

Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского

На правах рукописи

Попов Вячеслав Валериевич

УДК 537.62

**ГИГАНТСКИЙ МАГНИТНЫЙ ИМПЕДАНС В  
АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДАХ В ДИАПАЗОНЕ  
СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ**

01.04.11 – физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук

Научный руководитель  
Бержанский Владимир Наумович,  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Симферополь – 2014

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....</b>	<b>5</b>
<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>6</b>
<b>РАЗДЕЛ 1 АМОΡФНЫЕ МИКРОПРОВОДА, ИХ ОСНОВНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА .....</b>	<b>13</b>
1.1. Аморфные микропровода в стеклянной изоляции и их основные механические и магнитные свойства .....	13
1.1.1. Метод Улитковского-Тейлора изготовления микропроводов.....	13
1.1.2. Упругие напряжения и эффективное поле анизотропии .....	16
1.1.3. Процесс перемагничивания провода в рамках модели Стонера- Вольфарта.....	19
1.2. Взаимодействие магнитного провода с высокочастотным полем.....	22
1.2.1. Физические механизмы полевой зависимости импеданса провода в различных частотных диапазонах.....	22
1.2.2. Основные соотношения для импеданса магнитного провода, тензор импеданса.....	26
1.2.3. Физические механизмы, ограничивающие амплитуду GMI- эффекта .....	30
1.3. Обзор экспериментальных исследований .....	31
1.3.1. Методы исследования магнитных свойств микропроводов .....	31
1.3.2. Влияние внешних механических воздействий и постоянного тока на эффект гигантского магнитного импеданса .....	34
1.4. Основные выводы по разделу 1 .....	37
<b>РАЗДЕЛ 2 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО МИКРОПРОВОДА С ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ .....</b>	<b>38</b>
2.1. Одиночный магнитный микропровод в прямоугольном волноводе ....	38
2.1.1. Задача рассеяния электромагнитной волны сверхвысокой частоты на проводящем микропроводе .....	38

2.1.2. Эффективная магнитная проницаемость микропровода.....	43
2.1.3. Оценка погрешности вычисления импеданса .....	45
2.2. Экспериментальное определение вклада высших мод при измерении импеданса микропроводов волноводным методом .....	47
2.3. Основные выводы по разделу 2 .....	52
<b>РАЗДЕЛ 3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ГИГАНТСКОГО МАГНИТНОГО ИМПЕДАНСА В ДИАПАЗОНЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ.....</b>	<b>53</b>
3.1. Методики измерений, экспериментальные образцы .....	53
3.1.1. Методика измерений на основе скалярного анализатора цепей ..	53
3.1.2. Многорезонансный метод измерения .....	55
3.1.3. Измерительная ячейка, образцы микропроводов.....	58
3.2. Импеданс провода в широком диапазоне частот и магнитных полей .	60
3.2.1. Импеданс в сильных магнитных полях. Ферромагнитный резонанс .....	60
3.2.2. Импеданс микропровода при перемагничивании в пределах поля анизотропии .....	64
3.3. Влияние аксиальных и вращательных механических напряжений на эффект GMI.....	68
3.3.1. Влияние аксиального растяжения .....	68
3.3.2. Определение константы магнитострикции .....	71
3.3.3. Влияние торсионных напряжений.....	77
3.4. Влияние поля постоянного тока на эффект GMI .....	85
3.5. Основные выводы по разделу 3 .....	90
<b>РАЗДЕЛ 4 МЕХАНИЗМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПРОВОДА С НАВЕДЕННОЙ ГЕЛИКОИДАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ.....</b>	<b>92</b>
4.1. Энергия упругодеформированного провода во внешних полях .....	92
4.1.1. Анализ выражения для плотности магнитоупругой энергии напряженного микропровода .....	92

4.1.2. Эффективное поле магнитоупругой анизотропии .....	97
4.1.3. Магнитная структура провода в отсутствие внешних напряжений и полей .....	100
4.1.4. Вклад в свободную энергию провода внешних механических напряжений и Зеемановской энергии.....	104
4.2. Процесс перемагничивания провода во внешнем аксиальном магнитном поле с учетом механических напряжений и циркулярного поля тока.....	107
4.2.1. Функционал свободной энергии образца.....	107
4.2.2. Качественный анализ возможных магнитных состояний провода и типичных переходов между ними .....	110
4.2.3. Расширенная <i>core – shell</i> модель с учетом взаимодействия между сердцевинной и оболочкой .....	118
4.2.4. Результаты численного моделирования эффекта гигантского магнитного импеданса .....	125
4.2.5. Про «неучет» бамбуковой доменной структуры в приповерхностной области провода.....	131
4.3. Основные выводы по разделу 4 .....	132
<b>ВЫВОДЫ.....</b>	<b>134</b>
<b>СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....</b>	<b>136</b>

## ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

GMI	гигантский магнитный импеданс
$M_s$	намагниченность насыщения
R	коэффициент отражения
Z	импеданс
$\eta$	амплитуда GMI-эффекта
$\varepsilon$	относительная диэлектрическая проницаемость
$\mu$	относительная магнитная проницаемость
$\tau$	угол кручения
СВЧ	сверхвысокие частоты
СЛАУ	система линейных алгебраических уравнений
ФМР	ферромагнитный резонанс

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность темы.** Аморфные магнитные провода, получаемые методом Улитковского-Тейлора, представляют собой металлическую жилу диаметром от одного до нескольких десятков микрометров, покрытую стеклянной оболочкой [1]. Аморфные микропровода обладают рядом уникальных свойств, которые делают их перспективными для широкого круга практических приложений. В частности, в микропроводах наблюдается эффект гигантского магнитного импеданса (GMI), который заключается в сильной зависимости высокочастотного сопротивления от постоянного магнитного поля [2-4]. Эффект GMI обусловлен высокой динамической восприимчивостью на частоте переменного циркулярного магнитного поля, наводимого высокочастотным током, по отношению к изменениям магнитной структуры микропровода при его перемагничивании. Экспериментально эффект GMI наблюдается в широком диапазоне частот, причем в зависимости от частоты физические механизмы, отвечающие за эффект GMI, могут быть различными [5].

Статические магнитные свойства провода в значительной степени определяются магнитоупругими взаимодействиями. Остаточные упругие напряжения, наводимые в процессе изготовления, в случае проводов на основе сплавов с отрицательным знаком константы магнитострикции приводят к следующему равновесному распределению намагниченности [6]. В приповерхностной области намагниченность направлена по касательной к поверхности провода перпендикулярно к его оси, в центральной области металлической жилы направление намагниченности совпадает с осью провода. Приложение внешних механических напряжений изменяет равновесное распределение намагниченности и магнитные свойства провода, что, в свою очередь, влияет на GMI-отклик. Наряду с механическими напряжениями существенное влияние на эффект

GMI оказывает постоянный электрический ток, который создает дополнительное циркулярное магнитное поле и приводит к несимметричному эффекту GMI [7].

Известные из литературы экспериментальные работы, связанные с исследованием влияния на эффект GMI механических напряжений и постоянного тока, ограничены верхней частотой порядка 2 ГГц. На этих, относительно низких, частотах эффект GMI зависит от многих факторов, таких как равновесное распределение магнитных моментов по сечению провода, резонансное изменение эффективной магнитной проницаемости при выполнении условий естественного ферромагнитного резонанса, резонанс доменных границ и т.д. Поскольку механическое напряжение и электрический ток оказывают влияние одновременно на все действующие факторы, то разделить их вклад в итоговое изменение импеданса затруднительно. Напротив, в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ), вследствие скин-эффекта, изменение импеданса связано только с перемагничиванием микропровода, что позволяет детально изучить физические особенности СВЧ GMI.

Теоретические модели, применяющиеся для описания эффекта GMI, получены в предположении одноосного характера эффективного поля анизотропии. Общим их недостатком является тот факт, что они имеют ограниченное применение и не в состоянии описать всех наблюдаемых экспериментально эффектов.

В настоящее время аморфные микропровода рассматриваются в качестве основы для создания метаматериалов и наполнителей для искусственных композиционных материалов, свойства которых могут регулироваться слабыми магнитными полями. Область практического применения таких материалов лежит, в диапазоне сверхвысоких частот, поэтому для их конструирования и расчета актуальной является проблема

системного исследования особенностей сверхвысокочастотного GMI [8-11].

Поскольку GMI эффект сильно зависит от условий проведения эксперимента, то результаты, получаемые разными авторами, существенно разнятся, что затрудняет выявление общих физических закономерностей. Для устранения этого недостатка следует проводить цикл исследований на одной экспериментальной установке и в одинаковых физических условиях, с тождественным набором образцов микропровода.

Из перечисленного выше следует, что актуальной является проблема системного изучения свойств микропроводов в диапазоне сверхвысоких частот.

**Связь работы с научными программами, планами, темами.** Работа выполнена на кафедре экспериментальной физики Таврического национально университета им. В.И. Вернадского в рамках госбюджетных научных тем «Свойства наноразмерных материалов и взаимодействие электромагнитного излучения с композитами на их основе» (номер госрегистрации 0100U001359) и «Исследование динамических особенностей электронной и ядерной спиновых систем в магнитоупорядоченных материалах» (номер госрегистрации 0106U001750).

**Цель и задачи исследования.** Целью работы является установление закономерностей взаимодействия электромагнитных волн СВЧ диапазона с аморфными магнитомягкими микропроводами на основе кобальта и анализ влияния на их магнитный импеданс различных конфигураций внешних упругих напряжений и магнитных полей.

Были выделены следующие основные **задачи работы:**

– Проанализировать теоретически особенности взаимодействия тонкого импедансного микропровода с полем электромагнитной волны СВЧ

диапазона и использовать эти результаты при создании автоматизированного спектрометра-рефлектометра для измерения GMI.

– Исследовать экспериментально влияние на эффект СВЧ GMI в магнитомягких микропроводах внешних аксиальных и торсионных механических напряжений и их комбинаций.

– Исследовать экспериментально реакцию СВЧ GMI на приложенную комбинацию аксиального и циркулярного магнитных полей, в том числе при наличии аксиальных и торсионных упругих напряжений.

– Разработать модель процессов перемагничивания, лежащих в основе полевых зависимостей GMI, с учетом аксиальных и торсионных упругих напряжений и циркулярного магнитного поля.

*Объект исследования* – эффект гигантского магнитного импеданса в магнитомягких аморфных микропроводах на основе кобальта.

*Предмет исследования* – взаимодействие электромагнитных полей СВЧ диапазона с магнитными микропроводами и влияние на эффект гигантского магнитного импеданса упругих напряжений и магнитных полей различных конфигураций.

*Методы исследования.* Основные теоретические результаты, относящиеся к особенностям процесса перемагничивания микропровода и влияния на этот процесс внешних механических напряжений и статических магнитных полей, получены в рамках феноменологической теории магнетизма и в приближении линейной теории упругости. Анализ взаимодействия микропроводов с полем электромагнитной волны в волноводе выполнялся методами классической электродинамики.

Измерение параметров GMI осуществлялось на созданном в процессе работы автоматизированном СВЧ спектрометре-рефлектометре с автоматической разверткой по частоте и магнитному полю, с измерительными ячейками резонаторного или волноводного типа,

снабженными устройствами для создания упругих напряжений и магнитных полей различных конфигураций.

**Научная новизна полученных результатов.** В диссертации приведены следующие новые результаты:

– Решена прямая и обратная задача взаимодействия электромагнитной волны с отрезком микропровода в прямоугольном волноводе и установлена связь между коэффициентом отражения и магнитной проницаемостью микропровода. Показана необходимость учета высших мод при измерениях магнитного импеданса.

– Показано, что в магнитных микропроводах с отрицательным знаком константы магнитострикции приложении аксиального напряжения приводит к увеличению эффективного поля циркулярной анизотропии. Торсионные напряжения формируют геликоидальную магнитную структуру, которая приводит к гистерезису и необратимым скачкам на кривых  $GMI$ . Поле, при котором теряется устойчивость магнитной системы, зависит от величины аксиальных и вращательных напряжений.

– Показано, что циркулярное магнитное поле, наведенное постоянным электрическим током, приводит к зеркальной асимметрии кривых  $GMI$ , изменению величины скачка и его анизотропному сдвигу. Все указанные явления зависят от величины циркулярного поля и его киральности относительно направления аксиального поля.

**Практическое значение полученных результатов** состоит в следующем:

– Мультирезонансный метод измерения импеданса и магнитной проницаемости микропроводов, положенный в основу созданного автоматизированного СВЧ спектрометра-рефлектометра, является экспериментально более простым и точным, по сравнению с существующими методами. Высокая точность метода обеспечивается, в

том числе, оригинальной методикой экспериментального учета вклада высших волноводных мод.

– В работе показано, что механическое воздействие (растяжение и кручение) и наличие циркулярного магнитного поля постоянного тока приводят к изменению механизма перемагничивания образца и соответствующему изменению профиля  $GMI$  в диапазоне СВЧ. Комбинируя величины механических напряжений и постоянного тока можно добиться как плавного, так и скачкообразного перемагничивания, а также смещения кривой намагничивания в область как положительных, так и отрицательных значений внешних подмагничивающих полей. Все это открывает новые возможности для практического применения аморфных магнитных проводов.

**Личный вклад соискателя.** Автором самостоятельно получены все основные экспериментальные и теоретические результаты работы.

В статьях, которые опубликованы с соавторами, личный вклад соискателя состоит в следующем. В ключевых работах [116-118, 121] автором самостоятельно поставлена задача исследования, выбраны экспериментальные методы, проанализированы результаты измерений, предложена качественная модель, описывающая равновесные магнитные состояния микропровода, и сформулированы основные выводы. В работах [119, 120] соискателем получены экспериментальные данные, относящиеся к зависимости  $GMI$ -отклика от провода от аксиальных механических напряжений, предложена физическая интерпретация наблюдаемых зависимостей. В работах [122, 123] автор принимал участие в получении решений соответствующих электродинамических задач, им самостоятельно выполнено численное моделирование по расчету параметров рассеяния, произведена экспериментальная проверка предложенных методов. На основе решения [123] задачи рассеяния на тонком магнитном проводнике, размещенном в короткозамкнутом

волноводе, автором разработана методика измерения импеданса микропроводов.

**Апробация результатов диссертации.** Результаты диссертации докладывались на следующих международных конференциях: International Conference «Functional Materials» (Partenit, Ukraine, 2005, 2007, 2009, 2011); International Young Scientists' Conference on Applied Physics (Kyiv, Ukraine, 2005); International Workshop on Magnetic wires (Zumaia, Basque Country, Spain, 2008); International Workshop on Magnetic Wires (Bodrum, Turkey, 2010); XIII International Conference on Electromechanics, Electrotechnology, Electromaterials and Components (Alushta, Ukraine, 2010); 55th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (Atlanta, USA, 2010); 12th Joint MMM-Intermag Conference (Chicago, USA, 2013).

**Публикации.** По материалам диссертации получен 1 патент, опубликовано 8 статей в специализированных научных журналах. Результаты работы дополнительно освещены в 11 тезисах докладов на международных конференциях.

**Структура диссертационной работы.** Диссертация состоит из введения, четырех разделов, заключения и списка использованных источников из 124 наименований. Полный объем диссертации, включая 43 рисунка, составляет 152 страницы.

## РАЗДЕЛ 1

### АМОРФНЫЕ МИКРОПРОВОДА, ИХ ОСНОВНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

#### 1.1. Аморфные микропровода в стеклянной изоляции и их основные механические и магнитные свойства

##### 1.1.1. Метод Улитковского-Тейлора изготовления микропроводов

Аморфные микропровода в стеклянной оболочке получают методом вытягивания в стеклянном капилляре по методу Улитковского-Тейлора. Для изготовления микропровода несколько грамм металла помещают в запаянную стеклянную трубку и расплавляют с помощью высокочастотного индукционного нагревателя. Нагретый до температуры плавления металл размягчает поверхность стеклянной трубки, которая образует на своем конце каплю. Для удержания капли над ней создается область пониженного давления. С помощью затравочной стеклянной палочки из капли вытягивается капилляр, который представляет собой расплавленный металл, покрытый размягченной стеклянной оболочкой. Получаемая структура «металл-стекло» охлаждается струей жидкости, после чего наматывается на барабан с заданной скоростью. По мере расхода стеклянной трубки, она подается в рабочую зону с помощью микрометрического устройства перемещения. Общий вид установки для изготовления провода изображен на рис. 1.1.

На диаметр жилы и оболочки, физические свойства получаемого микропровода влияет целый ряд факторов [1, 12]: масса металла в

стеклянной трубке, начальная толщина капилляра, температура и теплоемкость охлаждающей жидкости, уровень разрежения воздуха в трубке над шихтой, скорость вытягивания микропровода, температура плавления металла и температура размягчения стекла, угол смачивания расплавленного металла и капилляра, химические реакции между металлом и стеклом, температурные коэффициенты расширения металла и стекла и др.

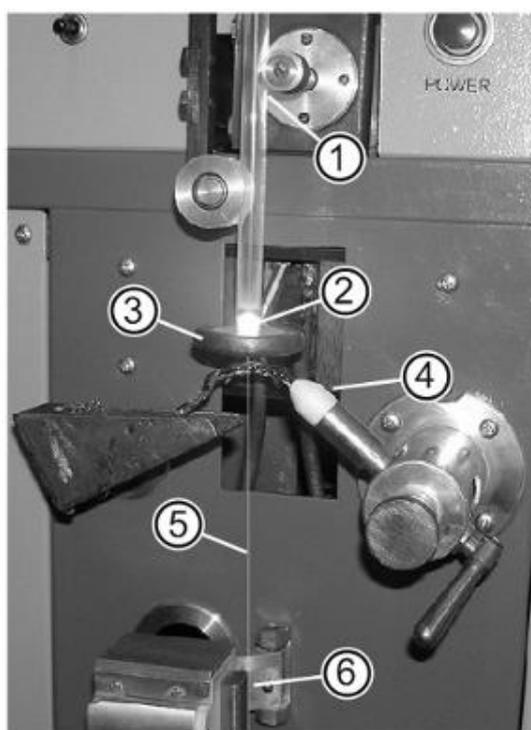


Рис. 1.1. Установка для вытягивания микропровода (1 – стеклянная трубка и микрометрическое устройство подачи, 2 – шихта для получения микропровода, 3 – петля высокочастотной индукционной катушки для разогрева шихты, 4 – трубка для подачи охлаждающей жидкости, 5 – микропровод, 6 – устройство для намотки микропровода).

К особенностям процесса следует отнести возможность получения непрерывных образцов длиной до нескольких километров, высокую степень контролируемости и воспроизводимости параметров микропроводов, возможность изготовления проводов с диаметром от

единиц до нескольких десятков микрометров. Тонкий стеклянный слой поверх проводящей металлической жилы, рис. 1.2, выступает в роли электрического изолятора, что важно для ряда практических приложений [13-16]. В агрессивной среде наличие стеклянной оболочки позволяет частично защитить металлическую жилу провода от коррозии [17].

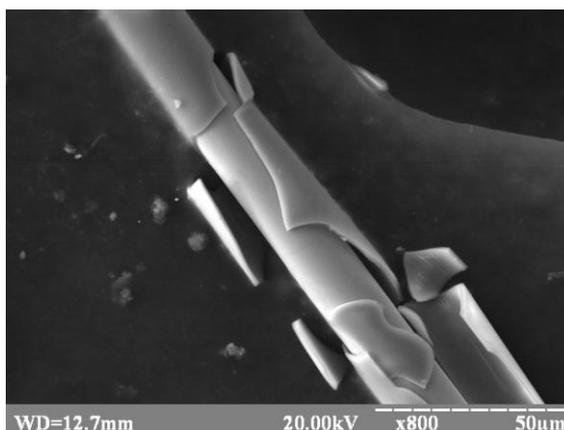


Рис. 1.2. Фотография участка микропровода с поврежденной оболочкой.

Роль стекла не ограничивается механической защитой провода. Известно, что магнитные свойства образца во многом определяются магнитоупругим взаимодействием, которое, в свою очередь, зависит от величины остаточных (или закалочных) напряжений. Стравливание стеклянной оболочки в процессе постобработки провода позволяет в некотором диапазоне изменять картину распределения напряжений и, соответственно, подстраивать его магнитные свойства под конкретные практические задачи [18-21].

В связи с этим рассмотрим, какие механические напряжения создаются в проводе и к какому распределению намагниченности они приводят.

### 1.1.2. Упругие напряжения и эффективное поле анизотропии

Исходя из технологии производства провода, можно выделить три основных механизма, определяющих распределение замороженных макроскопических напряжений в его объеме: (1) Высокая скорость застывания расплава приводит к градиенту температуры вдоль радиуса провода и появлению термоупругих напряжений; (2) Различные температурные коэффициенты расширения металлической жилы и стеклянной оболочки приводят к сильной зависимости от соотношения их толщин картины распределения напряжений; (3) Вытягивание провода из капилляра требует приложения дополнительных растягивающих аксиальных напряжений.

Построение адекватной модели для вычисления возникающих в микропроводе в процессе его изготовления остаточных напряжений является достаточно сложной задачей, которая рассматривалась рядом автором в различных приближениях [22-32], но до сих пор не имеет общепризнанного решения. В некоторых случаях полученные в работах зависимости не выдерживают проверку экспериментом, поскольку предсказываемые ими картины распределения намагниченности на практике не реализуются [29, 31, 32].

В работе [27] применен интересный подход, суть которого состоит в следующем. Вместо модельного расчета остаточных напряжений, который будет содержать большое число неизвлекаемых из эксперимента параметров, сделана попытка подобрать такую возможную функциональную зависимость компонент  $\sigma_{zz}$ ,  $\sigma_{\varphi\varphi}$ ,  $\sigma_{\rho\rho}$  тензора остаточных напряжений, которая бы обеспечивала наблюдаемое экспериментально (непосредственно с помощью оптических методов, либо косвенно – по измерению петель гистерезиса) распределение намагниченности в проводе. Позднее этими же авторами с применением

методов теории вязкоупругости подобные физически непротиворечивые зависимости для тензора  $\sigma$  получены теоретически [6]. Для конкретного образца микропровода, имеющего диаметр металлической жилы 12 мкм и общий диаметр 20 мкм, получено:

$$\sigma_{rr}/\sigma_c = 1.0 - 0.003\rho^2, \quad \sigma_{\varphi\varphi}/\sigma_c = 1.0 - 0.01\rho^2, \quad (1.1)$$

$$\sigma_{zz}/\sigma_c = 2.0 \cdot (1.0 - 0.002\rho^2),$$

где  $\rho$  – приведенная радиальная координата,  $\sigma_c \approx 200$  МПа – характеристическая величина напряжения. Из (1.1) следует, что по всему сечению провода минимальной является азимутальная компонента  $\sigma_{\varphi\varphi}$ , поэтому в проводах с отрицательной величиной константы магнитострикции минимум магнитоупругой энергии обеспечивается при циркулярном упорядочении магнитных моментов. В этом смысле принято говорить об эффективном поле циркулярной анизотропии. Очевидно, что чисто циркулярное упорядочение намагниченности по всему объему провода невозможно, поскольку это приведет к сингулярности в его центре.

Анализ картины распределения намагниченности во всем объеме провода при заданной величине напряжений, с учетом обменного взаимодействия и при наличии внешнего аксиального поля  $H_0$  требует минимизации магнитной энергии вида [27, 33-35]:

$$W = W_{exc} + W_{m-el} + W_Z \quad (1.2)$$

$$W_{exc} = 2\pi L \int_0^R \rho d\rho \frac{A}{2} \left[ \left( \frac{d\theta}{d\rho} \right)^2 + \frac{\sin^2 \theta}{\rho^2} \right],$$

$$W_{m-el} = \pi L \frac{K_e}{\sigma_c} \int_0^R \rho d\rho [\sigma_{\varphi\varphi} \sin^2 \theta + \sigma_{zz} \cos^2 \theta],$$

$$W_Z = -2\pi L M_s H_0 \int_0^R \rho d\rho \cos \theta,$$

где  $W_{exc}$  – обменная энергия ( $A$  – обменная константа),  $W_{m-el}$  – магнитоупругая энергия,  $W_Z$  – Зеемановская энергия,  $K_e = 3|\lambda_s|\sigma_c$  – эффективная константа анизотропии,  $L$  – длина провода,  $R$  – его радиус,  $\theta$  – искомый угол, задающий аксиальную составляющую намагниченности ( $\cos \theta = M_z / M_s$ ).

