. Peng, M.H. Phan, L.V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez. Novel magnetic microwires-embedded composites for structural health monitoring applications// J. Appl. Phys, 2010, v. 107, Article Number 09A314.

346. F.X. Qin, H.X. Peng, V.V. Popov, L.V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez. Stress tunable properties of ferromagnetic microwires and their multifunctional composites// J. Appl. Phys., 2011, v. 109, Article Number 07A310.

347. H.X. Peng, F.X. Qin, M.H. Phan, Jie Tang, L.V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov and J. Gonzalez. Co-based magnetic microwire and field-tunable multifunctional macro-composites// Journal of Non-Crystalline Solids, 2009, v. 355, p. 1380-1386.

348. H. Zhao, J. Zhou, L. Kang, and Q. Zhao// Opt. Express, 2009, v. 17, p. 13373.

349. L.V. Panina, D.P. Makhnovskiy. Microwave permittivity and permeability of magnetic wire composites// Physica Status Solidi A, 2014, v. 211, p. 1019-1029.

350. L.V. Panina, D.P.Makhnovskiy, A.T. Morchenko, V.G. Kostyshin. Tunable permeability of magnetic wires at microwaves// J. Magn. Magn. Mater., 2015, v. 383, p. 120-125.

351. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina. Field and stress-tuneable microwave composite materials based on ferromagnetic wires. In: Progress in Ferromagnetism Research (Editor: V.N. Murray). Nova Science Publishers Inc (USA). 2005, p.257-295.

352. L.V. Panina, D.P. Makhnovskiy, K. Mohri. Magnetoimpedance in amorphous wires and multifunctional applications: from miniature magnetic sensors to tuneable microwave metamaterials//J. Magn. Magn. Mater., 2004, v. 271–276, p. 1452.