На рис. 1.3 приведено расчетное распределение вдоль радиуса провода аксиальной составляющей намагниченности при нескольких значениях внешнего магнитного поля, выполненное в [6] с использованием (1.1), (1.2).

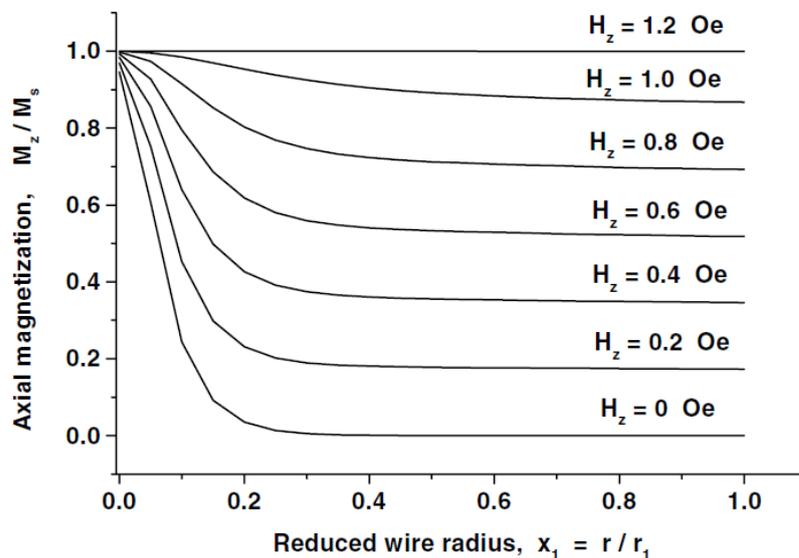


Рис. 1.3. Зависимость компоненты  $M_z$  намагниченности от приведенного радиуса при различных внешних магнитных полях [6].

Из рис. 1.3 видно, что даже в отсутствие внешнего магнитного поля в проводе вблизи его центра есть область с аксиальным направлением намагниченности. При приложении внешнего магнитного поля вектор намагниченности в приповерхностной области постепенно отклоняется от циркулярного направления, и при некотором значении поля образец оказывается намагниченным до состояния насыщения. Необходимо отметить, что в процессе намагничивания распределение величины  $M_z$  слабо зависит от радиальной координаты (за исключением области вблизи центра провода) так, что область перехода между аксиально намагниченной сердцевиной и приповерхностной областью, в которой осуществляется поворот вектора намагниченности, практически не смещается.

### 1.1.3. Процесс перемагничивания провода в рамках модели Стонера-Вольфарта

Приведенный в предыдущем разделе последовательный подход к анализу равновесного распределения намагниченности не лишен недостатков. Прежде всего, он требует громоздких вычислений с использованием параметров, которые для каждого конкретного образца оценить затруднительно (например, распределение напряжений). В связи с этим, для качественного анализа процесса перемагничивания обычно используют упрощенную магнитную модель провода.

Обратимся к рис. 1.3, из которого видно, что в объеме провода можно выделить две области – аксиально намагниченную сердцевину (*core*) и приповерхностную область (*shell*), в которой, в отсутствие внешних полей, магнитные моменты упорядочены циркулярно. Считается, что намагничивание провода происходит за счет поворота магнитных моментов оболочки, и при этом область перехода между *core* и *shell* не

смещается. Опыт также показывает, что, вследствие неоднородности сечения провода по его длине и других дефектов поверхности, приповерхностная область может разбиваться на циркулярные домены, как это схематически изображено на рис. 1.4.

Такая модель была предложена в одной из первых работ, относящихся к исследованию магнитных свойств аморфных микропроводов [36], а рассматриваемая конфигурация получила название «бамбуковой» доменной структуры.

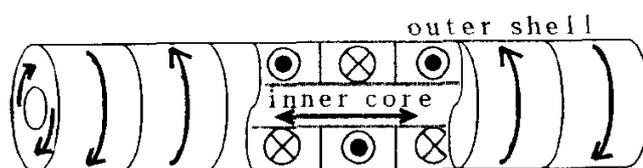


Рис. 1.4. Бамбуковая доменная структура [36].

Область перехода между аксиально намагниченной сердцевиной и оболочкой имеет вид 90-градусной «квази» доменной стенки. От обычной доменной стенки ее отличает значительная толщина, которая может достигать по различным оценкам 500 нм [24].

Для анализа статической картины намагниченности во внешних полях наибольшее распространение получил подход, аналогичный примененному в классической модели Стонера-Вольфарта [37, 38]. Считается, что магнитные свойства провода полностью задаются его приповерхностной областью, в которой происходит когерентное вращение магнитных моментов. Области оболочки сопоставляется некоторое эффективное поле одноосной анизотропии  $H_a = 2K/M_s$  ( $K$  – константа анизотропии), конкретный вид которого зависит от механических напряжений, создаваемых в образце. В частности, при наличии закручивающих напряжений, намагниченность в оболочке даже в отсутствие поля будет отклоняться от циркулярного направления, так что

можно говорить о наведении геликоидальной анизотропии, направление которой составляет некоторый угол  $\psi$  с осью провода.

Выражение для магнитной энергии тогда вместо (1.2) принимает простой вид [39]:

$$W = -K \cos^2(\psi - \theta) - M_s H \cos \theta. \quad (1.3)$$

Равновесный угол  $\theta$  направления намагниченности в области оболочки может быть получен из (1.3) как численно, так и, учитывая простой вид выражения, аналитически из условия  $\partial W / \partial \theta = 0$ . Кроме того вариация  $\vec{H}_{\text{eff}} = \delta W / \delta \vec{M}$  позволяет определять эффективное поле, входящее в уравнение Ландау-Лившица, о котором речь пойдет ниже.

Эта относительно простая модель (с различными вариантами вида выражения для поля анизотропии и при различных конфигурациях внешних магнитных полей, например, отличных от аксиальных) используется в большом количестве экспериментальных и теоретических работ [39-43 и др.]. Наиболее успешно, в силу особенностей процесса, она проявляет себя при изучении эффектов, связанных с циркулярным перемагничиванием провода постоянным током [44-46].

Вместе с тем, существует ряд экспериментальных фактов (например, наличие гистерезиса в малых полях, наблюдаемого на кривых намагничивания [47]), указывающих на то, что модель Стонера-Вольфарта является недостаточной для описания процесса перемагничивания провода. В работах [45, 48, 49] предложены некоторые расширения модели (1.3), позволяющие учитывать наличие в центре провода аксиально намагниченной сердцевинки. Подразумевается, что *core* и *shell* связаны между собой взаимодействием наподобие обменного и таким образом чувствуют магнитные состояния друг друга. К сожалению ни один из предложенных формализмов не получил широкого распространения, и

даже в работах последних лет используется упрощенная модель со всеми ее недостатками.

## **1.2. Взаимодействие магнитного провода с высокочастотным полем**

### 1.2.1. Физические механизмы полевой зависимости импеданса провода в различных частотных диапазонах

Одним из наиболее важных с практической точки зрения эффектов, обнаруженных в магнитных микропроводах, является т.н. *эффект гигантского магнитного импеданса (GMI)*, который состоит в сильной зависимости полного сопротивления микропровода от внешнего магнитного поля. Эффект GMI наблюдается в широком диапазоне частот от сотен килогерц до нескольких ГГц. Пример такого рода зависимости приведен на рис. 1.5.

В зависимости от частоты, на которой наблюдается эффект GMI, природу его происхождения качественно связывают с различными факторами [5]:

- **Низкие частоты**, от 100 кГц до 10 МГц. Эффект GMI связан с изменением глубины скин-слоя, вследствие сильной зависимости эффективной магнитной проницаемости от внешнего магнитного поля. Изменение циркулярной восприимчивости связано как с эффектами смещения доменных границ, так и с эффектами вращения.
- **Радиочастоты**, от 10 МГц до нескольких сотен мегагерц. На этих частотах основным механизмом, влияющим на циркулярную восприимчивость, является вращение намагниченности, а намагничивание за счет движения доменных границ, вследствие снижения их подвижности, становится несущественным.

- **Высокие частоты**, несколько ГГц. С повышением частоты на вращение намагниченности накладываются гиромагнитные эффекты и ферромагнитная релаксация.

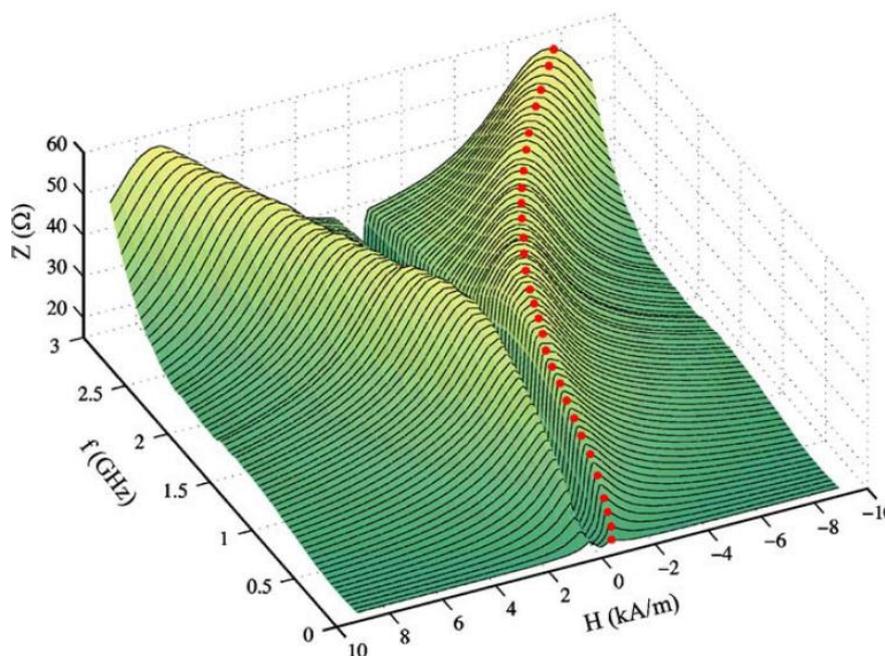


Рис. 1.5. Зависимость импеданса от частоты и магнитного поля [50, 51].

В последнем случае имеет смысл отдельно выделить диапазон сверхвысоких частот, в котором условия ферромагнитного резонанса выполняются при значениях внешнего магнитного поля значительно больших, чем поле анизотропии провода. В этом случае характерный СВЧ-отклик от провода наблюдается дважды: один раз при полях порядка нескольких Эрстед (именно эта особенность вблизи нулевого поля называется эффектом GMI), второй раз – при значениях внешнего магнитного поля порядка нескольких сотен Эрстед. Несложно видеть, что во втором случае имеет место явление ферромагнитного резонанса [1, 52].

Качественное разделение на частотные диапазоны, приведенное выше, является во многом искусственным. Теория GMI, связывающая импеданс ферромагнитного проводника с внешним постоянным магнитным полем и частотой возбуждающего тока в образце, строится на

совместном решении уравнений Максвелла и уравнения движения намагниченности Ландау-Лившица с соответствующей формой слагаемого, ответственного за магнитные потери, который для металлов обычно записывается в форме Гильберта [53].

В приближении малых гармонических сигналов с временной зависимостью вида  $e^{i\omega t}$  получим систему из двух линеаризованных дифференциальных уравнений [54-115]:

$$\nabla^2 \vec{h} - \text{grad div} \vec{h} = \frac{2i}{\delta_0^2} \frac{\vec{b}}{\mu_0}, \quad (1.4)$$

$$i \frac{\omega}{\gamma} \vec{m} = \vec{m} \times \left( \vec{H}_{\text{eff}0} + i\kappa \frac{\omega}{\gamma} \frac{\vec{M}_0}{M_s} \right) + \vec{M}_0 \times \vec{h}_{\text{eff}}, \quad (1.5)$$

где  $\vec{h}$ ,  $\vec{m}$ ,  $\vec{b} = \mu_0(\vec{h} + \vec{m})$  – переменные составляющие, соответственно, внутреннего магнитного поля, намагниченности и магнитной индукции,  $\vec{M}_0$  – постоянная компонента намагниченности,  $\vec{H}_{\text{eff}0}$  и  $\vec{h}_{\text{eff}}$  – постоянная и переменная составляющие эффективного поля [57],  $\gamma = -g\mu_B/\hbar$  – гиромагнитное отношение,  $\kappa$  – параметр диссипации Гильберта,  $\delta_0 = (2/\omega\sigma\mu_0)^{1/2}$  – немагнитный скин-слой ( $\sigma$  – проводимость материала провода). Эффективные поля  $\vec{H}_{\text{eff}0}$  и  $\vec{h}_{\text{eff}}$  включают внешнее магнитное поле, поле размагничивания, эффективное поле анизотропии и обменное поле. В однородно намагниченном теле постоянная составляющая обменного поля равна нулю; вследствие скин-эффекта в металлах всегда имеет место переменная составляющая обменного поля, ответственная за целый спектр тонких эффектов таких, как спин-волновые резонансы, поверхностные моды колебаний, уширение резонансных пиков вследствие эффектов обменной проводимости [57-59]. Для  $\vec{h}_{\text{eff}}$  запишем:

$$\vec{h}_{\text{eff}} = \vec{h} + \vec{h}_{\text{anis}} + \frac{2A}{\mu_0 M_s} \nabla^2 \vec{m}, \quad (1.6)$$

где  $A$  – константа обменного взаимодействия.

Решение уравнений (1.4), (1.5) требует удовлетворения обычных электромагнитных условий (непрерывность тангенциальной составляющей напряженности электрического и магнитного поля и нормальной компоненты плотности потока электрического и магнитного поля) и условие закрепления спинов на поверхности провода одноосной поверхностной анизотропией [60]. Пара уравнений (1.4), (1.5) приводит к дисперсионному соотношению, решениями которого являются волновые вектора распространяющихся волн (мод). Общее решение содержит четыре пары разнонаправленных волн смешанной электромагнитной и спиновой природы. В литературе, относящейся в основном к изучению явления ФМР в металлах, эти типы волн обозначаются следующим образом: ‘Larmor spin wave’ LS, ‘anti-Larmor spin wave’ AS, ‘Larmor electromagnetic wave’ LE и ‘anti-Larmor electromagnetic wave’ AE [58, 59].

Модель существенно упрощается, если пренебречь входящим в (1.6) обменным полем. В этом случае уравнение Ландау-Лившица (1.5) распадается на систему линейных уравнений, из которой можно вычислить тензор магнитной проницаемости, причем компоненты тензора оказываются независимыми от волнового вектора и граничных условий для намагниченности. Задаваясь локальной связью между переменным магнитным полем и переменной намагниченностью  $\vec{b} = \mu \vec{h}$ , из уравнений Максвелла может быть вычислен импеданс провода. Несмотря на критику такого подхода со стороны ряда авторов [53, 54], общее сложившееся мнение, что он, тем не менее, дает физически обоснованные результаты с достаточной для практических целей точностью.

1.2.2. Основные соотношения для импеданса магнитного провода,  
тензор импеданса

Полный электрический импеданс связывает напряжение  $v_0$  и ток  $i_0$ , протекающий по проводу, и определяется как

$$Z = R + iX = v_0/i_0, \quad (1.7)$$

где  $R$ ,  $X$  – активная (резистивная) и реактивная компоненты импеданса. Для образцов цилиндрической симметрии, задаваясь соотношениями  $v_0 = e_z l$  и  $i_0 = 2\pi a h_\varphi$ , где  $l$  – длина провода,  $a$  – радиус его металлической жилы, получим

$$Z = \frac{l}{2\pi a} Z_s, \quad Z_s = \frac{e_z}{h_\varphi}, \quad (1.8)$$

где  $e_z$ ,  $h_\varphi$  – компоненты поля на поверхности провода, а величина  $Z_s$  называется поверхностным импедансом.

Для изотропного образца с комплексной проницаемостью  $\mu$  поверхностный импеданс может быть получен из уравнений Максвелла [61]:

$$Z_s = \frac{k J_0(ka)}{\sigma J_1(ka)}, \quad (1.9)$$

где  $k = (1-i)/\delta$  – постоянная распространения в радиальном направлении,  $\delta = (2/\omega\sigma\mu)^{1/2}$  – эффективная глубина скин-слоя с учетом поперечной магнитной проницаемости  $\mu$  микропровода,  $\sigma$  – проводимость материала. Зависимость  $\mu$  от приложенного магнитного поля определяет магнитоимпедансный эффект.

Приведенный импеданс провода вычисляет как

$$\frac{Z}{R_{dc}} = \frac{a\sigma}{2} Z_s = \frac{ka}{2} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}, \quad (1.10)$$

где  $R_{dc} = l/\pi a^2 \sigma$  – сопротивление провода постоянному току. Необходимо отметить, что средний член в (1.10) имеет более общий смысл, чем крайний правый член. Последний получен в предположении, что магнитные свойства вещества могут быть описаны в терминах эффективной магнитной проницаемости  $\mu$ .

Если для некоторого заданного приложенного поля направление намагниченности в проводе будет циркулярным (рис. 1.4), то внешнее циркулярное высокочастотное поле не будет отклонять вектор намагниченности (при условии отсутствия магнитных доменов и при величине этого циркулярного поля меньшей соответствующего поля анизотропии). В этом случае  $\mu = \mu_0$ , как у немагнитного образца. Напротив, в случае аксиального направления намагниченности отсутствует компонента высокочастотной намагниченности вдоль направления намагничивания. Поперечная эффективная магнитная проницаемость в этом случае обычно обозначается  $\mu_{\perp}$ .

Если образец не насыщен до состояния насыщения, так что равновесное направление вектора намагниченности составляет некоторый угол  $\theta$  с осью провода, то для корректного описания системы необходимо ввести тензор поверхностного импеданса [39], который в цилиндрических координатах имеет вид:

$$\begin{pmatrix} e_z \\ e_{\varphi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{zz} & Z_{z\varphi} \\ Z_{\varphi z} & Z_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_z \\ h_{\varphi} \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Компоненты тензора поверхностного импеданса получены рядом авторов в [39, 56, 62] с использованием различных приближений. Приведем, например, решение из [39], соответствующее

высокочастотному приближению так, что глубина скин-слоя  $\delta$  значительно меньше радиуса провода  $a$ ,  $\delta/a \ll 1$ :

$$\begin{pmatrix} Z_{zz} & Z_{z\varphi} \\ Z_{\varphi z} & Z_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} = \frac{c\rho(1-i)}{4\pi\delta_0} \begin{pmatrix} \sqrt{\mu} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta & (\sqrt{\mu} - 1) \sin \theta \cos \theta \\ (\sqrt{\mu} - 1) \sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta + \sqrt{\mu} \sin^2 \theta \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

где  $\rho$  – удельное сопротивление провода,  $\delta_0$  – немагнитный скин-слой,  $\mu$  – эффективная динамическая магнитная проницаемость, связанная с прецессией намагниченности вокруг ее равновесного положения,  $\theta$  – угол между равновесным положением вектора намагниченности в приповерхностной области и осью провода.

Из (1.11) следует, что измеряемый в GMI эксперименте поверхностный импеданс выражается как

$$Z_s = e_z / h_\varphi = Z_{zz} + Z_{z\varphi} (h_z / h_\varphi). \quad (1.13)$$

и, строго говоря, его вычисление требует знания отношения  $h_z / h_\varphi$ . Одним из физически обоснованных упрощений является предположение, что в случае, если переменные магнитные поля явно не приложены вдоль оси провода, то можно положить  $h_z = 0$ . Тогда  $Z_s \equiv Z_{zz}$  и окончательно получим:

$$Z_s = \frac{c\rho(1-i)}{4\pi\delta_0} (\sqrt{\mu} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta), \quad (1.14)$$

где конкретный вид эффективной проницаемости  $\mu$  может быть получен из решения линеаризованного уравнения Ландау-Лифшица.

Для провода с аксиальной или циркулярной анизотропией выражения для эффективной магнитной проницаемости имеют относительно несложный вид и получены в [62]. В случае геликоидальной анизотропии

возникают определенные сложности, связанные с выбором вида зависимости для плотности магнитной энергии провода, поэтому выражения, получаемые в [39-42], несколько разнятся. Для примера выпишем вид выражения для эффективной магнитной проницаемости из [41]:

$$\mu = \frac{\omega_m (\omega_m + \omega_1 - i\kappa\omega)}{(\omega_m + \omega_1 - i\kappa\omega)(\omega_2 - i\kappa\omega) - \omega^2}, \quad (1.15)$$

$$\omega_m = \gamma 4\pi M_s, \quad \omega_1 = \gamma [H_a \cos^2(\theta - \psi) + H \sin \theta],$$

$$\omega_2 = \gamma [H_a \cos 2(\theta - \psi) + H \sin \theta].$$

Здесь  $H_a$  – поле одноосной анизотропии, которое составляет угол  $\psi$  с осью провода,  $\kappa$  – параметр затухания Гильберта,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение.

Можно показать, что для типичных проводов на основе кобальта в диапазоне СВЧ условия ферромагнитного резонанса выполняются в полях порядка нескольких сотен Эрстед. В этом случае зависимость динамической магнитной проницаемости провода от поля при его перемагничивании в пределах поля анизотропии незначительна. Тогда из (1.14) следует, что для наблюдения эффекта GMI необходимо только выполнение условия  $|\mu| \gg 1$ , а сам импеданс является функцией угла  $\theta$ :

$$Z \sim \cos^2 \theta. \quad (1.16)$$

Выражение (1.16) является ключевым при анализе экспериментальных данных работы, приведенных в разделе 3.

### 1.2.3. Физические механизмы, ограничивающие амплитуду GMI-эффекта

Изложенная выше электродинамическая теория предсказывает амплитуду GMI-эффекта порядка  $10^4\%$ , на два порядка большую, чем в действительности наблюдается в эксперименте. Уменьшение амплитуды GMI связано со следующими основными причинами, систематизированными в [53, 63, 64]:

1. Магнитные потери, учитываемые с помощью параметра диссипации Гильберта. При выполнении условий ФМР именно магнитные потери определяют минимально возможную глубину скин-слоя и, соответственно, максимально возможный GMI. В эту же группу могут быть включены потери, связанные с закреплением магнитных моментов вблизи границы раздела «металл-стекло» микропровода вследствие поверхностной анизотропии [60].

2. Неоднородное обменное взаимодействие (exchange-conductivity), которое возникает вследствие скин-эффекта и стремится к тому, чтобы близлежащие спины были параллельны друг другу. Механизм обменной проводимости конкурирует со скин-эффектом и приводит, к возрастанию глубины проникновения волны высокой частоты в объем образца, а, следовательно, к снижению амплитуды GMI.

3. В диапазоне частот до 1 ГГц одной из основных причин, уменьшающих амплитуду GMI, является отклонение оси легкого намагничивания от циркулярного направления. Поскольку в реальном аморфном магнетике идеальная анизотропия невозможна в принципе и направление легкой оси флуктуирует от точки к точке [65, 66], а итоговая анизотропия является результатом усреднения, то GMI-эффект в микропроводе будет заведомо меньше его возможного теоретического значения.

С ростом частоты этот механизм вносит существенно меньший вклад, и, как будет показано в разделе 3, на сверхвысоких частотах амплитуда GMI сохраняется достаточно высокой даже в проводах с выраженной геликоидальной анизотропией.

### **1.3. Обзор экспериментальных исследований**

#### 1.3.1. Методы исследования магнитных свойств микропроводов

Многообразие свойств микропроводов определяет многообразие методов, применяемых для их всестороннего изучения. Широкое распространение получили рентгенокопия и дифференциальная сканирующая калориметрия (DSC) для исследования параметров структурного беспорядка и процессов структурной релаксации [67-69], измерение петель гистерезиса при различной взаимной конфигурации внешнего магнитного поля и исследуемого микропровода – аксиальное намагничивание ( $M_z - H_z$ ), недиагональные петли, связанные с инверсным эффектом Видеманна ( $M_z - H_\varphi$ ) и эффектом Маттеучи ( $M_\varphi - H_z$ ) [70], оптические методы для непосредственного наблюдения магнитной структуры на поверхности образца [44-46, 71-7473], измерение константы магнитострикции и ее зависимости от приложенных механических напряжений методом малоуглового вращения намагниченности [75-79], методы численного моделирования и т.д. Традиционно многие важные физические параметры (намагниченность насыщения, поле анизотропии, параметры диссипации) могут быть получены методом ФМР [52, 54, 55, 80].

Остановимся на некоторых методах, важных для целей настоящей работы, подробнее.

**Измерения импеданса проводов** на частотах от 500 МГц и выше выполняются с применением короткозамкнутых коаксиальных либо микрополосковых линий, в которых исследуемый микропровод замещает участок центрального проводника [81-83]. Преимуществом измерений в многосвязной линии является возможность выполнения измерений в широком диапазоне частот, как это представлено, например, на рис. 1.5. В ряде работ, в которых требуется контролируемое размещение провода в заданном электрическом или магнитном поле, провод помещается в прямоугольный волноводный резонатор [54]. В односвязной линии передач диапазон возможных частот измерений ограничен одномодовым режимом работы волновода.

Отметим различные способы представления данных о полевой зависимости импеданса. Простейший из них, который чаще всего применяется на этапе первичных измерений, – это прямое использование зависимости модуля импеданса  $Z$  от напряженности внешнего поля  $H$ . Иногда абсолютное значение импеданса нормируется на сопротивление ферромагнитного проводника на постоянном токе –  $Z/R_{DC}$ . Другой способ, более предпочтительный при разработке магнитоимпедансных материалов и датчиков, – это использование отношения:

$$\eta = \frac{\Delta Z}{Z(H)} \cdot 100\% = \left| \frac{Z(H) - Z(H_{\max})}{Z(H_{\max})} \right| \cdot 100\% , \quad (1.17)$$

где  $H_{\max}$  – максимальное поле, используемое в конкретных измерениях. Оба представления эквивалентны и передают все особенности поведения магнитоэлектрической системы.

**Визуализация магнитной структуры оптическими методами** выполняются в основном с помощью сканирующей Керр-микроскопии. Таким образом получены результаты в работах [44-46, 71-73]. В [74]

применен другой подход, позволяющий добиться большей разрешающей способности и основанный на использовании чувствительной к малым полям рассеяния магнитооптической пленки (МОИФ), картинка на которой визуализируется с помощью эффекта Фарадея. Характерный пример таких измерений представлен на рис. 1.6.

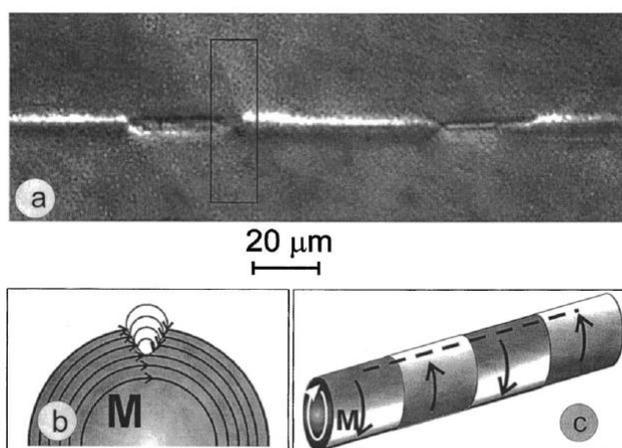


Рис. 1.6. МОИФ измерения поверхностной магнитной структуры провода.

Как можно видеть из рисунка, приповерхностная область провода разбита на домены с противоположным направлением намагниченности. Однако, необходимо отметить, что для того, чтобы получить рассеянные поля, вдоль провода была проведена тонкая царапина, которая необратимо меняет свойства образца. Как уже отмечалось выше, именно поверхностные дефекты ответственны за формирование бамбуковой доменной структуры, которая, в случае идеального провода, была бы энергетически невыгодной [25].

**Микромагнитное моделирование.** В отдельную категорию необходимо выделить методы исследования, основанные на применении стандартных программных пакетов для микромагнитного моделирования. Таких исследований немного [84, 85], поскольку для их проведения требуются существенные вычислительные мощности. Полученные результаты показывают, что упорядочение типа *core – shell* действительно

является энергетически выгодным, переходная область квази-доменной стенки может иметь существенную толщину, сравнимую с диаметром провода. В приповерхностной области реализуется бамбуковая доменная структура, причем в этом случае разнонаправленные домены разделены тонкой Неелевской стенкой. Интересные особенности магнитной структуры на поверхности провода получены в [85]. Показано, что при определенных условиях могут иметь место вихри. В этом случае процесс перемагничивания провода существенно усложняется.

### 1.3.2. Влияние внешних механических воздействий и постоянного тока на эффект гигантского магнитного импеданса

Открытие эффекта GMI практически сразу определило нишу возможных практических приложений аморфных микропроводов в качестве датчиков магнитного поля [13-15]. Поскольку магнитные свойства провода во многом определяются приложенными к нему механическими напряжениями, то микропровода исследовались также, как возможные сенсорные элементы для датчиков стресса. Во втором случае, наряду с магнитоимпедансным эффектом, говорят о магнитомеханическом эффекте. Экспериментальному исследованию влияния на эффект GMI аксиальных [86-89] и скручивающих [90-97] напряжений посвящена довольно обширная литература.

Наиболее типичные экспериментальные зависимости эффекта GMI от приложенных аксиальных напряжений приведены на рис. 1.7. Представленные на рис. 1.7 (а) результаты получены в [98] на частоте 2 ГГц для образца, в котором, в отсутствие внешних напряжений  $\sigma = 0$  МПа, реализуется геликоидальная анизотропия. После приложения нагрузки  $\sigma = 900$  МПа происходят следующие изменения: увеличивается ширина пика и изменяется величина импеданса вблизи нулевого поля.

Увеличение ширины пика связано с увеличением под действием приложенной нагрузки эффективного поля анизотропии, т.е. возрастанию магнитной жесткости образца. Изменение (уменьшение) импеданса в нулевом поле связано с частичным поворотом оси легкого намагничивания от геликоидального к циркулярному направлению. Очевидно, что если бы изначально провод обладал исключительно циркулярной анизотропией, то зависимость импеданса от напряжения в нулевом поле бы отсутствовала. На рис. 1.7 (b) представлены аналогичные зависимости, но полученные в [89] на частоте 10 МГц. Им соответствуют такие же экспериментальные особенности, за исключением формы GMI-отклика, которая в этом диапазоне частот, как это отмечалось выше, усложняется и имеет вид двух пиков.

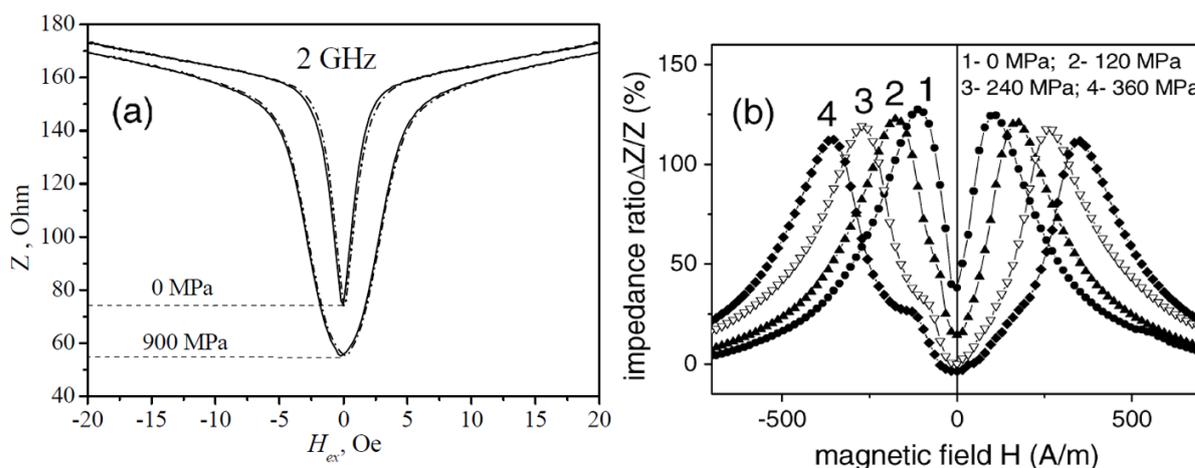


Рис. 1.7. Влияние аксиального растяжения на импеданс провода ((a) на частоте 2 ГГц [98]; (b) на частоте 10 МГц [89]).

На эффект GMI существенное влияние может оказывать постоянный ток [100-105]. На рис. 1.8 представлены две характерные экспериментальные особенности, полученные в [101] для закрученного провода при одновременном пропускании через него электрического тока. Вблизи нулевого магнитного поля при перемагничивании провода имеют

место магнитный гистерезис и резкие скачки на зависимости GMI (кривая, соответствующая току 0 мА). При пропускании тока магнитный гистерезис исчезает, а кривые GMI приобретают ассиметричную форму.

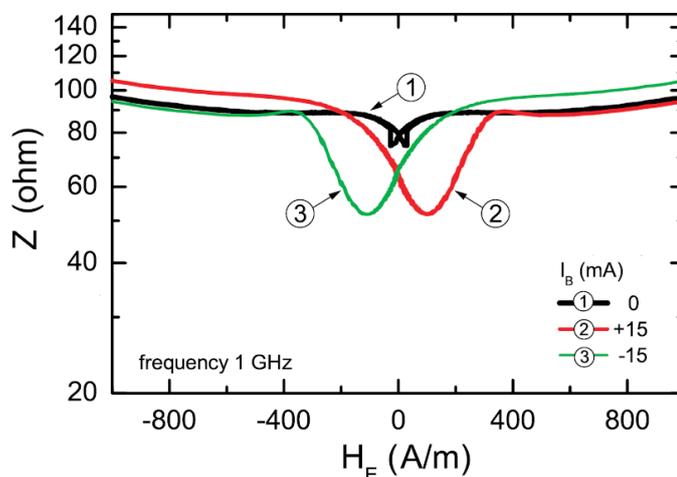


Рис.1.8. Ассиметрия и гистерезис GMI в закрученном проводе под действием постоянного тока [101].

Авторами [101] предполагается в рамках модели Стонера-Вольфарта (см. 1.1.3), что приложение закручивающих напряжений приводит к наклону оси легкого намагничивания. При этом, в упрощенном виде считается, что по всему объему провода анизотропия остается одноосной. Это существенное упрощение, но оно позволяет, тем не менее, в первом приближении описать следующие наблюдаемые экспериментально эффекты: срывы на зависимости GMI, ассиметричный GMI, устранение этих срывов при некотором значении тока (кривые  $\pm 15$  мА на рис. 1.8). Вместе с тем, основанный на (1.3) теоретический анализ неверно предсказывает поля, на которых будет происходить срыв на зависимости GMI, а также дает неверную оценку, при каком токе (при выполнении каких условий) зависимости GMI становятся безгистерезисными. В частности, в модели Стонера-Вольфарта скачок может происходить при значениях поля не меньше половины поля анизотропии, тогда как

эксперимент (кривая 0 мА на рис. 1.8 и другие работы, например, [71, 106]) показывает, что резкие срывы имеют место вблизи нулевого поля.

В целом необходимо отметить, что имеющиеся экспериментальные исследования чрезвычайно разрознены. Имеется лишь относительно небольшое число работ, в которых бы одновременно и системно исследовалось влияние механических напряжений (аксиального растяжения и закручивания провода) и тока. К сожалению, большая часть публикаций посвящена изучению какого-либо одного типа воздействия, при неконтролируемых прочих условиях, при которых эти воздействия прикладываются. Это ошибочное разделение. Если в ходе эксперимента по изучению аксиального растяжения образец оказался случайно закрученным, то это приведет к противоречивым результатам. Аналогично, заведомо разным будет и влияние тока для по-разному напряженных образцов. Также совершенно невыясненным остается вопрос об особенностях зависимостей от величины напряжений  $\sigma$  и тока  $I$  гистерезиса, наблюдаемого на кривых GMI вблизи нулевого поля.

#### **1.4. Основные выводы по разделу 1**

В обзоре освещены вопросы, относящиеся к распределению остаточных механических напряжений, возникающих в процессе изготовления микропроводов, их роли в формировании эффективного поля анизотропии и равновесной магнитной конфигурации. Проанализированы экспериментальные и теоретические работы по эффекту GMI.

Выделены недостаточно изученные вопросы, относящиеся к исследованию влияния на эффект GMI в диапазоне сверхвысоких частот внешних механических напряжений и постоянного тока. Показаны ограничения, присущие существующим теоретическим моделям.

## РАЗДЕЛ 2

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО МИКРОПРОВОДА С ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

#### 2.1. Одиночный магнитный микропровод в прямоугольном волноводе

##### 2.1.1. Задача рассеяния электромагнитной волны сверхвысокой частоты на проводящем микропроводе

В плоскости  $z=0$  прямоугольного волновода параллельно его узким стенкам расположен магнитодиэлектрический провод радиуса  $\delta$ , рис. 2.1. Между проводом и стенками волновода обеспечен гальванический контакт. В плоскости  $z=l$  волновода установлен металлический короткозамыкатель. Из области  $z=-\infty$  на провод набегают плоская электромагнитная волна типа  $H_{10}$  с временной зависимостью вида  $e^{i\omega t}$ . Требуется вычислить рассеянное поле в областях  $z < 0$  и  $z > 0$ .

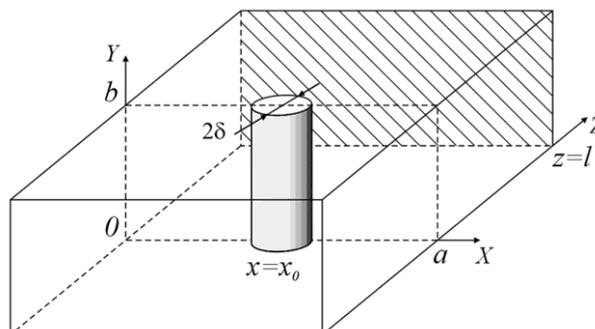


Рис. 2.1. Магнитодиэлектрический провод в прямоугольном волноводе.

Проводимость материала провода –  $\sigma$ , относительная магнитная проницаемость –  $\mu$ . Предполагается тонкость стержня так, что выполняется условие:

$$\delta/a \ll 1. \quad (2.1)$$

Для приближенного решения поставленной задачи далее используется соотношение, принятое при расчетах излучения и отражения волн тонкими вибраторами [107], и следующее из (1.7)-(1.8):

$$I = E_y / Z, \quad (2.2)$$

где  $I$  – протекающий по проводу ток,  $E_y$  – тангенциальная составляющая электрического поля на поверхности провода,  $Z$  – комплексное погонное сопротивление, выражаемое через функции Бесселя [55, 61]:

$$Z = \frac{k}{2\pi\sigma\delta} \frac{J_0(k\delta)}{J_1(k\delta)}, \quad k = \sqrt{-i\omega\sigma\mu\mu_0}. \quad (2.3)$$

Ввиду малого радиуса провода объёмное распределение тока в нем можно аппроксимировать линейным, как и в случае идеально проводящего тонкого стержня:

$$\vec{j} = \vec{y}_0 I \delta(z) \delta(x - x_0), \quad (2.4)$$

где  $\vec{j}$  – плотность тока,  $\vec{y}_0$  – орт оси  $Y$ ,  $\delta(x)$  – функция Дирака.

Поскольку провод не имеет вдоль оси  $Y$  разрывов и других неоднородностей, то набегающая волна типа  $H_{10}$  возбудит отраженные и прошедшие моды лишь типа  $H_{m0}$ ,  $m = 1, 2, 3 \dots$ . Далее будем обозначать через  $\vec{E}_m$  напряженность электрического поля моды  $H_{m0}$ , а через  $\vec{e}_m$  –

соответствующую функцию сечения, определяющую распределение напряженности в плоскости  $XU$  :

$$\vec{E}_m^\pm = \vec{e}_m \cdot \exp(\mp i\Gamma_m z), \vec{e}_m = -\vec{y}_0 B_m \sin \frac{m\pi}{a} x, \quad (2.5)$$

где постоянные распространения  $\Gamma_m$  определяются соотношением:

$$\Gamma_m = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2}, k_0 = \omega/c, \quad (2.6)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме. Коэффициенты  $B_m$  выберем так, чтобы выполнялось условие нормировки для функций  $\vec{e}_m$  :

$$\int_S \vec{e}_m \cdot \vec{e}_n^* ds = \delta_{mn} |W_m|, \quad (2.7)$$

где  $S$  – площадь поперечного сечения волновода,  $\delta_{mn}$  – символ Кронекера,  $W_m$  – волновое сопротивление:

$$W_m = \omega\mu_0/\Gamma_m. \quad (2.8)$$

Получим:

$$B_m = \sqrt{\frac{2}{ab}} |W_m|. \quad (2.9)$$

Распространяющимся типам волн соответствуют действительные значения величин  $\Gamma_m$  и  $W_m$ . Для запердельных волн эти величины являются мнимыми:

$$\Gamma_m = -i|\Gamma_m|, W_m = +i|W_m|. \quad (2.10)$$

Представим электрическое поле в короткозамкнутом волноводе, содержащем микропровод, в виде суперпозиции свободных полей в областях  $z < -\delta/2$  и  $z > \delta/2$ :

$$\vec{E} = \begin{cases} c_0 \vec{E}_1^+ + d_0 \vec{E}_1^- + \sum_{n=1}^{\infty} c_n^- \vec{E}_n^- + \sum_{n=1}^{\infty} d_n^- \vec{E}_n^-, & z \leq -\delta/2, \\ c_0 \vec{E}_1^+ + d_0 \vec{E}_1^- + \sum_{n=1}^{\infty} c_n^+ \vec{E}_n^+ + \sum_{n=1}^{\infty} d_n^- \vec{E}_n^-, & z \geq \delta/2. \end{cases} \quad (2.11)$$

В (2.11) через  $c_0$  обозначена амплитуда набегающей моды основного типа, через  $c_n^\pm$  – амплитуды рассеянных проводом мод, а через  $d_0$ ,  $d_n^-$  – амплитуды отраженных от металлического короткозамыкателя основной и высших мод.

Неизвестные амплитуды  $c_n^\pm$  вторичного поля, создаваемого текущим по проводу током, можно найти, используя известное решение задачи возбуждения волновода сторонними токами [107]. Для распространяющихся волн имеем:

$$c_n^\pm = -\frac{W_n}{2|W_n|} \int_V \vec{j}_{cm} (E_n^\pm)^* dV. \quad (2.12)$$

Для запердельных волн имеем:

$$c_n^\pm = -\frac{W_n}{2|W_n|} \int_V \vec{j}_{cm} (E_n^\mp)^* dV. \quad (2.13)$$

Интегрирование в (2.12), (2.13) производится по объёму  $V$  области между двумя поперечными сечениями волновода, в которой распределены сторонние токи с плотностью  $\vec{j}_{cm} = \vec{j}$ , где  $\vec{j}$  определяется выражением (2.4). Учитывая (2.5), получим следующие выражения для амплитуд вторичных волн, как распространяющихся, так и запердельных:

$$c_n^\pm = \frac{IbW_n}{2|W_n|} B_n \sin \frac{n\pi}{a} x_0 = -\frac{W_k}{2|W_k|} I b e_k(x_0). \quad (2.14)$$

Воспользуемся условием (2.2) в виде:

$$I = \frac{E_y \Big|_{z=-\delta} + E_y \Big|_{z=+\delta}}{2Z} \Big|_{x=x_0} \quad (2.15)$$

и учтем, что в плоскости  $z=l$  тангенциальная компонента поля  $\vec{E}_\tau = 0$ , поэтому выполняются следующие соотношения:

$$d_n^- = -c_n^+ e^{-2i\Gamma_n l}, \quad (2.16)$$

$$d_0 = -c_0 e^{-2i\Gamma_1 l}.$$

Подставляя (2.14), (2.16) в (2.11) и (2.11) в (2.15), получим для тока  $I$ , текущего по проводу:

$$I = \frac{2c_0(1 - e^{-2i\Gamma_1 l})e_1(x_0)}{2Z + b \sum_{k=1}^{\infty} \frac{W_k}{|W_k|} |e_k(x_0)|^2 e^{-i\Gamma_k \delta} - b \sum_{k=1}^{\infty} \frac{W_k}{|W_k|} |e_k(x_0)|^2 e^{-2i\Gamma_k l} \cos(\Gamma_k \delta)}. \quad (2.17)$$

Комплексный коэффициент отражения по определению равен отношению волны отраженной к волне падающей:

$$R = \frac{c_1^- + d_0 + d_1^-}{c_0} = \frac{c_1^- (1 - e^{-2i\Gamma_1 l}) - c_0 e^{-2i\Gamma_1 l}}{c_0} = \frac{c_1^-}{c_0} (1 - e^{-2i\Gamma_1 l}) - e^{-2i\Gamma_1 l}. \quad (2.18)$$

Вычисляя из (2.14), (2.17) величину  $c_1^-$  и подставляя ее в (2.18) получим для коэффициента отражения:

$$R = -e^{-2i\Gamma_1 l} - \frac{b(1 - e^{-2i\Gamma_1 l})^2 |e_1(x_0)|^2}{2Z + b \sum_{k=1}^{\infty} \frac{W_k}{|W_k|} |e_k(x_0)|^2 e^{-i\Gamma_k \delta} - b \sum_{k=1}^{\infty} \frac{W_k}{|W_k|} |e_k(x_0)|^2 e^{-2i\Gamma_k l} \cos(\Gamma_k \delta)}. \quad (2.19)$$

Подставляя (2.9) в (2.5) и (2.5) в (2.19) окончательно получим для комплексного коэффициента отражения от провода следующее выражение:

$$R = -e^{-2i\Gamma_1 l} - \frac{2(1 - e^{-2i\Gamma_1 l})^2 \sin^2 \frac{\pi x_0}{a}}{\frac{2a\Gamma_1}{\omega\mu_0} Z + 2F(\delta) - F(2l + \delta) - F(2l - \delta)}, \quad (2.20)$$

$$F(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Gamma_1}{\Gamma_n} \sin^2 \frac{n\pi}{a} x_0 \exp(-i\Gamma_n s), \quad (2.21)$$

где учтено, что  $\frac{W_k}{W_1} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_k}$ .

Отметим, что приближение (2.4), при котором объёмное распределение тока в микропроводе аппроксимируется линейным током, протекающим вдоль его центральной оси, обеспечивает погрешность вычисления  $R$  с помощью (2.20) менее 1%, если радиус микропровода не превышает 100 мкм.

### 2.1.2. Эффективная магнитная проницаемость микропровода

Формула (2.20) позволяет выразить комплексное погонное сопротивление  $Z$  провода через коэффициент отражения  $R$ . С учетом обозначения (2.21) получим:

$$Z = \frac{\omega\mu_0}{2a\Gamma_1} \times \left( \frac{2(1 - e^{-2i\Gamma_1 l})^2 \sin^2 \frac{\pi x_0}{a}}{R + e^{-2i\Gamma_1 l}} - 2F(\delta) + F(2l + \delta) + F(2l - \delta) \right). \quad (2.22)$$

Задача вычисления магнитной проницаемости провода при известных значениях проводимости, радиуса и комплексного погонного сопротивления сводится к решению в комплексной плоскости следующего из (2.22) трансцендентного уравнения относительно неизвестной  $x$ :

$$tJ_1(x) = xJ_0(x), \quad t = 2\pi\delta^2\sigma Z, \quad x = \delta k. \quad (2.23)$$

Решение уравнения (2.23) требует численного поиска нулей комплексной функции. Для гарантированного выхода на верную ветвь решений трансцендентного уравнения, в качестве начального приближения задавалась величина

$$x_{init} = \delta \sqrt{-i\omega\sigma\mu_{init}\mu_0}, \quad (2.24)$$

где  $\mu_{init}$  соответствует магнитной проницаемости провода с сильным скин-эффектом и определяется выражением, получаемым из (2.3) при подстановке асимптотики отношения  $J_0(x) / J_1(x) = i$  при аргументе  $x \rightarrow \infty$ :

$$\mu_{init} = \frac{i4\pi^2 Z^2 \delta^2 \sigma}{\omega\mu_0}. \quad (2.25)$$

Ввиду связей (2.3), (2.23) имеем для искомой эффективной магнитной проницаемости провода:

$$\mu = \frac{i}{\omega \sigma \mu_0} (x/\delta)^2. \quad (2.26)$$

Полученные в настоящем подразделе уравнения и формулы решают задачу определения комплексного погонного сопротивления и комплексной магнитной проницаемости тонкого провода по измеренному комплексному коэффициенту отражения от него в прямоугольном волноводе. Рассмотренная задача является основой волноводного метода измерения импеданса.

Отметим, что реальные микропровода состоят из проводящей жилы, покрытой стеклянной оболочкой, рис. 1.2. Однако, влияние оболочки на коэффициент отражения несущественно, поскольку ток смещения в ней на несколько порядков меньше, чем ток в проводящей жиле. Это обстоятельство позволяет не учитывать влияние стеклянной оболочки при решении задачи дифракции.

### 2.1.3. Оценка погрешности вычисления импеданса

С целью оценки величины погрешности вычисления импеданса микропровода проводилось компьютерное моделирование, в ходе которого восстанавливался импеданс немагнитного провода диаметра 8 мкм с погонным сопротивлением 22 кОм/м. В действительную и мнимую части коэффициента отражения искусственно вносилась погрешность по закону:

$$r' = r' + 0.01 \sin(50f/10000), \quad r'' = r'' + 0.01 \cos(50f/10000), \quad (2.27)$$

где  $f$  – частота колебаний, а амплитуда 0.01 соответствует экспериментально наблюдаемой погрешности измерения коэффициента отражения, типичной для скалярных и векторных анализаторов цепей [108], а также многорезонансного метода измерения комплексного

коэффициента отражения в волноводе [109]. В последнем случае погрешность обусловлена неполной компенсацией влияния направленного ответвителя [110].

На рис. 2.2 сплошными линиями изображены точные значения действительной и мнимой частей импеданса провода, а прерывистыми линиями – значения импеданса, полученные при внесении погрешностей (2.27) в значения коэффициента отражения. Как видно из рисунка, ошибка задания действительной и мнимой частей коэффициента отражения 0.01 приводит к ошибке вычисления модуля импеданса, достигающей 5-6%.

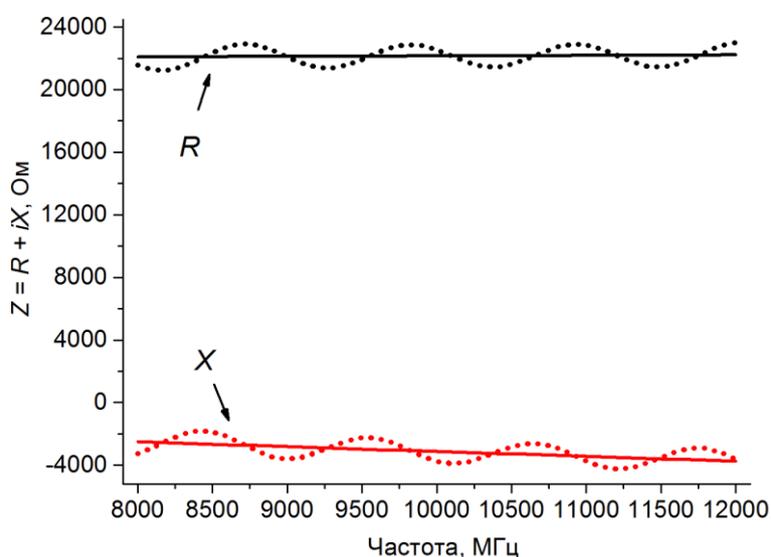


Рис. 2.2. Влияния ошибки задания коэффициента отражения на ошибку определения импеданса микропровода.

Относительная ошибка измерений зависит от абсолютного значения импеданса микропровода. Для проводов, имеющих сопротивление порядка нескольких десятков кОм, погрешность измерения импеданса составляет 5-6%. При увеличении сопротивления влияние неточности задания коэффициента отражения снижается. Оценка показывает, что для проводов, имеющих сопротивление порядка сотен кОм, погрешность определения импеданса не превышает 1-2%. Напротив, для хорошо

проводящих проводов относительная погрешность существенно возрастает.

Неточность задания диаметра провода (0.1 мкм) или его положения в волноводе (0.1 мм), как показало компьютерное моделирование, вносит несущественную погрешность, по сравнению погрешностью, обусловленной неточным измерением коэффициента отражения. Экспериментально путем проведения повторных измерений, было показано, что сборка и разборка измерительной ячейки вносит погрешность, не превышающую 1%.

## **2.2. Экспериментальное определение вклада высших мод при измерении импеданса микропроводов волноводным методом**

Проанализируем выражение (2.20), связывающее коэффициент отражения  $R$  и импеданс провода  $Z$ . Формула (2.20) содержит в качестве слагаемого знаменателя дроби вычисляемые аналитически суммы рядов (2.21), которые зависят от радиуса провода, расстояния от него до металлического короткозамыкателя и не зависят от проводимости и магнитной проницаемости материала провода.

Вследствие конечности проводимости стенок волновода истинные значения постоянных распространения отличаются от их теоретических значений  $\Gamma_m = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2}$ , соответствующих волноводу с идеально проводящими стенками, причем следует ожидать, что это отличие тем существеннее, чем больше номер моды  $m$ , что можно обосновать анализом на основе энергетического метода [107]. Следует также ожидать, что сама структура поля волноводных мод отличается от теоретической

тем значительнее, чем выше номер моды. Поэтому входящую в выражения (2.20) и (2.22) функцию  $\Sigma(r)$  вида

$$\Sigma(r) = 2F(r) - F(2l + r) - F(2l - r), \quad (2.28)$$

учитывающую вклад высших мод в поле рассеяния, целесообразно не вычислять с использованием теоретического выражения (2.21), а определять экспериментально по результатам измерения коэффициента отражения от провода с известным импедансом. В качестве последнего целесообразно использовать немагнитный провод с известной проводимостью  $\sigma$ , вычисляя его импеданс по формуле (2.3), в которой следует положить  $\mu = 1$ . Этот подход к определению сумм обладает рядом преимуществ, поскольку, во-первых, не опирается на аналитическое вычисление постоянных распространения высших мод, а, во-вторых, может эффективно скомпенсировать неучтенные погрешности экспериментальной установки.

На рис. 2.3 изображена частотная зависимость величины (2.28) для нескольких значений радиуса провода  $\delta$ . При вычислениях расстояние до короткозамыкателя  $l$  полагалось равным 8.7 мм, что соответствует измерительной ячейке, применявшейся при экспериментальных измерениях. Действительная часть величины  $\Sigma$  практически не чувствительна к изменению радиуса провода, тогда как мнимая часть существенно уменьшается при увеличении радиуса. Поскольку весь знаменатель дроби в (2.20) имеет величину порядка нескольких единиц, то экспериментально определяемая сумма (2.28) является существенной его частью и поэтому может применяться только для микропроводов такого же диаметра, как и у немагнитного провода, с помощью которого эта сумма была получена.

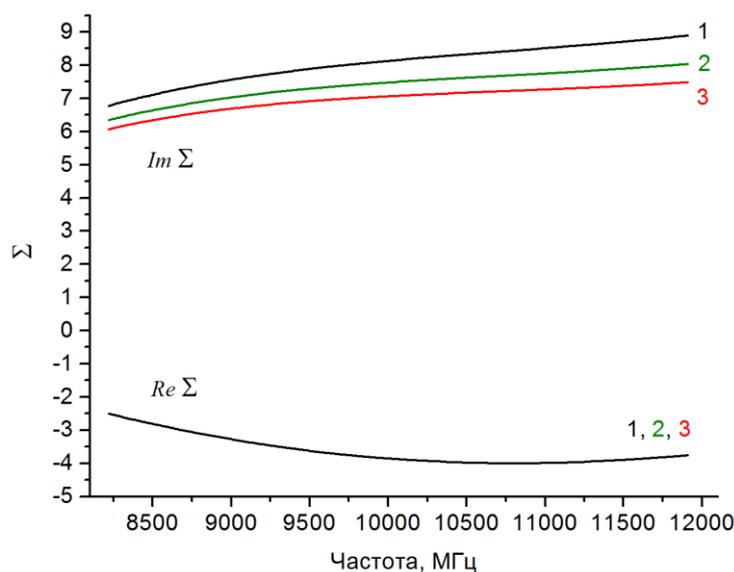


Рис. 2.3. Частотная зависимость расчетной суммы  $\Sigma$  при нескольких значениях диаметра провода (1 – диаметр 8 мкм, 2 – 14 мкм, 3 – 20 мкм).

Формально величина  $\Sigma$  может быть определена по измерениям коэффициента отражения от любого немагнитного провода с известной проводимостью  $\sigma$ . Вместе с тем, поскольку  $\Sigma$  фигурирует как слагаемое знаменателя в (2.20), то для ее определения с наилучшей точностью следует выбирать провода из материалов с высокой проводимостью и, соответственно, малым импедансом. Напротив, для проводов с низкой проводимостью, вклад сумм  $\Sigma$  в коэффициент отражения становится менее существенным, и любая экспериментальная ошибка определения коэффициента отражения проявляется в значительной погрешности определения величины  $\Sigma$ .

Измерения комплексного коэффициента отражения производились с помощью многорезонансного метода [109] на экспериментальной установке, описанной в следующей главе. Погрешность измерения комплексного коэффициента отражения многорезонансным методом с применением метода компенсации влияния направленного ответвителя

[110] составляет порядка 1-2%, что соответствует точности современных векторных анализаторов цепей.

В качестве образца для определения суммы (2.28) применялся медный микропровод диаметром 8 мкм. Величина погонного сопротивления постоянному току такого провода составляет приблизительно 400 Ом/м, что соответствует проводимости материала порядка  $\sigma = 5.0 \cdot 10^7$  (Ом $\times$ м) $^{-1}$  и хорошо согласуется с табличными данными. При этом абсолютное значение слагаемого  $\frac{2a\Gamma_1}{\omega\mu_0} Z$  в знаменателе дроби в (2.20) не превышает 0.2

и его вклад при определении величины  $\Sigma$  пренебрежимо мал. Результаты измерения величины  $\Sigma$  и ее сравнение с расчетными значениями приведены на рис. 2.4.

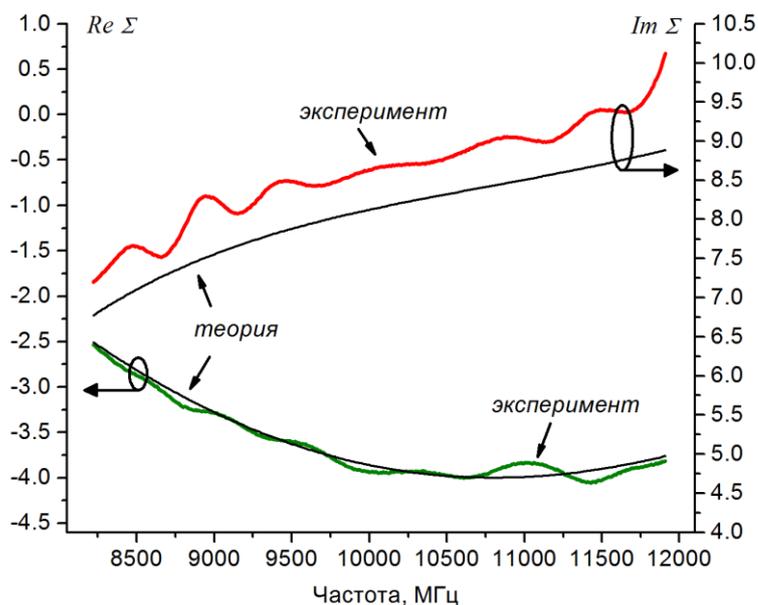


Рис. 2.4. Экспериментальные и расчетные значения  $\Sigma$ .

Для проверки эффективности экспериментального метода определения суммы  $\Sigma$  был измерен и сравнен с расчетным импеданс нихромового микропровода такого же диаметра, но с погонным сопротивлением равным 42 кОм/м. На рис. 2.5 сплошными линиями

показаны результаты вычисления импеданса с использованием суммы  $\Sigma$ , определенной экспериментально по измерениям с медным проводом, рис. 2.4. Штриховыми линиями показаны значения действительной и мнимой частей импеданса, рассчитанные с помощью аналитических сумм вида (2.21), линиями с маркерами – «точные» значения импеданса, полученные с использованием формулы (2.3).

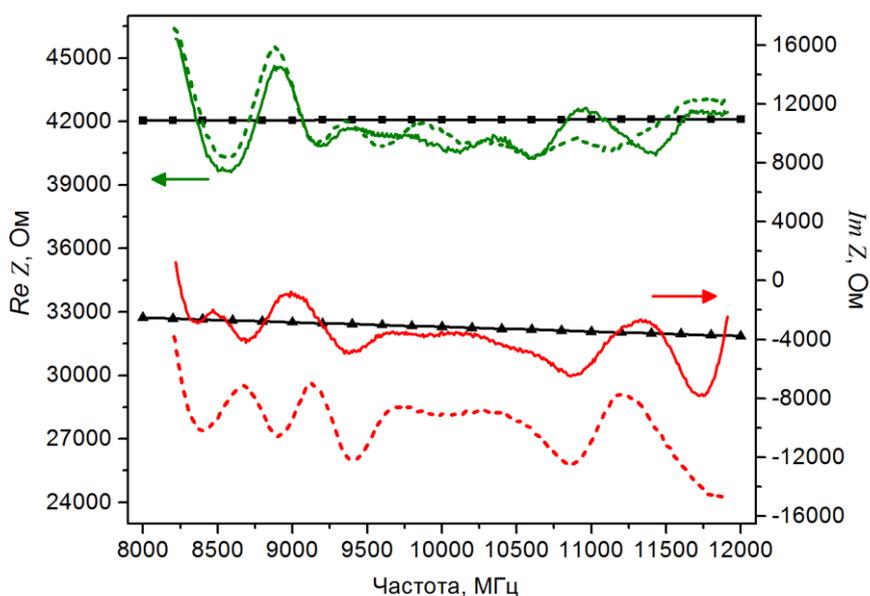


Рис. 2.5. Частотная зависимость импеданс нихромового микропровода.

Из сравнения этих результатов с теоретическими значениями импеданса нихромового провода видно, что экспериментальное определение вклада высших мод в коэффициент отражения позволяет существенно уменьшить погрешность измерения импеданса. При этом в диапазоне частот 9500 – 10500 МГц, в котором влияние собственного коэффициента отражения направленного ответвителя скомпенсировано в наибольшей степени методом, изложенным в [110], погрешность определения, как для действительной, так и для мнимой части импеданса, минимальна, а ошибка определения модуля импеданса не превышает 3%.

Отметим, что, несмотря на то, что величина  $\Sigma(r)$  довольно сильно зависит от радиуса  $r$  микропровода, как это показано на рис. 2.3, радиус провода с известным импедансом, используемого для экспериментального определения  $\Sigma(r)$ , может отличаться на 10-20% от радиуса измеряемого образца, и это не приведет к существенной погрешности определения импеданса образца.

### 2.3. Основные выводы по разделу 2

Предложен волноводный метод измерения комплексного импеданса и магнитной проницаемости микропроводов в диапазоне сверхвысоких частот, который является более простым экспериментально и более точным по сравнению с известными методами. Точность измерения импеданса практически полностью определяется только точностью измерения комплексного коэффициента отражения в волноводе, поскольку при решении соответствующей электродинамической задачи не используется квазистатическое приближение. Предложен способ повышения точности измерения импеданса микропроводов волноводным методом, основанный на экспериментальном определении вклада высших волноводных мод путем измерения коэффициента отражения проводов с известным импедансом.

Экспериментально показано, что относительная погрешность измерения импеданса с помощью волноводного метода, дополненного методикой компенсации вклада высших мод не превышает 3%.

Полученные в разделе 2 результаты опубликованы в статьях [120, 122, 123] и патенте [124].

## РАЗДЕЛ 3

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ГИГАНТСКОГО МАГНИТНОГО ИМПЕДАНСА В ДИАПАЗОНЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

#### 3.1. Методики измерений, экспериментальные образцы

##### 3.1.1. Методика измерений на основе скалярного анализатора цепей

Для измерения импеданса микропроводов в диапазоне сверхвысоких частот применяется волноводный метод. Теоретической основой метода является решение задачи рассеяния электромагнитной волны сверхвысокой частоты на проводящем микропроводе в прямоугольном волноводе, приведенное в разделе 2.1.1. Выражение (2.22) задает связь между комплексным коэффициентом отражения от провода, размещенного в волноводе на фоне металлического короткозамыкателя, и его комплексным полным сопротивлением (импедансом).

Большая часть результатов работы получена с помощью методики на основе скалярного анализатора цепей. В этом случае непосредственно измеряемой величиной является модуль коэффициента отражения, измеряемый на фиксированной частоте при непрерывной перестройке внешнего магнитного поля. Непосредственное вычисление из (2.22) импеданса провода при этом невозможно, но принимается, что он является однозначной функцией модуля коэффициента отражения.

Общий вид экспериментальной установки представлен на рис. 3.1.

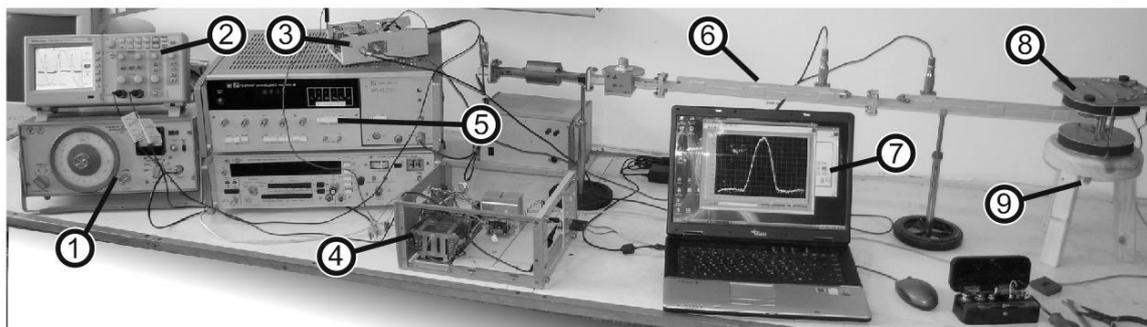


Рис. 3.1. Общий вид измерительной установки (1 – низкочастотный генератор, 2 – цифровой осциллограф, 3 – измерительный усилитель, 4 – низкочастотный усилитель для магнитных катушек, 5 – генератор СВЧ, 6 – комплект волноводных элементов скалярного рефлектометра, 7 – компьютер с программным обеспечением, 8 – катушки Гельмгольца, 9 – точка приложения аксиальных и вращательных напряжений).

Высокочастотный сигнал с генератора ГЧ-61 (диапазон частот от 8 до 12 ГГц) поступает в прямоугольный волноводный тракт. На входе волноводного тракта размещен согласовывающий ферритовый вентиль и перестраиваемый аттенюатор, позволяющий контролировать мощность СВЧ-волны, которая подается к исследуемому образцу. После аттенюатора расположена пара волноводных направленных ответвителей, с помощью которых часть мощности электромагнитной волны из основного тракта поступает на скалярный диодный детектор. Направленные ответвители соединены навстречу друг другу. Сигнал с диодного детектора первого ответвителя пропорционален мощности прямой волны, распространяющейся от генератора к нагрузке. Сигнал с диода второго ответвителя пропорционален мощности волны, отраженной от исследуемой нагрузки, в роли которой в настоящей работе выступает микропровод, помещенный в измерительную ячейку. Сигналы с выходов обоих диодных детекторов поступают на вход измерительного усилителя [111].

Силовой блок управления магнитным полем состоит из задающего низкочастотного генератора ГЗ-103 и усилителя мощности, питающего катушки Гельмгольца. Магнитное поле изменяется с частотой около 16 Гц, при этом обеспечивается плавное изменение знака при переходе через нулевое поле. Используемые усилитель и катушки позволяют создавать магнитное поле величиной до 80 Э. В ряде экспериментов, в которых требовалось приложение полей с напряженностью порядка нескольких сотен Эрстед, катушки Гельмгольца заменялись на электромагнит. Для определения величины напряженности поля использовался измеритель магнитной индукции Ш1-8.

Постоянное напряжение на выходе измерительного усилителя, пропорциональное мощности СВЧ-волны в волноводном тракте, и низкочастотный сигнал на выходе усилителя для катушек регистрируются с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS1001b. Дальнейшая обработка в режиме, приближенном к режиму реального времени, осуществляется с помощью программного обеспечения в среде LabView.

### 3.1.2. Многорезонансный метод измерения

Изложенная выше методика, основанная на измерении модуля коэффициента отражения от микропровода, является с экспериментальной точки зрения удобной и достаточно чувствительной. К сожалению, об изменении импеданса образца при измерениях таким методом можно судить лишь опосредовано – через изменение модуля коэффициента отражения. Это, в свою очередь, затрудняет анализ частотных зависимостей, поскольку коэффициент отражения от микропровода, помещенного в держатель, будет определяться не только магнитными свойствами самого образца, но электродинамическими условиями, в которых этот образец находится.

Для исключения перечисленных проблем необходимо из (2.22) непосредственно вычислять импеданс провода по измеренным значениям комплексного коэффициента отражения. Измерения комплексного коэффициента отражения могут быть выполнены с помощью векторного анализатора цепей или любым другим методом. В работе для этих целей применялся многорезонансный метод [109, 110], реализованный на установке, схематически изображенной на рис. 3.2 (а).

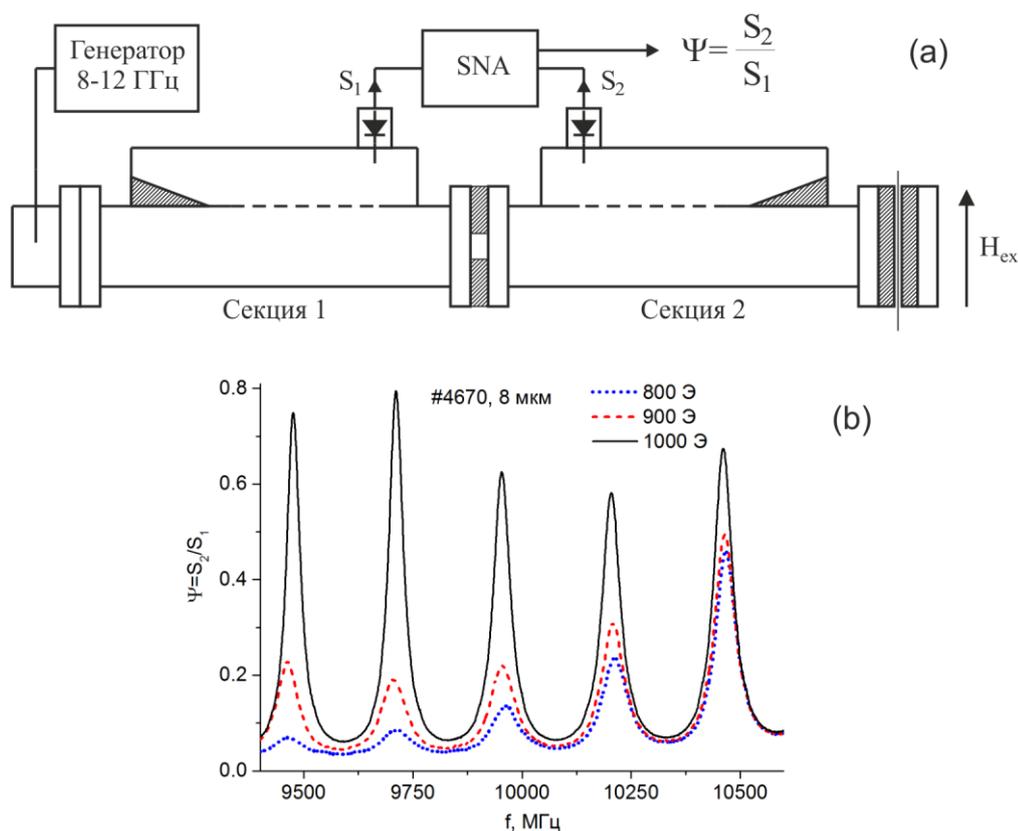


Рис. 3.2. Схема многорезонансной установки для измерения комплексного коэффициента отражения (а); фрагмент экспериментальной зависимости  $\Psi(f)$  для нескольких значений магнитного поля (b).

Отличие данной методики от изложенной в разделе 3.1.1 состоит в том, что между волноводными секциями с направленными ответвителями помещена тонкая индуктивная диафрагма. Таким образом, секция, ограниченная с одной стороны диафрагмой, а с другой исследуемым

микропроводом на фоне металлического короткозамыкателя, представляет собой волноводный резонатор с относительно невысокой добротностью.

Непосредственно измеряемой величиной является многорезонансная зависимость  $\Psi(f) = S_2/S_1$ , где  $S_1, S_2$  – сигналы, снимаемые со скалярных детекторов направленных ответвителей. Пример такой зависимости, полученной при автоматической развертке по СВЧ-полю в диапазоне частот качания генератора и нескольких фиксированных значениях внешнего аксиального магнитного поля, представлен на рис. 3.2 (b). Как видно из рисунка, изменение импеданса провода приводит к незначительному смещению резонансных пиков и изменению их ширины. Обработка функции  $\Psi(f)$  методом, изложенным в [109, 110], позволяет определить комплексный коэффициент отражения, а по его значениям из (2.22) вычислить импеданс провода.

Многорезонансный метод является достаточно точным (погрешность определения коэффициента отражения не превышает 2%), что позволяет вычислять импеданс проводов с соответствующей малой погрешностью. Одновременно с этим, чувствительность многорезонансного метода, т.е. его способность различать близкие значения импеданса, отличающиеся меньше, чем на величину погрешности, недостаточна. Также к недостаткам следует отнести трудоемкость и большой объем требующихся вычислений [109]. Перечисленное ограничивает область применения многорезонансного метода. Фактически с его помощью были получены только результаты, относящиеся к явлению ферромагнитного резонанса (раздел 3.2.1) и первичные частотные зависимости эффекта GMI (раздел 3.2.2).

### 3.1.3. Измерительная ячейка, образцы микропроводов

Для размещения микропровода в измерительной линии применяется специальный держатель, который представляет собой волноводный фланец, с одной стороны которого сделан узкий канал, рис. 3.3. Узлы держателя, соединительные винты и прочие элементы изготовлены из немагнитного металла, чтобы не возмущать внешнее постоянное магнитное поле. Провод закрепляется на одной из сторон фланца, а с другой стороны свободно выходит за пределы волновода. За проводом располагается металлический короткозамыкатель, расстояние до которого выбирается таким образом, чтобы на заданной частоте измерений микропровод находился вблизи пучности электрического поля. Аксиальные напряжения создаются с помощью грузов, подвешиваемых к свободному концу провода, напряжения вращения – путем закручивания провода на целое число оборотов. Также через провод может пропускаться постоянный ток от внешнего источника питания. Внешнее магнитное поле прикладывается вдоль оси провода.

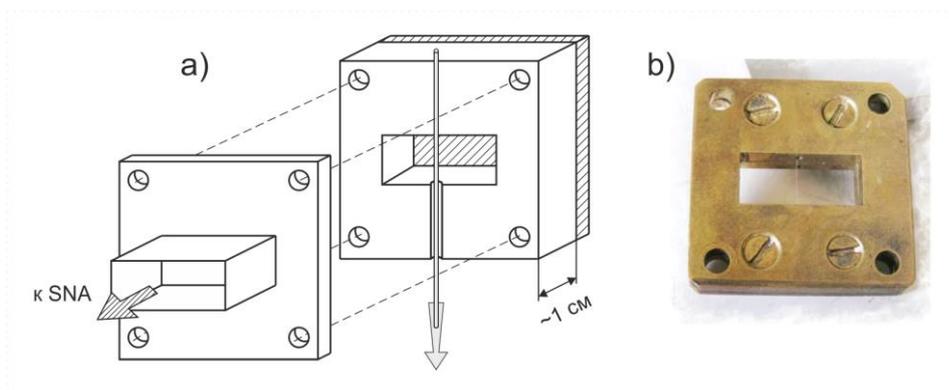


Рис. 3.3. Схема размещения провода в закороченном волноводе (а), фотография измерительной ячейки с микропроводом (б).

В работе представлены результаты измерений для проводов из трех сплавов на основе кобальта. За счет соответствующего подбора

концентрации атомов железа все провода имели отрицательную и близкую к нулю константу магнитострикции  $\sim 10^{-7}$ , прочие параметры приведены в таблице 3.1. Серия образцов на основе сплава #4918 имеет различное соотношение диаметра металлической жилы к общему диаметру провода. В целом, однако, задача работы состояла в выделении общих закономерностей GMI на сверхвысоких частотах, а не в изучении его особенностей от состава или соотношения линейных размеров провода.

Образцы микропроводов для исследований были предоставлены фирмой АМОТЕС (Молдавия).

**Таблица 3.1. Образцы аморфных микропроводов.**

Номер сплава	Состав провода	$d$ , мкм	$D$ , мкм	$\rho$ , кОм/м
#4670	$Co_{68.7}Fe_4Ni_1B_{13}Si_{11}Mo_{2.3}$	8.2	13.8	24.5
#4918	$Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$	12.1	14.2	16.73
		18.0	19.2	4.74
		25.4	30.0	3.14
		30.6	41.0	1.48
#4924	$Co_{66.94}Fe_{3.83}Ni_{1.44}B_{11.51}Si_{14.59}Mo_{1.69}$	17.2	20.8	6.2

Несмотря на то, что провода имеют близкие друг к другу составы, их магнитные свойства, в т.ч. эффект GMI, могут существенно различаться. Это связано как с разными условиями их изготовления (скоростью вытягивания из капилляра, интенсивностью охлаждения и т.д.), так и с разным соотношением диаметров  $d/D$ , что приводит к существенным различиям в аморфной структуре образцов и картине распределения закалочных напряжений по объему провода. Отчасти эти различия могут

быть сняты дополнительной термообработкой, в ходе которой активируются процессы структурной релаксации, но изучение особенностей этих процессов выходит за рамки работы.

## 3.2. Импеданс провода в широком диапазоне частот и магнитных полей

### 3.2.1. Импеданс в сильных магнитных полях. Ферромагнитный резонанс

Ферромагнитный резонанс в металлах имеет свои особенности, связанные с глубиной проникновения СВЧ поля в образец. В работах [54, 58] рассмотрено явление резонансного поглощения в металлических микропроводах и показано, что частота ФМР зависит от диаметра провода. Если диаметр провода  $d$  существенно превышает глубину проникновения  $\delta$  электромагнитной волны, то для всех спиновых волн цилиндрической симметрии их частота ФМР определяется формулой Киттеля для касательно намагниченной пленки:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H + H_a + 4\pi M_s)(H + H_a). \quad (3.1)$$

Здесь  $\omega = 2\pi f$  – частота ФМР,  $\gamma / 2\pi = 2.8$  МГц/Э – гиромагнитное отношение,  $H$  – внешнее постоянное магнитное поле,  $H_a$  – поле анизотропии, обусловленное магнитоупругим взаимодействием,  $M_s$  – намагниченность насыщения. При выполнении условия  $d \gg \delta$  выражение (3.1) относится и к наиболее низко лежащим модам: циркулярной с азимутальным числом  $n = 0$  и дипольной с  $n = \pm 1$ .

В противоположном случае очень тонких проводов частота ФМР циркулярной моды с  $n = 0$  по-прежнему определяется (3.1), а дипольной

моды  $n = \pm 1$  формулой Киттеля для однородно намагниченного бесконечного цилиндра:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H + H_a + \frac{M_s}{2}. \quad (3.2)$$

Так как толщина используемых в работе проводов  $d \gg \delta$ , то для интерпретации влияния гиромангнитных эффектов на импеданс используется формула (3.1).

Неоднородное распределение переменного магнитного поля на глубине скин-слоя приводит к возникновению неоднородного обменного взаимодействия, которое, в свою очередь, приводит к неоднородному уширению линии ФМР. Обменный вклад в ширину линии обратно пропорционален глубине магнитного скин-слоя [57]. На параметры ФМР влияют также условия закрепления спинов на поверхности микропровода.

На первом этапе работы для проверки волноводной методики, а также с целью определения намагниченности насыщения материала провода, были выполнены измерения с микропроводом  $Co_{68.7}Fe_4Ni_{13}Si_{11}Mo_{2.3}$  (образец #4670) в полях, при которых выполняются условия ФМР. В ходе измерений дополнительно описанным в разделе 2.2 методом экспериментально определялся вклад высших гармоник в значение импеданса.

На рис. 3.4 (а) представлены результаты измерения импеданса микропровода при нескольких значениях внешнего постоянного магнитного поля, вблизи которых имеет место особенность частотной зависимости полного сопротивления.

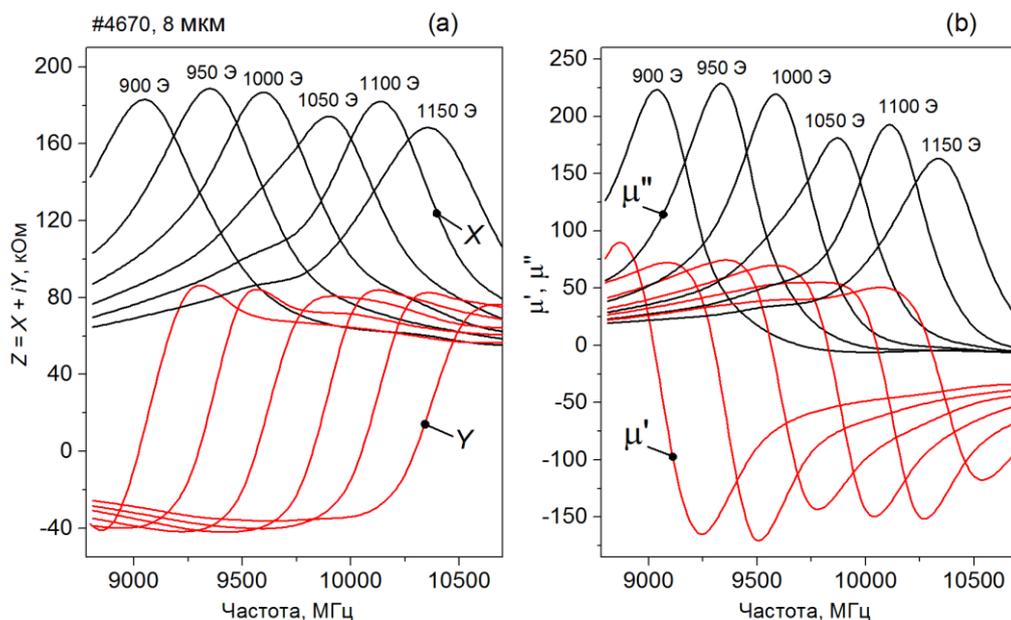


Рис. 3.4. Частотные зависимости импеданса (а) и эффективной магнитной проницаемости (б) микропровода  $Co_{68.7}Fe_4Ni_1B_{13}Si_{11}Mo_{2.3}$  (импеданс пересчитан на 1 метр провода).

Из решения уравнения (2.23) по измеренным значениям импеданса были вычислены значения эффективной магнитной проницаемости, рис. 3.4 (б). Полученные частотные зависимости действительной и мнимой компонент магнитной проницаемости типичны для ферромагнитного резонанса [54, 55]. Линии ФМР неоднородно уширены, а частота резонанса зависит от приложенного поля. Ширина линии на частоте 9 ГГц составляет около 500 Э и несколько увеличивается с частотой. Довольно большое значение ширины линии ФМР, а также его форма резонансного пика, свидетельствуют о вкладе неоднородного обменного взаимодействия, обусловленного скин-эффектом [57].

На рис. 3.5 приведена экспериментальная зависимость частоты ФМР от напряженности внешнего магнитного поля, построенная по данным рис. 3.4.

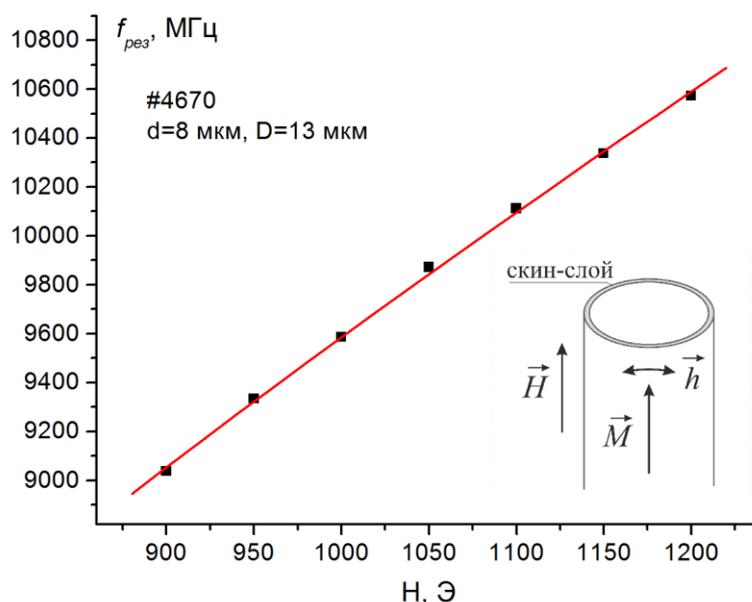


Рис. 3.5. Зависимость резонансной частоты ФМР от напряженности внешнего магнитного поля (маркеры – экспериментальные значения, сплошная линия – аппроксимация с помощью уравнения (3.3)).

Поскольку поле анизотропии для микропроводов обычно невелико и не превышает нескольких десятков Эрстед, то им можно пренебречь по сравнению со слагаемыми  $H$  и  $4\pi M_s$  в выражении (3.1), которое тогда преобразуется к виду:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H + 4\pi M_s)H. \quad (3.3)$$

По значениям внешнего магнитного поля и соответствующим им значениям резонансных частот, которые приведены маркерами на рис. 3.5, из соотношения (3.3) была определена величина намагниченности насыщения материала провода. Для микропровода  $Co_{68.7}Fe_4Ni_{13}Si_{11}Mo_{2.3}$  (сплав #4670) величина намагниченности составила  $M_s = 853 \pm 5$  ед/с.

Аналогичные измерения импеданса, эффективной проницаемости и намагниченности насыщения были выполнены для серии образцов микропровода состава  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$  (сплав #4918). Из таблицы 3.1 видно, что статическое погонное сопротивление этой серии образцов меньше, чем у провода на основе сплава #4670, поэтому, как было показано ранее компьютерным моделированием, относительная погрешность определения импеданса, проявляющаяся в виде волнообразных колебаний и связанная с систематической погрешностью определения коэффициента отражения, будет выше. Это затрудняет анализ экспериментальных результатов. Тем не менее, с оговоркой на точность эксперимента, было показано, что основные параметры ФМР слабо зависят от диаметра провода и соотношения диаметра металлической жилы к общему диаметру провода. Это ожидаемый результат, поскольку размерные особенности ФМР могут появляться в проводах, имеющих диаметр металлической жилы сравнимый с глубиной скин-слоя. На частоте 10 ГГц такие эффекты ожидаются в проводах диаметром не более 1 мкм [54]. Также была определена величина намагниченности насыщения для микропроводов состава  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$  (сплав #4918), которая составила  $M_s = 541 \pm 6$  етл/сс.

### 3.2.2. Импеданс микропровода при перемагничивании в пределах поля анизотропии

С помощью многорезонансной методики и с применением метода компенсации вклада высших волноводных мод (раздел 2.2) были выполнены измерения импеданса провода  $Co_{68.7}Fe_4Ni_1B_{13}Si_{11}Mo_{2.3}$  (сплав #4670) при изменении внешнего магнитного поля с малым шагом в пределах от  $-20$  Э до  $+20$  Э. При каждом фиксированном значении магнитного поля в диапазоне частот возбуждающего поля от 8 до 12 ГГц

производилось измерение комплексного коэффициента отражения от микропровода и вычисление его импеданса. Результаты измерений – частотно-полевая зависимость модуля импеданса – представлены на рис. 3.6.

Наблюдаемая особенность в малых полях называется эффектом гигантского магнитного импеданса (GMI-эффектом). В рассматриваемом образце, имеющем отрицательный знак константы магнитострикции и благодаря замороженным в процессе его изготовления напряжениям, реализуется циркулярная анизотропия. Поскольку ось легкого намагничивания перпендикулярна приложенному внешнему магнитному полю, то экспериментальная зависимость имеет вид симметричного пика, ограниченного эффективным полем анизотропии. Такого рода кривые в литературе обычно называются ‘valve-like’ [99], что отражает переход между двумя фиксированными состояниями в процессе перемагничивания.

В пределах пика величина импеданса изменяется примерно на 40%, а после достижения поля  $\pm 10$  Э входит в насыщение и остается практически неизменной вплоть до полей, при которых наблюдается ФМР. Это также является ожидаемым результатом, поскольку, как было отмечено в обзоре, в диапазоне СВЧ динамическая магнитная проницаемость в малых полях изменяется незначительно. Фактически мы наблюдаем ситуацию, изображенную на рис. 1.5, когда эффекты GMI и ФМР достоверно разнесены по полю и могут рассматриваться независимо друг от друга.

Необходимо отметить, что экспериментальные зависимости GMI в диапазоне сверхвысоких частот были получены впервые; до этого верхний предел измерений не превышал 3 ГГц.

Как можно видеть из рис. 3.6, абсолютная величина импеданса  $Z$  и амплитуда GMI отклика незначительно уменьшаются с увеличением частоты, тогда как ширина пика остается неизменной. Уменьшение величины  $Z$  и GMI, как следует из (1.14), можно связать с уменьшением

динамической магнитной проницаемости провода  $\mu$  с ростом частоты. Ширина же пика определяется полем циркулярной анизотропии, которое отражает статические магнитные свойства провода и от частоты не зависит.

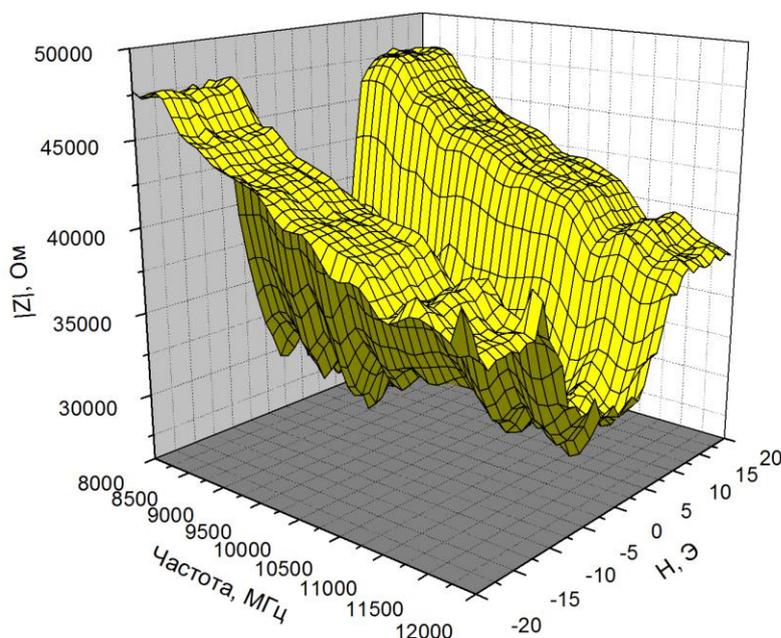


Рис. 3.6. Эффект GMI в проводе  $\text{Co}_{68.7}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Mo}_{2.3}$  (сплав #4670) в диапазоне частот 8-12 ГГц (импеданс пересчитан на 1 метр провода).

Видимые на графике волнообразные изменения импеданса и резкие скачки связаны с относительно невысокой точностью измерения комплексного коэффициента отражения с помощью многорезонансного метода и не отражают реальных физических свойств провода. Величина этой ошибки качественно согласуется с теоретической оценкой, приведенной на рис. 2.2.

Для количественной оценки величины эффекта GMI применяется выражение (1.17). В диапазоне сверхвысоких частот для рассматриваемого образца отношение  $\eta$  достигает величины порядка 40%.

Для сравнения эффект GMI в рассматриваемом проводе был измерен в университете UPV (Испания) с помощью традиционной коаксиальной

методики [81] в диапазоне частот 10-500 МГц. Результаты измерений для нескольких фиксированных значений частоты представлены на рис. 3.7.

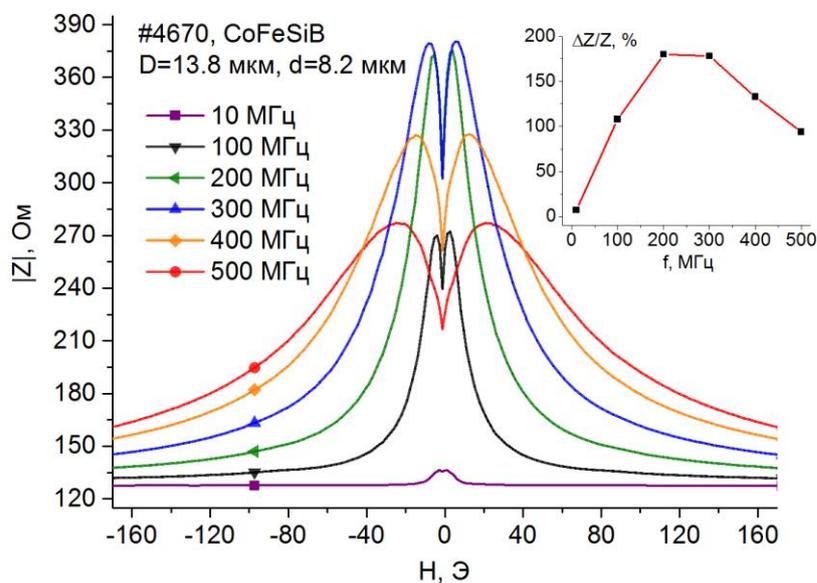


Рис. 3.7. Эффект GMI в проводе  $Co_{68.7}Fe_4Ni_1B_{13}Si_{11}Mo_{2.3}$  (сплав #4670) в диапазоне частот 10-500 МГц; отношение  $\Delta Z/Z$  (на вставке).

Полученные зависимости типичны для микропроводов на основе кобальта и имеют вид двух симметричных относительно нулевого поля пиков. С ростом частоты максимум GMI смещается в сторону больших полей вслед за смещением резонансного поля ФМР. На частоте 500 МГц на экспериментальной кривой уже различим характерный перегиб, связанный с разделением эффектов GMI и ФМР.

На вставке к рис. 3.7, показано как с увеличением частоты изменяется отношение  $\eta$ . Максимальное значение  $\eta = 180\%$  достигается на частоте около 200 МГц, а затем с ростом частоты оно монотонно уменьшается. С точки зрения конструирования датчиков магнитного поля, необходимо обеспечить наибольшую чувствительность сенсорного элемента, поэтому такие устройства обычно работают на частотах порядка сотен мегагерц [13-16]. Тем не менее, для ряда специфических приложений диапазона

СВЧ (композиционные материалы, радиопоглощающие покрытия) величина  $\eta \sim 40$  % может быть вполне удовлетворительной [8-11].

### **3.3. Влияние аксиальных и вращательных механических напряжений на эффект GMI**

#### 3.3.1. Влияние аксиального растяжения

Приведенный на рис. 3.6 GMI-отклик от провода наблюдается при его перемагничивании в пределах эффективного поля анизотропии. Это поле по своей природе определяется магнитоупругим взаимодействием, поэтому приложение механических напряжений должно приводить к изменению формы пика. Для системного изучения влияния механических напряжений применялась более чувствительная методика на основе скалярного рефлектометра, изложенная в разделе 3.1.1.

На рис. 3.8 представлена серия кривых GMI, полученная для микропровода  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$  (сплав #4918) с диаметром металлической жилы 12 мкм, при различной величине приложенных аксиальных напряжений в пределах от 0 до 620 МПа. Напряжения создавались подвешиванием к микропроводу грузиков в следующей последовательности: 0 г, 2 г, 5 г и 10 г (кривые обозначены заштрихованными маркерами). После достижения максимального веса повторно измерялся GMI отклик с грузом 5 г и 10 г (кривые с пустыми маркерами). Торсионные напряжения в этой серии экспериментов к проводу не прикладывались.

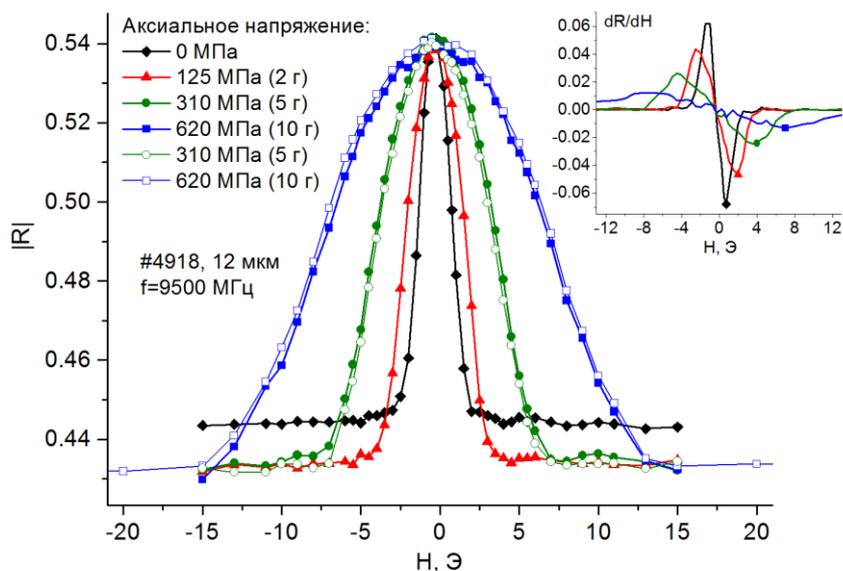


Рис. 3.8. Влияние аксиального растяжения на эффект GMI микропровода  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$  (сплав #4918,  $d = 12$  мкм); определение поля анизотропии по максимуму первой производной GMI (на вставке).

При каждой нагрузке внешнее магнитное поле разворачивается от  $-20$  Э до  $+20$  Э и в обратную сторону, маркеры на графиках соответствуют отдельным значениям поля. На рис. 3.8 изображена только одна ветка кривой GMI, соответствующая возрастанию магнитного поля, поскольку (с оговоркой на точность эксперимента) магнитный гистерезис в экспериментальных зависимостях не наблюдался.

Из рис. 3.8 можно выделить следующие характерные особенности:

- Кривые GMI имеют вид одного пика, симметричного относительно поля  $H = 0$  Э. На экспериментальных пиках существует поле насыщения, после достижения которого реализуется «полочка», на которой наклон зависимости GMI близок к нулю.
- Аксиальная нагрузка приводит к уширению экспериментальных кривых GMI. Известно, что ширина кривой GMI определяется эффективным полем циркулярной анизотропии, которое препятствует

перемагничиванию провода [3]. Таким образом, приложение аксиальной нагрузки приводит к увеличению эффективного поля циркулярной анизотропии, т.е. провод становится более магнитожесткими.

– Поле анизотропии (или поле насыщения) монотонно возрастает с увеличением приложенного напряжения.

– Амплитуда эффекта GMI при приложении напряжения существенно не изменяется. За исключением кривой, соответствующей ненагруженному проводу на рис. 3.8, остальные пики имеют близкие максимальные и минимальные значения сигнала, причем максимальное значение во всех случаях достигается при поле  $H=0$  Э.

– Вблизи нулевого поля кривые имеют плавную квадратичную зависимость. Качественно это может быть пояснено тем, что GMI-отклик пропорционален квадрату составляющей намагниченности  $M_z$  вдоль оси провода, поэтому, если в нулевом поле  $M_z = 0$ , что имеет место в случае идеальной циркулярной анизотропии, то при малом поле возникнет  $M_z \propto H_z$  и  $GMI \propto H_z^2$ .

– С точностью до погрешности эксперимента гистерезис на экспериментальных кривых не наблюдается.

– Влияние аксиальных напряжений обратимо. Это видно по совпадению (как по ширине, так и по амплитуде пика) кривых под нагрузками 310 и 620 МПа на рис. 3.8. Это ожидаемый результат, поскольку известно, что в аморфных сплавах такого типа порог эластичности довольно высокий [112], а пластические деформации под нагрузками, не приводящими к механическому разрушению образца, имеют место только при дополнительной термообработке [66-69].

Зависимости, аналогичные изображенным на рис. 3.8, были получены для всех образцов микропроводов. Например, в следующем разделе на рис. 3.9 приведены кривые GMI для провода  $Co_{68.7}Fe_4Ni_1B_{13}Si_{11}Mo_{2.3}$  (сплав

#4670), имеющего диаметр металлической жилы 8.2 мкм, при последовательном увеличении аксиального напряжения от 0 до 2800 МПа. Как можно видеть, все перечисленные выше особенности, характерные для аксиальных напряжений, имеют место и в этом случае.

### 3.3.2. Определение константы магнитострикции

Одной из практических задач, которую можно решать с помощью эффекта GMI, является измерение константы магнитострикции образца. В наиболее простой интерпретации ширина пика GMI связана с магнитной жесткостью приповерхностной области металлической жилы. Этой области сопоставляется эффективное поле циркулярной анизотропии, которое по своей природе является полем магнитоупругой анизотропии.

В отсутствие дальнего кристаллического порядка микропровод обладает изотропной магнитострикцией. В таком случае магнитоупругая энергия упругодеформированного внешним напряжением магнетика выражается следующим образом:

$$f_{me} = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi, \quad (3.4)$$

где  $\varphi$  – угол между направлением намагниченности и осью, вдоль которой приложено однородное напряжение. Сравнивая (3.4) с соответствующим выражением для плотности энергии магнитной анизотропии одноосного кристалла, можно заключить, что приложение механического напряжения приводит к возникновению одноосной анизотропии. Множитель перед  $\cos^2 \varphi$  имеет смысл константы магнитоупругой анизотропии  $K_{me} = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma$ .

Выражение для эффективного поля анизотропии примет вид:

$$H_a = \frac{2K_{me}}{M_s} = -\frac{3\lambda_s\sigma}{M_s}. \quad (3.5)$$

Формула (3.5) не может быть непосредственно использована для определения константы магнитострикции  $\lambda_s$ . Это связано как минимум с двумя факторами. Во-первых, в микропроводе помимо наведенных одноосных внешних напряжений существуют замороженные в процессе производства остаточные напряжения, которые не учтены в (3.5). Эти напряжения сложным образом распределены по объему образца и заранее неизвестны. Во-вторых, в аморфных сплавах константа магнитострикции  $\lambda_s$  является слабой функцией механических напряжений [65]:

$$\lambda_s = \lambda_{s,0} - A\sigma, \quad (3.6)$$

где  $\lambda_{s,0}$  – магнитострикция образца в отсутствие напряжений,  $A$  – константа порядка  $10^{-10}$  МПа<sup>-1</sup>. Пара величин  $\lambda_{s,0}$  и  $A$  должна определяться одновременно из функциональной зависимости  $H_a(\sigma)$ . Для этого, продифференцировав равенство (3.5), получим:

$$\lambda_s = -\frac{M_s}{3} \frac{dH_a}{d\sigma}. \quad (3.7)$$

Для нахождения зависимости  $H_a(\sigma)$  экспериментальные значения поля анизотропии аппроксимируем полиномом второй степени вида:

$$H_a = a\sigma^2 + b\sigma + c, \quad (3.8)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – подлежащие определению константы.

Подставим (3.8) в (3.7) и перепишем (3.7) в системе СИ, более удобной для проведения вычислений:

$$\lambda_s = -\frac{\mu_0 M_s}{3} \frac{dH_a}{d\sigma} = -\frac{\mu_0 M_s}{3} (2a\sigma + b). \quad (3.9)$$

Сравнивая (3.9) с (3.6), окончательно заключаем, что

$$\lambda_{s,0} = -\frac{\mu_0 M_s}{3} b, \quad A = \frac{2}{3} \mu_0 M_s a. \quad (3.10)$$

Таким образом, процедура для экспериментального определения величины константы магнитострикции состоит в следующей последовательности действий: необходимо выполнить серию измерений зависимостей GMI при различных значениях аксиальной нагрузки, определить зависимость ширины пиков (поля анизотропии) от величины напряжения, аппроксимировать полученную зависимость  $H_a(\sigma)$  полиномом (3.8), по коэффициентам этого полинома с использованием (3.10) вычислить искомые величины  $\lambda_{s,0}$  и  $A$ .

Такого рода измерения и вычисления были выполнены для серии образцов микропровода  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$  (сплав #4918), имеющих различное соотношение толщины металлической жилы и стеклянной оболочки. Пример экспериментальных кривых для провода, имеющего диаметр металлической жилы 12 мкм, был приведен выше на рис. 3.8.

Также были выполнены измерения для микропровода состава  $Co_{68.7}Fe_4Ni_1B_{13}Si_{11}Mo_{2.3}$  (сплав #4670). Экспериментальные зависимости GMI-отклика провода при нескольких значениях приложенного аксиального напряжения представлены на рис. 3.9.

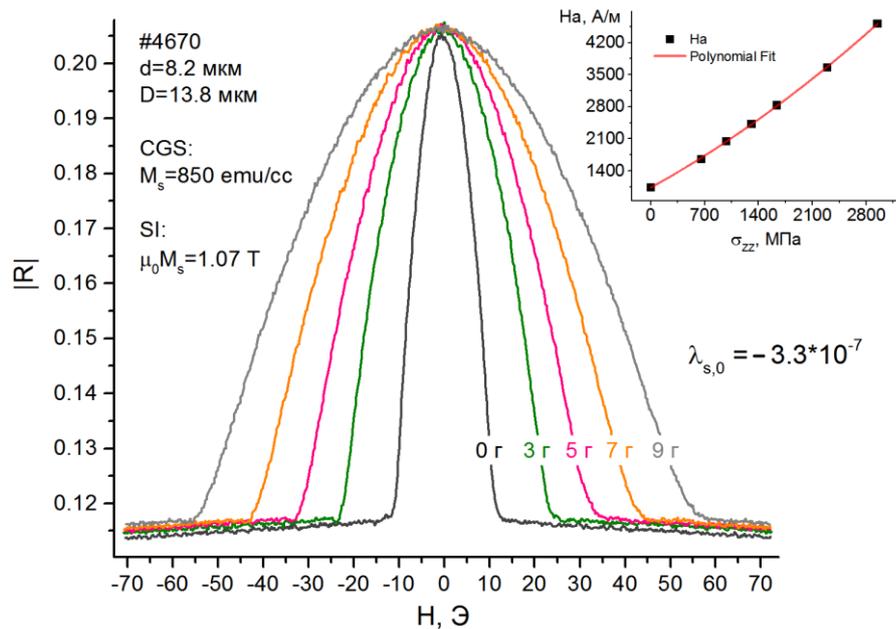


Рис. 3.9. Влияние аксиального растяжения на эффект GMI микропровода  $Co_{68.7}Fe_4Ni_1B_{13}Si_{11}Mo_{2.3}$  (сплав #4670); зависимость поля насыщения от величины аксиальной нагрузки (на вставке).

Для оценки величины напряжения, наводимого в металлической жиле провода грузом, использовалось выражение [6], учитывающее наличие в реальных проводах стеклянной оболочки:

$$\sigma_{zz} = \frac{E_1}{E_1\rho^2 + E_2(1-\rho^2)} \tilde{\sigma}_{zz}, \quad (3.11)$$

где  $\rho = d/D$ ,  $d$  – диаметр металлической жилы,  $D$  – общий диаметр микропровода со стеклом,  $\tilde{\sigma}_{zz} = mg/S$  – усредненное по общему сечению  $S$  значение аксиального напряжения, создаваемое грузом массы  $m$ , подвешенного к проводу,  $E_1 \approx 210$  ГПа – модуль Юнга металлической жилы,  $E_2 \approx 70$  ГПа – модуль Юнга стеклянной оболочки. В ряде работ [76, 77] авторами стеклянная оболочка в расчеты не включается. Это приводит

к некорректной оценке  $\sigma_{zz}$  и, соответственно, константы магнитострикции материала провода.

Под шириной пика понимается разность между полями, на которых зависимость  $GMI$  входит в насыщение. Если шаг по полю в эксперименте был установлен достаточно большим, как это, например, имеет место на рис. 3.8, то точное определение этих полевых точек является затруднительным. В этом случае поле анизотропии может быть оценено по положению максимума на производной  $dR/dH$ , как это изображено на вставке к рис. 3.8. Таким способом были получены приведенные на рис. 3.10 экспериментальные зависимости  $H_a(\sigma)$  для серии образцов на основе сплава #4918. Строго говоря, такой подход является неверным, поскольку поле, на котором наблюдается максимум производной, не совпадает с полем анизотропии. Но, принимая во внимание, что в выражение (3.7) входит не абсолютное значение поля насыщения  $H_a$ , а его зависимость от напряжения  $\sigma$ , учитываемая через производную, можно заключить, что использованный способ определения  $H_a$  не внесет существенной погрешности. В случае, если измерения выполнены с высоким разрешением по полю, значения  $H_a$  могут быть определены непосредственно из экспериментальных кривых, см. вставку к рис. 3.9.

Отметим, что, как это и ожидается теоретически, вследствие зависимости (3.6) константы магнитострикции от напряжения, во всех случаях (рис. 3.9, 3.10) было экспериментально получено, что связь между полем насыщения и приложенным напряжением задается квадратичной функцией вида (3.8). Рассчитанные значения констант магнитострикции для всех исследуемых образцов собраны в таблице 3.2 и хорошо согласуются с известными из литературы данными.

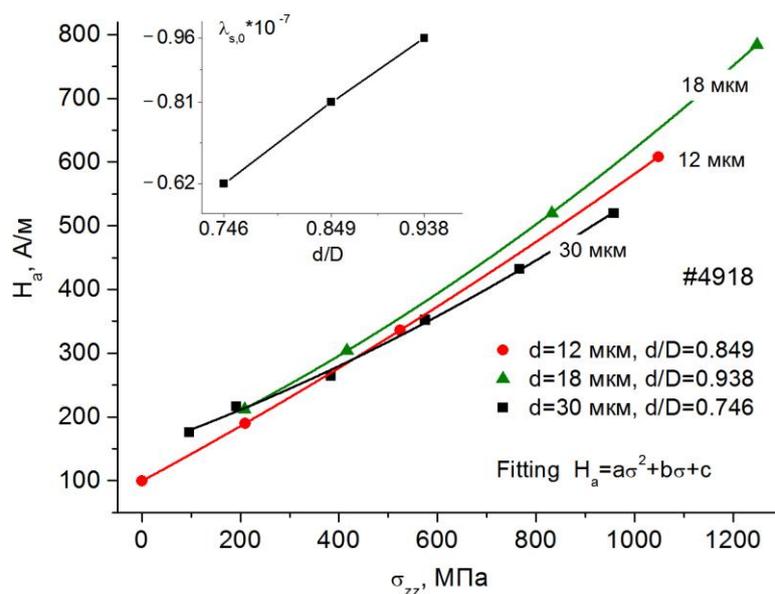


Рис. 3.10. Зависимость поля анизотропии  $H_a$  от  $\sigma_{zz}$  для набора проводов состава  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$ ; зависимость константы магнитострикции от приведенного диаметра провода (на вставке).

**Таблица 3.2. Константа магнитострикции микропроводов.**

Номер сплава	Состав провода	$d$ , мкм	$d/D$	$\lambda_{s,0} \cdot 10^{-7}$
#4670	$Co_{68.7}Fe_4Ni_1B_{13}Si_{11}Mo_{2.3}$	8.2	0.6	-3.3
#4918	$Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$	12.1	0.849	-0.81
		18.0	0.938	-0.96
		30.6	0.746	-0.62

Эксперимент с различным соотношением  $d/D$  показывает, что увеличение на 26% отношения  $d/D$  приводит примерно такому же (30%) увеличению константы магнитострикции. Это означает, что при уменьшении эффективного диаметра оболочки распределение атомов в аморфной матрице провода при его изготовлении модифицируется таким

образом, что равновесная константа магнитострикции провода увеличивается. Зависимость константы магнитострикции от приведенного диаметра провода изображена на вставке к рис. 3.10.

Необходимо отметить, что изложенный в данном разделе метод, чувствителен к заданию размеров провода (диаметра металлической жилы и толщины стекла), к точности определения поля анизотропии и т.д. Даже небольшие отклонения в этих параметрах приводят к существенной разнице в вычисляемых значениях константы магнитострикции. К тому же, в связи с тем, что величина остаточных напряжений, наведенных в проводе в процессе изготовления, остается неизвестной величиной, величина  $\lambda_{s,0}$ , задаваемая выражением (3.10), является не столько параметром исследуемого материала, сколько характеристикой конкретного образца микропровода.

### 3.3.3. Влияние торсионных напряжений

Перейдем к изучению влияния на СВЧ GMI кручения провода на примере провода состава  $Co_{66.94}Fe_{3.83}Ni_{1.44}B_{11.51}Si_{14.59}Mo_{1.69}$  с диаметром металлической жилы 17.2 мкм и общим диаметром 20.8 мкм. Пример экспериментальных кривых GMI для этого образца приведен на рис. 3.11.

Исходная кривая, соответствующая ненагруженному и незакрученному проводу (на графике обозначена пустыми маркерами), имеет ширину около 2 Э и для образцов данного типа практически всегда является несколько асимметричной. Как будет показано ниже, по всей видимости, в данном проводе остаточные закалочные напряжения приводят к формированию геликоидальной анизотропии. Для подавления геликоидальной анизотропии, а также с целью более наглядного представления влияния на эффект GMI напряжений вращения, к образцу было приложено аксиальное напряжение величиной 1085 МПа. Под

действием этого напряжения микропровод был последовательно закручен до 33 оборотов (максимальный угол кручения составил 20.7 рад/см).

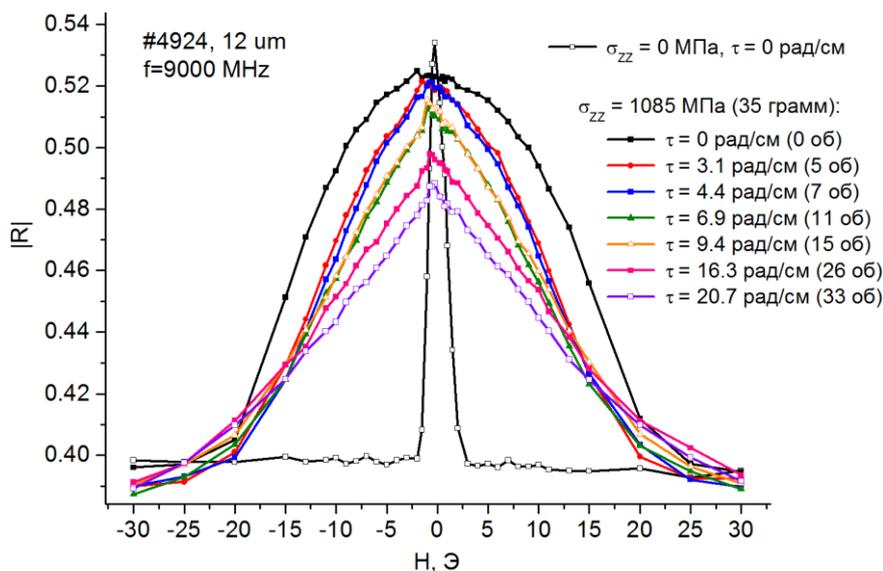


Рис. 3.11. Изменение формы пика GMI под действием торсионных напряжений для провода  $Co_{66.94}Fe_{3.83}Ni_{1.44}B_{11.51}Si_{14.59}Mo_{1.69}$  (сплав #4924).

Отметим следующие наиболее важные экспериментальные особенности:

- Зависимости GMI по-прежнему имеют вид одного пика, но при закручивании форма этого пика существенно видоизменяется, в том числе он становится несимметричным относительно поля  $H = 0$  Э.
- Торсионные напряжения также приводят к уширению кривых GMI, но, в отличие от случая аксиальных напряжений, выход на состояние насыщения становится затянутым. Намагничивание провода до состояния насыщения требует существенно больших полей даже для небольших углов кручения. Это свидетельствует о неоднородном отклонении по объему провода локальных осей анизотропии от циркулярного направления.

– Амплитуда эффекта при приложении вращательных напряжений достоверно уменьшается. При этом общее уменьшение величины  $\eta$  происходит за счет уменьшения максимального значения GMI-отклика в малых полях, а сигнал в относительно больших полях (близких к полям насыщения) остается практически неизменным и совпадает с сигналом от незакрученного или подверженного только аксиальному растяжению провода. Последнее говорит о том, что магнитные состояния закрученного и незакрученного провода, намагниченного до состояния насыщения, одинаковы.

– Плавная квадратичная зависимость GMI вблизи нулевого поля, характерная для аксиальных напряжений, изменяется на линейную зависимость, наклон которой увеличивается с ростом числа оборотов. Последнее качественно может быть интерпретировано следующим образом. При наличии кручения изменяется аксиальная составляющая намагниченности так, что в отсутствие поля  $M_z \neq 0$ . При приложении малого поля имеем  $M_z = M_{z0} + AH_z$ , где  $M_{z0}$  – начальное ненулевое значение намагниченности при  $H_z = 0$ ,  $A$  – некоторая константа. Для GMI отклика, пропорционального квадрату намагниченности, в этом случае получим  $GMI \propto (M_{z0} + AH_z)^2 \approx M_{z0}^2 + 2AM_{z0}H_z$ , где слагаемым при  $H_z^2$  пренебрегается по сравнению с линейным членом. Более подробный анализ причин, приводящих к изменению формы пика, приводится в разделе 4.

– При определенном критическом значении поля, не превышающем для всех образцов единиц Эрстед, имеет место резкий срыв на зависимостях GMI. При перемагничивании провода в противоположном направлении, критическое поле срыва также изменяет знак, т.е. наблюдается магнитный гистерезис. Наиболее важные с практической точки зрения особенности этого гистерезиса будут систематизированы ниже.

– Серия экспериментов, проведенных с большим числом образцов, показывает, что, аналогично аксиальным напряжениям, влияние кручения является обратимым.

Анализируя перечисленные особенности можно заключить, что кручение видоизменяет магнитную структуру провода и создает новое равновесное распределение магнитных моментов, определяемое наводимой геликоидальной анизотропией.

Следующие экспериментальные результаты, приведенные на рис. 3.12, иллюстрируют, как происходит последовательное изменение формы GMI-отклика при растяжении и закручивании. Данные также получены для образца микропровода  $Co_{66.94}Fe_{3.83}Ni_{1.44}B_{11.51}Si_{14.59}Mo_{1.69}$  (сплав #4924), но в отличие от рис. 3.11 кривые на рис. 3.12 нормированы на максимальное значение. В случае аксиальных напряжений при изменении  $\sigma_{zz}$  от 300 до 900 МПа (кривые с пустыми маркерами) зависимости GMI монотонно уширяются, оставаясь гладкими и симметричными. Торсионные воздействия приводят к резкому изменению формы кривых. На рис. 3.12 кривыми со сплошными маркерами изображены зависимости GMI, полученные для провода, последовательно закрученного на угол  $\tau = 6.3$  рад/м и  $\tau = 12.7$  рад/м при фиксированном аксиальном напряжении  $\sigma_{zz} = 310$  МПа.

Как видно из рис. 3.12, на экспериментальных графиках наблюдаются все особенности, характерные для аксиальных и торсионных напряжений. В частности в закрученном проводе при определенном критическом значении поля имеет место срыв на зависимости GMI. При перемагничивании провода в противоположном направлении, критическое поле срыва также изменяет знак, т.е. наблюдается гистерезис. В увеличенном масштабе фрагмент экспериментальной кривой для  $\sigma_{zz} = 310$  МПа,  $\tau = 6.3$  рад/м приведен на вставке. Кривая с квадратным

маркером соответствует возрастанию внешнего магнитного поля, кривая с круглым маркером – убыванию. В обоих случаях срыв на зависимостях GMI происходит при поле приблизительно  $\pm 1$  Э.

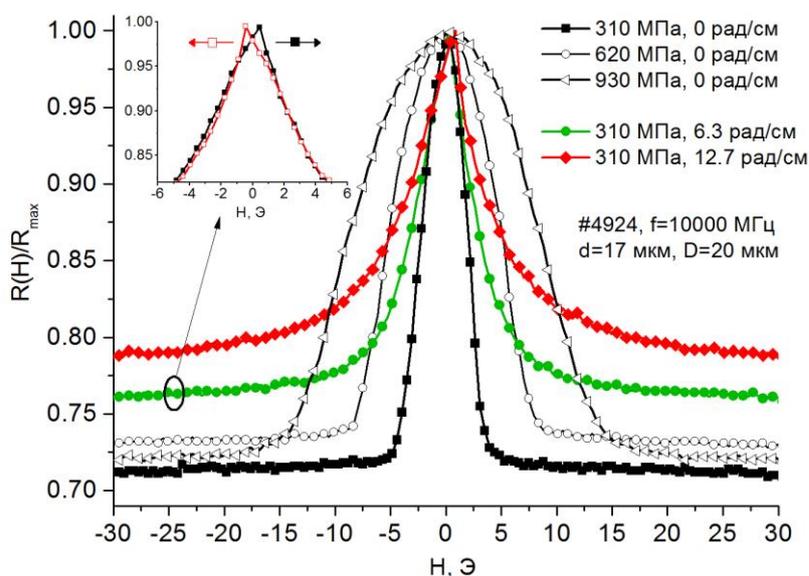


Рис. 3.12. Влияние комбинированных напряжений на GMI-эффект в микропроводе  $Co_{66.94}Fe_{3.83}Ni_{1.44}B_{11.51}Si_{14.59}Mo_{1.69}$  (сплав #4924); магнитный гистерезис в малых полях (на вставке).

Поскольку срывы на зависимостях GMI появляются при закручивании провода, было сделано предположение, что критические поля, на которых эти срывы будут происходить, должны определяться величиной приложенных аксиальных и торсионных напряжений. Для проверки этого предположения с проводом  $Co_{66.94}Fe_{3.83}Ni_{1.44}B_{11.51}Si_{14.59}Mo_{1.69}$  (образец #4924) была выполнена серия экспериментов, в которой была максимально повышена разрешающая способность по магнитному полю и акцент сделан на изучении зависимости от механических напряжений поля срыва. Аксиальные напряжения в диапазоне от 310 до 930 МПа создавались последовательным подвешиванием грузиков массой от 10 до 30 грамм. Торсионные напряжения наводились при закручивании провода на угол до

12.6 рад/см (20 оборотов). При закручивании величина аксиального растяжения поддерживалась постоянной.

На рис. 3.13 представлены фрагменты нормированных кривых ГМИ вблизи нулевого поля для провода, закрученного на  $\tau=7.5$  рад/см, при различных значениях аксиального напряжения. Аналогично на рис. 3.14 приведены кривые, соответствующие нескольким различным углам кручения при фиксированном значении аксиальной нагрузки  $\sigma_{zz} = 930$  МПа. Как видно из рис. 3.13, 3.14 критическое поле, при котором на зависимостях ГМИ происходит срыв, зависит от приложенных механических напряжений. В первом случае, при фиксированном значении угла кручения  $\tau$ , приложение аксиального растяжения приводит к увеличению критического поля. Напротив, закручивание провода при фиксированном  $\sigma_{zz}$  приводит к уменьшению поля срыва.

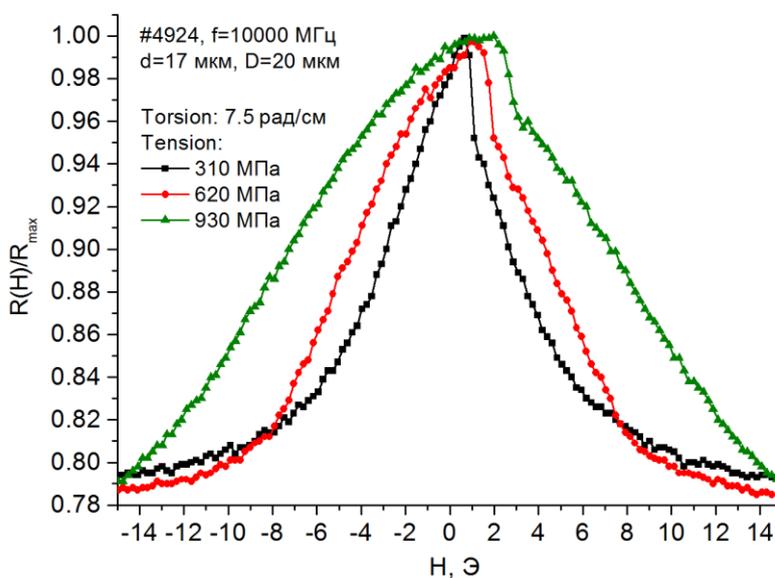


Рис. 3.13. Смещение поля срыва кривых ГМИ при растяжении и фиксированном угле закручивания.

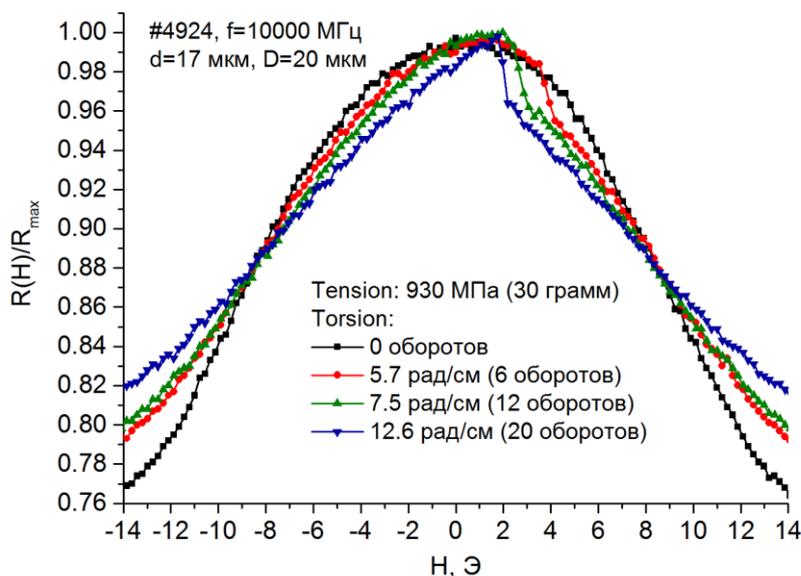


Рис. 3.14. Смещение поля срыва кривых GMI при кручении и фиксированном аксиальном растяжении.

Из рис. 3.14 видно, что на кривой, соответствующей незакрученному проводу, также наблюдается слаборазличимый скачок при  $H_{cr} \approx 5$  Э. Это, с одной стороны, может свидетельствовать об остаточной геликоидальной анизотропии, связанной с замороженными в проводе напряжениями. С другой стороны, можно заключить, что случай с полностью безгистерезисными кривыми, которые соответствовали бы идеальной циркулярной анизотропии, по всей видимости в реальных проводах реализуется редко. В большинстве случаев необходимо говорить о том, что в процессе перемагничивания скачком происходит переход между двумя близкими, но все-таки разными магнитными состояниями.

На рис. 3.15 представлены значения критического поля для различных значений аксиальных и торсионных напряжений, полученные из анализа кривых GMI на рис. 3.13, 3.14 и других аналогичных зависимостей во всем диапазоне прикладываемых механических напряжений. Как уже отмечалось, при фиксированном угле кручения приложение аксиальной

нагрузки приводит к увеличению поля, при котором происходит срыв GMI. В пределах величин нагрузки, используемых в эксперименте, это поле увеличивается линейно; крутизна зависимости тем больше, чем меньше угол кручения, рис. 3.15 (а). При заданном аксиальном напряжении закручивание провода приводит к уменьшению критического поля до некоторого фиксированного значения, которое тем больше, чем больше величина  $\sigma_{zz}$ , рис. 3.15 (b).

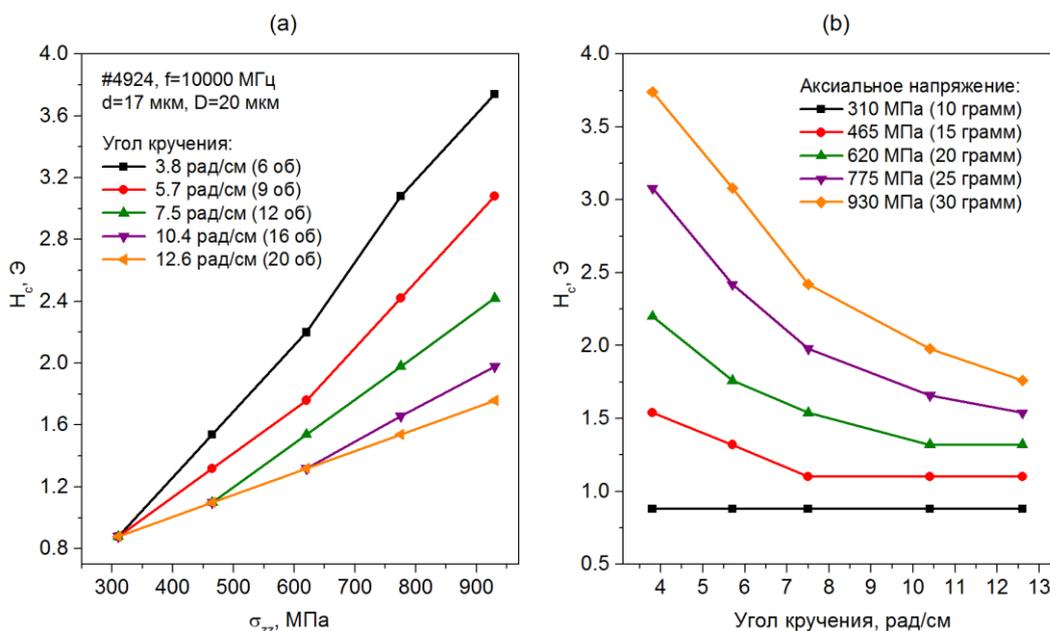


Рис. 3.15. Зависимость критического поля от аксиального растяжения при нескольких значениях угла кручения (а); зависимость критического поля от угла кручения при нескольких фиксированных значениях растягивающих напряжений (b).

Аналогичные зависимости, качественно совпадающие с приведенными на рис. 3.15, были получены для всех имеющихся образцов, что позволяет сделать заключение о том, что такого рода функциональная связь между полем срыва и напряжениями типична для микропроводов на основе сплавов с отрицательной константой магнитострикции.

### 3.4. Влияние поля постоянного тока на эффект GMI

Дальнейшим развитием работы стало исследование влияния на СВЧ GMI постоянного электрического тока, пропускаемого через провод, в котором, путем комбинированного действия аксиальных и торсионных напряжений, создается заданный тип анизотропии (циркулярная или геликоидальная).

Экспериментальные графики, которые приводятся в этом разделе, получены для микропровода состава  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$  (сплав #4918), имеющем диаметр металлической жилы 25.4 мкм и общий диаметр 30.0 мкм. Отметим сразу, что перечисленные ниже особенности, связанные с действием тока, наблюдаются на всех образцах микропроводов.

На рис. 3.16 приведены экспериментальные зависимости GMI для двух значений постоянного тока. В проводе предварительно наведена относительно сильная геликоидальная анизотропия путем его закручивания на 18 оборотов (угол кручения  $\tau = 11$  рад/см) под действием аксиального напряжения  $\sigma_{zz} = 280$  МПа (груз 20 г). Кривым со сплошными маркерами соответствует изменение внешнего магнитного поля от  $-50$  Э до  $+50$  Э, кривым с пустыми маркерами – изменение поля в обратном направлении.

В отсутствие тока кривые GMI характеризуются симметричным гистерезисом относительно поля 0 Э. Постоянный ток, протекающий по проводу, создает циркулярное поле, которое вносит свой вклад в процесс перемагничивания и, соответственно, в GMI. В результате этого, как видно из рисунка, кривые GMI становятся асимметричными, а область гистерезиса сдвигается. На рисунке также приведены соответствующие значения поля, при котором происходит скачок при намагничивании в положительном направлении: при токе 0 мА критическая величина поля составляет 0.88 Э, а при токе 10 мА возрастает до 1.76 Э. Разность между

этимися величинами имеет тот же порядок, что и эффективное поле Эрстеда, которое для тока 10 мА на поверхности провода диаметром 25 мкм имеет величину около 0.8 Э.

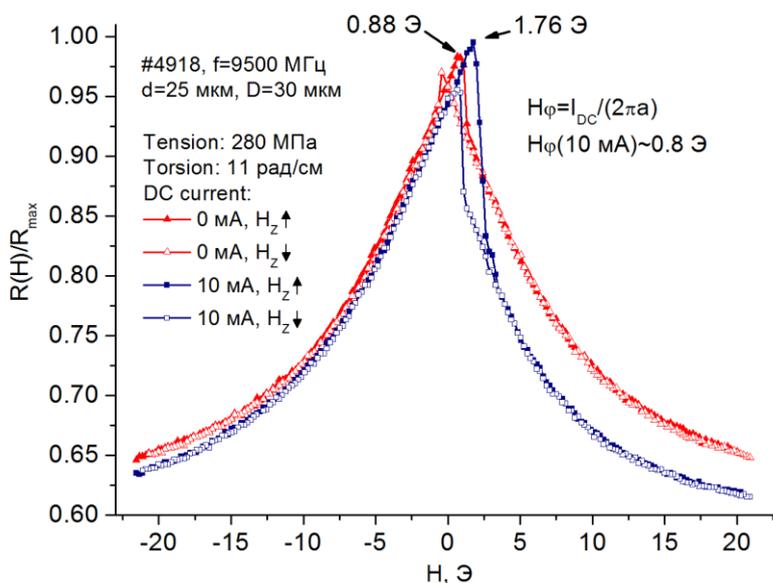


Рис. 3.16. Смещение петли гистерезиса GMI провода  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$  (состав #4918,  $d = 25$  мкм) под действием постоянного тока.

Проследим, как изменяется положение скачка на кривых GMI при перемагничивании в прямом и обратном направлении, рис. 3.17. Приведенные графики соответствуют приложенным к проводу напряжениям  $\sigma_{zz} = 420$  МПа и  $\tau = 11$  рад/см. В отсутствие тока на ветке, соответствующей возрастанию магнитного поля, скачок происходит при  $H_{кр}^{\uparrow} = +0.66$  Э, на ветке, соответствующей убыванию магнитного поля,  $H_{кр}^{\downarrow} = -0.66$  Э. При пропускании тока изменение величин  $H_{кр}^{\uparrow}$  и  $H_{кр}^{\downarrow}$  происходит по-разному. В первом случае, величина  $H_{кр}^{\uparrow}$  с увеличением тока также монотонно увеличивается до  $H_{кр}^{\uparrow} = +1.76$  Э при 10 мА.

Напротив, на ветке, соответствующей убыванию поля, с ростом тока  $H_{кр}^{\downarrow}$  сперва уменьшается до 0 Э при токе около 5 мА, при этом скачок на экспериментальном графике становится неразличимым. Анализ, выполненный в следующем разделе, показывает, что скачок в этом случае тем не менее тоже имеет место, но происходит он между двумя близкими магнитными состояниями. Дальнейшее увеличение тока приводит к тому, что поле  $H_{кр}^{\downarrow}$  меняет знак и при токе 10 мА составляет  $H_{кр}^{\downarrow} = +0.66$  Э. При еще больших токах (на рисунке не показано) обе ветки и критические поля  $H_{кр}^{\uparrow}$  и  $H_{кр}^{\downarrow}$  постепенно сближаются друг с другом.

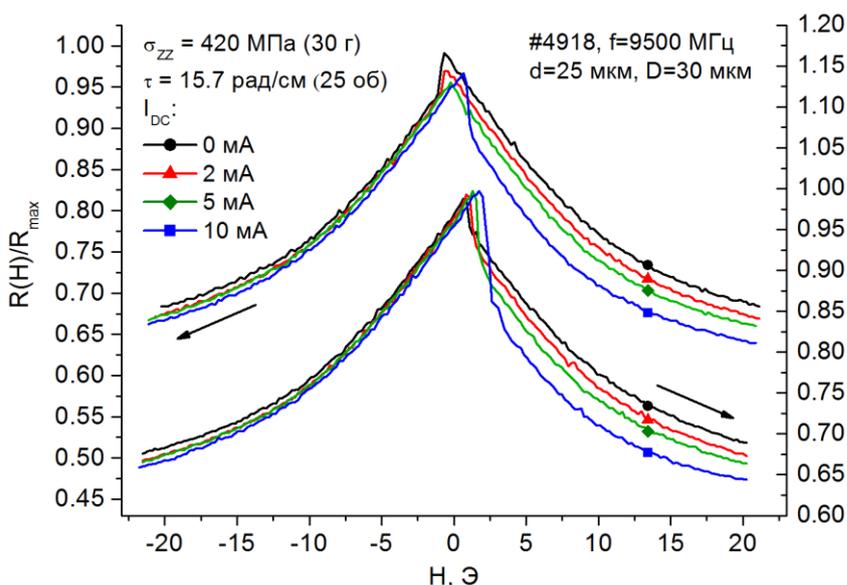


Рис. 3.17. Смещение поля срыва под действием постоянного тока при переманчивании микропровода  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$  (состав #4918,  $d = 25$  мкм) в прямом (нижняя группа графиков) и обратном (верхняя группа графиков) направлениях.

На рис. 3.18 приведены экспериментальные кривые, полученные для провода с меньшим значением магнитоупругой анизотропии, наведенной внешними воздействиями. В этом случае провод был закручен только на 4

оборота ( $\tau = 2.5$  рад/см), аксиальное напряжение  $\sigma_{zz} = 210$  МПа (груз 15 г). При этом следует ожидать, что направление оси легкого намагничивания в объеме провода будет преимущественно циркулярным, незначительная геликоидальная анизотропия наводится только в приповерхностной области металлической жилы.

В этом случае можно выделить два возможных типа ГМИ зависимостей.

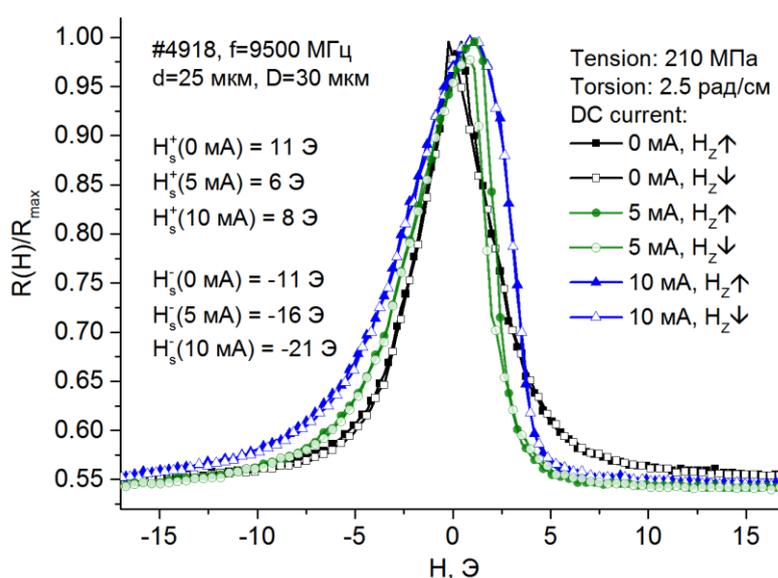


Рис. 3.18. Изменение механизма перемагничивания в проводе  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$  (состав #4918,  $d = 25$  мкм), вызванное постоянным током.

В первом случае, сравнивая кривые для токов 0 мА и 5 мА, можно видеть, что аналогично представленным на рис. 3.16 кривым, наблюдается смещение петли гистерезиса. Поскольку геликоидальная анизотропия в проводе выражена слабо, область срыва несколько размазана и определение величины критического поля, при котором происходит необратимый скачок, затруднительно.

Во втором случае, с увеличением тока до 10 мА кривые ГМИ остаются несимметричными, но магнитный гистерезис и необратимые скачки на экспериментальных зависимостях не наблюдаются.

Характерной является также зависимость от тока поля насыщения при намагничивании положительным и отрицательным полем. Как видно из рис. 3.18, по сравнению с полем насыщения при токе 0 мА, поле насыщения для кривой 5 мА при намагничивании положительным полем уменьшается приблизительно на 5 Ое, тогда как при перемагничивании в противоположную сторону поле насыщения увеличивается, т.е. провод становится более магнито жестким. При токе 10 мА поля насыщения при перемагничивании и в одном, и в другом направлениях увеличиваются.

На рис. 3.19 отдельно проиллюстрировано, как будет изменяться поле насыщения образца в широком диапазоне пропускаемых через него токов.

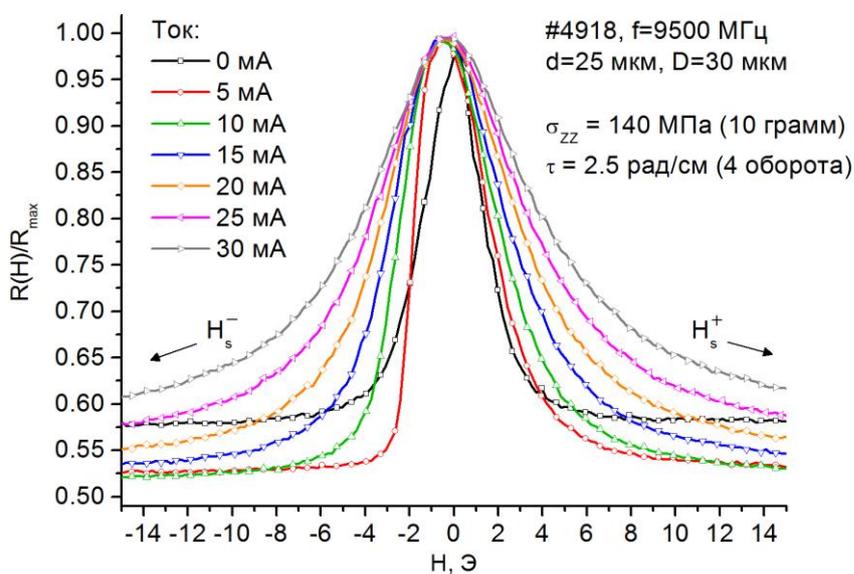


Рис. 3.19. Изменение полей насыщения  $H_s^+$ ,  $H_s^-$  в широком диапазоне значений постоянного тока в образце  $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$  (состав #4918,  $d = 25$  мкм).

Поле насыщения на одной из веток экспериментальной кривой  $H_s^+$  с возрастанием тока увеличивается монотонно. Напротив, поле  $H_s^-$  при малых значениях тока убывает, а, начиная с некоторого критического значения тока, также увеличивается. Как будет показано в следующем разделе такая зависимость обусловлена различной взаимной ориентацией касательной составляющей намагниченности и поля тока. В результате этого при малых величинах тока поле насыщения может, как уменьшаться, так и увеличиваться. При достижении некоторой критической величины тока, при которой одновременно пропадают скачки и гистерезис на зависимостях GMI, а также наблюдается минимум поля насыщения на одной из веток кривой, происходит изменение механизма перемагничивания. При больших токах его поле всегда совпадает с направлением касательной составляющей намагниченности и фактически препятствует перемагничиванию образца.

### 3.5. Основные выводы по разделу 3

Исследованы особенности СВЧ импеданса в аморфных микропроводах на основе кобальта с близкой к нулю константой магнитострикции.

По измеренным значениям импеданса определены спектры действительной и мнимой частей магнитной проницаемости микропроводов. При выполнении условий ферромагнитного резонанса определены значения намагниченности насыщения материала микропроводов.

Установлено, что аксиальные напряжения приводят к увеличению поля циркулярной анизотропии и соответствующему уширению кривой GMI, которая в этом случае имеет безгистерезисный характер. Найдена

зависимость поля магнитоупругой анизотропии от величины аксиальных напряжений. Произведена оценка константы магнитострикции микропроводов и показана ее зависимость от соотношения диаметров металлической жилы и стекла.

Торсионные напряжения приводят к уменьшению амплитуды GMI, изменению характера перемагничивания, появлению скачка вблизи малых полей и магнитному гистерезису. Критическое поле скачка GMI увеличивается при аксиальных нагрузках и уменьшается при торсионных напряжениях.

Показано, что постоянным электрическим током можно управлять величиной и положением скачка на кривой магнитного импеданса. В зависимости от соотношения между величиной электрического тока и приложенными механическими напряжениями изменяется механизм перемагничивания образца, что приводит к возникновению асимметрии положительной и отрицательной ветвей полевых зависимостей GMI.

Полученные в этом разделе новые экспериментальные результаты опубликованы в статьях [116-121].

## РАЗДЕЛ 4

### МЕХАНИЗМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПРОВОДА С НАВЕДЕННОЙ ГЕЛИКОИДАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

#### 4.1. Энергия упругодеформированного провода во внешних полях

##### 4.1.1. Анализ выражения для плотности магнитоупругой энергии напряженного микропровода

Выражение для плотности магнитоупругой энергии, обусловленной остаточными напряжениями  $\sigma_{rr}$ ,  $\sigma_{\varphi\varphi}$ ,  $\sigma_{zz}$ , запишем в виде [6, 57]:

$$f_{me} = -\frac{3}{2} \lambda_s (\sigma_{rr} \alpha_r^2 + \sigma_{\varphi\varphi} \alpha_\varphi^2 + \sigma_{zz} \alpha_z^2), \quad (4.1)$$

где  $\alpha_r = M_r/M_s$ ,  $\alpha_\varphi = M_\varphi/M_s$ ,  $\alpha_z = M_z/M_s$  – компоненты единичного вектора намагниченности. Для рассматриваемого типа микропроводов в литературе [1, 6] считается, что по всему объему провода минимальной является компонента  $\sigma_{\varphi\varphi}$ . Если константа магнитострикции  $\lambda_s < 0$ , то минимум (4.1) будет обеспечиваться в случае циркулярного упорядочения магнитных моментов, т.е.  $\alpha_r = \alpha_z = 0$ ,  $\alpha_\varphi = 1$ . В этом смысле говорят об эффективном циркулярном поле анизотропии. Ниже будет выполнена оценка величины этого поля.

Для качественной интерпретации выражения (4.1) в ряде работ [1, 31, 32] при отыскании равновесного направления намагниченности в напряженном проводе руководствуются следующими соображениями. Для

провода с положительным значением константы магнитострикции намагниченность совпадает по направлению с положительными компонентами тензора напряжения и стремится ориентироваться перпендикулярно отрицательным компонентам. Для провода, имеющего отрицательный знак константы магнитострикции, сжимающие напряжения приводят к упорядочению вдоль, а растягивающие напряжения – нормально соответствующей компоненте тензора напряжений.

Такое рассуждение дает интуитивное пояснение влияния аксиальных напряжений. Увеличение компоненты  $\sigma_{zz}$  способствует циркулярному упорядочению намагниченности, т.е. возрастанию эффективного поля циркулярной анизотропии. Количественный анализ [31] приводит к противоречивым результатам, особенно при рассмотрении недиагональных компонент тензора напряжений.

Покажем, что наиболее характерные особенности магнитного упорядочения и влияние на него механических напряжений могут быть получены из анализа квадратичной формы вида (4.1). Для этого учтем, что в магнитном микропроводе радиальное направление является энергетически невыгодным, поэтому можно положить  $\alpha_r = 0$ . Если длина вектора намагниченности фиксирована, то имеем дополнительное условие  $\alpha_\varphi^2 + \alpha_z^2 = 1$ , из которого можно выразить компоненту  $\alpha_z$  через  $\alpha_\varphi$ . Для плотности магнитоупругой энергии провода получим:

$$f_{me} = \frac{3}{2} |\lambda_s| \left( (\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{zz}) \alpha_\varphi^2 + 2\sigma_{z\varphi} \alpha_\varphi \sqrt{1 - \alpha_\varphi^2} \right), \quad (4.2)$$

где модуль в явном виде учитывает знак константы магнитострикции, а последнее слагаемое учитывает вклад недиагональных компонент тензора напряжений  $\sigma_{z\varphi}$ . Остаточные напряжения  $\sigma_{\varphi\varphi}$ ,  $\sigma_{zz}$  по абсолютному значению могут быть как отрицательными, так и положительными, но

между ними всегда имеет место неравенство  $\sigma_{\varphi\varphi} < \sigma_{zz}$  [1, 6]. Компонента  $\sigma_{rr}$ , которая отсутствует в (4.2), положительна и по модулю значительно меньше двух других компонент.

Если  $\sigma_{z\varphi} = 0$ , то минимум (4.2) при выполнении условия  $\sigma_{\varphi\varphi} < \sigma_{zz}$  обеспечивается, если  $\alpha_{\varphi} = 1$ , т.е. направление намагниченности – циркулярное.

При приложении торсионных напряжений  $\sigma_{z\varphi} > 0$  минимум (4.2) будет обеспечиваться уже при других значениях  $|\alpha_{\varphi}| < 1$ , что соответствует выходу вектора намагниченности из плоскости и его повороту по направлению к оси провода. В пределе, при  $\sigma_{z\varphi} \gg \sigma_{zz}, \sigma_{\varphi\varphi}$ , вкладом первого слагаемого в скобке выражения (4.2) можно пренебречь, и минимум функции обеспечивается при  $\alpha_{\varphi} \approx 0.7$ . Это соответствует равенству компонент  $M_z = M_{\varphi}$ , т.е. максимальный угол под которым может быть ориентирована намагниченность по отношению к оси провода составляет 45 градусов. Такого рода экспериментальная зависимость угла поворота намагниченности в приповерхностной области провода при его закручивании получена в работе [46].

Внешние аксиальные напряжения  $\bar{\sigma}_{zz}$  в (4.2) входят в виде:

$$f_{me} = \frac{3}{2} |\lambda_s| \left( (\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{zz} - \bar{\sigma}_{zz}) \alpha_{\varphi}^2 + 2\sigma_{z\varphi} \alpha_{\varphi} \sqrt{1 - \alpha_{\varphi}^2} \right). \quad (4.3)$$

Внешние напряжения  $\bar{\sigma}_{zz}$  могут быть только со знаком «+», тогда как остаточные напряжения  $\sigma_{zz}$  могут быть как положительными, так и отрицательными. Учитывая знак «-» перед слагаемым  $\bar{\sigma}_{zz}$ , можно заключить, что приложение внешних напряжений делает более выгодным циркулярное направление намагниченности.

Для иллюстрации приведенных выше рассуждений, на рис. 4.1 представлены результаты расчетов в соответствии с (4.3) плотности магнитоупругой энергии. Поскольку целью моделирования является качественный анализ выражения (4.3), то при вычислениях использовались не реальные значения напряжений  $\sigma$ , имеющие место в проводе, а некоторые безразмерные величины, имеющие смысл компонент тензора напряжений и отличающиеся соотношениями типа «больше – меньше».

Также при моделировании множитель  $\frac{3}{2}|\lambda_s|$  полагался равным 1.

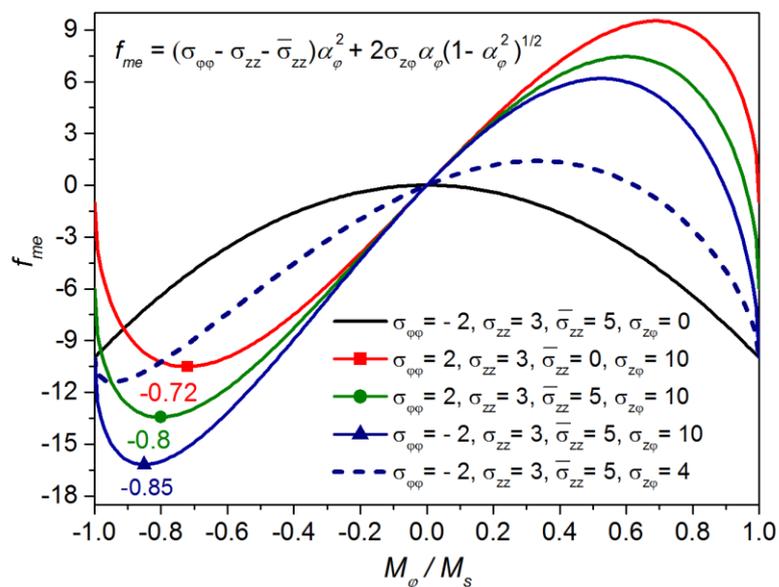


Рис. 4.1. Магнитоупругая энергия провода при различных соотношениях между компонентами тензора напряжения.

В отсутствие торсионных напряжений (сплошная черная кривая, рис. 4.1) график имеет симметричный вид и достигает минимального значения в допустимом диапазоне изменения  $\alpha_\varphi$  от  $-1$  до  $+1$  на его краях.

Кривые с маркерами на рис. 4.1 отличаются соотношением между компонентами  $\sigma_{\varphi\varphi}$ ,  $\sigma_{zz}$ ,  $\bar{\sigma}_{zz}$  при фиксированной величине торсионных напряжений  $\sigma_{z\varphi}$ . На графике отмечено положение минимума функции,

который смещается с изменением величины при слагаемом  $\alpha_\varphi^2$ . Видно, что при прочих равных параметрах, увеличение  $\bar{\sigma}_{zz}$  приводит к увеличению  $\alpha_\varphi$ , т.е. к увеличению циркулярной анизотропии. Прерывистая кривая на рис. 4.1 соответствует уменьшенному значению торсионных напряжений. При этом минимум функции достигается при значении  $\alpha_\varphi = -0.94$ , т.е. равновесное положение намагниченности становится еще ближе к циркулярному направлению.

В некоторых случаях [88] условие  $\sigma_{\varphi\varphi} < \sigma_{zz}$  не выполняется, поэтому при  $\bar{\sigma}_{zz} = 0$  выражение в скобке при  $\alpha_\varphi^2$  оказывается больше нуля, и в проводе может реализовываться не циркулярное, а аксиальное направление намагниченности. Однако приложение заведомо положительных внешних напряжений  $\bar{\sigma}_{zz}$ , которые в (4.3) входят со знаком «-», приводит к тому, что общий знак выражения в скобке при  $\alpha_\varphi^2$  становится меньше нуля и направление намагниченности меняется на циркулярное. В работе [88] такое изменение равновесного распределения намагниченности ошибочно приписывается изменению знака константы магнитострикции.

Для провода с положительной константой магнитострикции ( $\lambda_s > 0$ ) имеют место аналогичные зависимости, и приложение торсионных напряжений также приводит к отклонению равновесного направления намагниченности. Возможные значения угла отклонения будут лежать в пределах от 0 градусов (намагниченность параллельна оси провода) до 45 градусов. Поскольку при этом направление легкой оси не совпадает с направлением внешнего магнитного поля, то в некотором диапазоне перемещающихся полей возможно не скачкообразное, а непрерывное изменение компонент вектора намагниченности в приповерхностной области провода [37, 38]. Это означает, что эффект GMI, который в

ненапряженном железном проводе наблюдается как трудноразличимые острые пики при значениях поля, равных полю аксиальной анизотропии [106], в закрученном проводе может быть достаточно существенным и будет иметь общие черты с зависимостями GMI проводов на основе кобальта. К сожалению, экспериментальную проверку этих рассуждений на имеющейся экспериментальной установке и доступных образцах микропроводов на основе железа выполнить не удастся, поскольку в рабочем диапазоне частот установки (8-12 ГГц) эффект GMI неразличим на фоне более сильного ФМР-отклика.

#### 4.1.2. Эффективное поле магнитоупругой анизотропии

Для эффективного поля магнитоупругой анизотропии имеем [57]:

$$\vec{H}_a = -\frac{df_{me}}{d\vec{M}} = -\left( \frac{\partial f_{me}}{\partial M_r} \vec{m}_r + \frac{\partial f_{me}}{\partial M_\varphi} \vec{m}_\varphi + \frac{\partial f_{me}}{\partial M_z} \vec{m}_z \right), \quad (4.4)$$

где под производной по вектору подразумевается градиент скалярного поля  $f_{me}$  в пространстве векторов намагниченности, а  $\vec{m}_r$ ,  $\vec{m}_\varphi$ ,  $\vec{m}_z$  – орты этого пространства. Пространство векторов намагниченности, несмотря на обозначения  $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$ , характерные для задач цилиндрической симметрии, является Евклидовым, поэтому соответствующие коэффициенты Ламе равны единице.

Задаваемое таким образом поле анизотропии  $\vec{H}_a = \vec{H}_a(M_r, M_\varphi, M_z)$  является фиктивным и определяет возвращающую силу при отклонении намагниченности от ее равновесного направления. Непосредственно выражение (4.4) применяется в случаях, когда все три компоненты вектора  $\vec{M}$  могут меняться независимо.

Если величина намагниченности фиксирована, то имеем дополнительное условие  $M_r^2 + M_\varphi^2 + M_z^2 = M_s^2$ , и для определения эффективного поля задачу нужно параметризовать, т.е. ввести 2 независимые переменные, определяющие ориентацию вектора  $\vec{M}$ . Это можно сделать, например, с помощью сферических углов  $\theta(r, \varphi, z)$ ,  $\psi(r, \varphi, z)$  так, что компоненты намагниченности определяются выражениями [57]:

$$M_z = M_s \cos \theta, \quad M_r = M_s \sin \theta \cos \psi, \quad M_\varphi = M_s \sin \theta \sin \psi. \quad (4.5)$$

В своем пространстве вектор  $\vec{M} = M_s \vec{m}_r$  направлен вдоль радиус-вектора  $\vec{m}_r$ , ориентация которого по отношению к осям  $\vec{e}_r$ ,  $\vec{e}_\varphi$ ,  $\vec{e}_z$  цилиндрической системы координат зависит от пространственных координат:

$$\begin{aligned} \vec{m}_r &= \sin \theta \cos \psi \vec{e}_r + \sin \theta \sin \psi \vec{e}_\varphi + \cos \theta \vec{e}_z, \\ \vec{m}_\theta &= \cos \theta \cos \psi \vec{e}_r + \cos \theta \sin \psi \vec{e}_\varphi - \sin \theta \vec{e}_z, \\ \vec{m}_\psi &= -\sin \psi \vec{e}_r + \cos \psi \vec{e}_\varphi. \end{aligned} \quad (4.6)$$

С учетом (4.5) перепишем (4.1):

$$f_{me} = \frac{3|\lambda_s|}{2} \left[ \sin^2 \theta (\sigma_{rr} \cos^2 \psi + \sigma_{\varphi\varphi} \sin^2 \psi) + \sigma_{zz} \cos^2 \theta \right]. \quad (4.7)$$

Выражение для искомого поля анизотропии в сферических магнитных координатах принимает вид:

$$\vec{H}_a = -\frac{1}{M_s} \frac{\partial f_{me}}{\partial \theta} \vec{m}_\theta - \frac{1}{M_s \sin \theta} \frac{\partial f_{me}}{\partial \psi} \vec{m}_\psi, \quad (4.8)$$

$$\vec{H}_a = -\frac{3|\lambda_s|}{2M_s} \left[ \sin\theta \sin 2\psi (\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{rr}) \vec{m}_\psi + \sin 2\theta (\sigma_{zz} - \sigma_{rr} \cos^2 \psi - \sigma_{\varphi\varphi} \sin^2 \psi) \vec{m}_\theta \right], \quad (4.9)$$

где  $\vec{m}_\psi$ ,  $\vec{m}_\theta$  – орты пространства. Если подставить (4.6) в (4.9), получим выражение для поля анизотропии в локальных цилиндрических координатах.

Поскольку в рассматриваемой задаче, наряду с неизменностью длины вектора намагниченности, дополнительно имеет место условие  $\alpha_r = 0$ , а равновесное направление намагниченности может быть определено на основе рассуждений, приведенных в п. 4.1.1, то выражение для эффективного поля анизотропии можно упростить.

Воспользуемся выражением (4.2), в котором положим  $\sigma_{z\varphi} = 0$ , т.е. будем рассматривать провод, который не подвергается действию торсионных напряжений. Подставив (4.2) в (4.4), получим:

$$\vec{H}_a = -\frac{1}{M_s} \frac{df_{me}}{d\vec{\alpha}} = \frac{3\lambda_s}{M_s} (\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{zz}) \alpha_\varphi \vec{m}_\varphi. \quad (4.10)$$

Как было показано в пункте 4.1.1, в незакрученном проводе минимум магнитоупругой энергии обеспечивается при циркулярном упорядочении магнитных моментов. Отсюда заключаем, что в (4.10) следует положить  $\alpha_r = \alpha_z = 0$ ,  $\alpha_\varphi = 1$ . Окончательно запишем для циркулярного поля:

$$H_a = \frac{3|\lambda_s|}{M_s} (\sigma_{zz} - \sigma_{\varphi\varphi}). \quad (4.11)$$

Несложно показать, подставив (4.3) в (4.4), что под  $\sigma_{zz}$  в последнем выражении необходимо понимать как остаточные, так и наведенные аксиальные напряжения. Зависимость (4.11) совпадает с полученной в [6] и

показывает, что поле циркулярной анизотропии линейно возрастает при растяжении провода. При реальных значениях  $\lambda_s$ ,  $M_s$ ,  $\sigma_{zz}$  величина  $H_a$  изменяется в пределах единиц Эрстед, что непосредственно и наблюдается в эксперименте.

Вместе с тем отметим, что и частное выражение (4.11), и более общие выражения, следующие из (4.9), являются по своей сути качественными, а не количественными оценками поля анизотропии. В случае наличия торсионных напряжений, простого и физически непротиворечивого выражения вида (4.11) получить не удастся.

При рассмотрении процессов перемагничивания и для объяснения особенностей зависимостей GMI, которые приведены в п. 3.3-3.4, рассуждений, изложенных в п. 4.1.1-4.1.2, оказывается недостаточно. Более строгий анализ основывается на минимизации полной энергии провода с учетом всех механизмов, отвечающих за его магнитную структуру.

#### 4.1.3. Магнитная структура провода в отсутствие внешних напряжений и полей

Как отмечалось выше, в рассматриваемом аморфном магнитном микропроводе равновесная магнитная структура определяется главным образом анизотропией, созданной механическими напряжениями. В исследуемых образцах можно выделить три типа напряжений, которые, в силу относительной малости соответствующих эффектов, можно рассматривать независимо: (1) внутренние напряжения, возникающие в процессе изготовления провода, (2) однородные напряжения, создаваемые растяжением вдоль оси провода, (3) напряжения и поля анизотропии, наводимые при кручении провода. Отметим, что речь идет о напряжениях,

существенно меньших пределах текучести/пластичности материала, при которых справедливо приближение линейной теории упругости [113].

Внутренние напряжения  $\sigma^{(\text{in})}$ , возникшие в процессе изготовления провода, неоднородны по сечению образца и зависят от радиальной координаты  $r$  [6, 23]. За счет слабой, но ненулевой магнитоупругой связи напряжения создают в образце локально двухосную магнитную анизотропию, оси которой направлены вдоль радиальной ( $\vec{e}_r$ ), тангенциальной ( $\vec{e}_\varphi$ ), и аксиальной ( $\vec{e}_z$ ) осей цилиндрической системы координат, изображенной на рис. 4.2. Поскольку при вытягивании провода в стеклянном капилляре остывание металлической жилы происходит симметрично со всех сторон, будем считать, что тензор остаточных внутренних напряжений  $\sigma^{(\text{in})}$  имеет в цилиндрических координатах диагональный вид и определяется тремя компонентами  $\sigma_r^{(\text{in})}(r) \equiv \sigma_{rr}^{(\text{in})}$ ,  $\sigma_\varphi^{(\text{in})}(r) \equiv \sigma_{\varphi\varphi}^{(\text{in})}$ ,  $\sigma_z^{(\text{in})}(r) \equiv \sigma_{zz}^{(\text{in})}$ , зависящими только от радиальной координаты  $r$ . Соответствующий вклад магнитоупругого происхождения в плотность свободной энергии провода (4.1) перепишем в следующем виде

$$f_{\text{in}} = \frac{3|\lambda_s|}{2M_s^2} (\sigma_r^{(\text{in})} M_r^2 + \sigma_\varphi^{(\text{in})} M_\varphi^2 + \sigma_z^{(\text{in})} M_z^2), \quad (4.12)$$

где  $M_r$ ,  $M_\varphi$ ,  $M_z$  – координаты вектора намагниченности в цилиндрической системе координат, рис. 4.2. Предполагается, что величина намагниченности насыщения  $M_s \equiv |\vec{M}|$  постоянна по объему образца  $V$ .

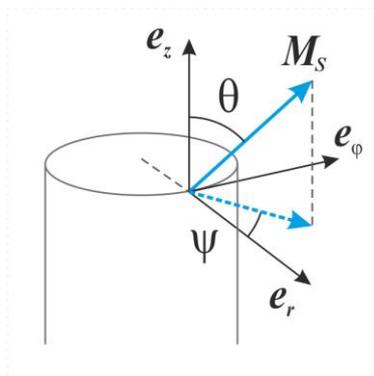


Рис. 4.2. Локальные оси цилиндрической системы координат, полярный  $\theta$  и азимутальный  $\psi$  углы отклонения вектора намагниченности.

Поскольку длина вектора намагниченности  $\vec{M}$  фиксирована, одну из компонент, например  $M_r$ , можно исключить из выражения (4.12). Таким образом, наведенная остаточными напряжениями магнитная анизотропия образца определяется двумя константами,  $K_\varphi$  и  $K_z$ :

$$K_\varphi(r) \equiv 3|\lambda_s|(\sigma_r^{(\text{in})} - \sigma_\varphi^{(\text{in})}), \quad K_z(r) \equiv 3|\lambda_s|(\sigma_r^{(\text{in})} - \sigma_z^{(\text{in})}), \quad (4.13)$$

так что

$$f_{\text{in}} = -\frac{1}{2M_s^2}(K_\varphi(r)M_\varphi^2 + K_z(r)M_z^2). \quad (4.14)$$

Согласно ряду косвенных экспериментальных наблюдений [48, 70] внутри образца в области  $r \leq R_b$  легкая (совпадающая с равновесной ориентацией вектора намагниченности  $\vec{M}$  в отсутствие внешних полей) ось совпадает по направлению с осью провода, что соответствует соотношению между константами  $K_z > K_\varphi$ . В приповерхностной области провода легкая ось совпадает с  $\vec{e}_\varphi$ , т.е. при  $r \geq R_b$  должно выполняться неравенство  $K_\varphi > K_z$ . Через  $R_b$  обозначено условное положение границы

раздела между аксиально намагниченной сердцевинной и оболочкой с циркулярным направлением намагниченности.

Поскольку внутри провода направление легкой оси, и, следовательно, намагниченности, неоднородно вдоль радиуса  $r$  (вектор  $\vec{M}$  меняет свое направление с аксиального вблизи оси провода на циркулярное в его приповерхностной области), в свободной энергии микропровода следует, кроме наведенной внутренними напряжениями анизотропии, учесть еще и неоднородные обменные взаимодействия [26, 27]:

$$f_{\text{ex}} = \frac{\alpha}{2} (\nabla \vec{M})^2, \quad (4.15)$$

где  $\alpha$  – константа обменного взаимодействия.

Равновесная магнитная структура определяется из условия минимума функционала свободной энергии

$$F = \int_0^R r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^L dz (f_{\text{in}} + f_{\text{ex}}), \quad (4.16)$$

где  $R$  и  $L$  – радиус и длина провода, соответственно. Задача о распределении намагниченности в отсутствие внешних полей при некотором (предполагаемом) распределении внутренних напряжений решена в [27]. В общем случае вид распределения намагниченности зависит от соотношения между характерным размером  $\xi$  неоднородности внутренних напряжений и шириной доменной границы  $r_0 \propto \sqrt{\alpha / |K_z - K_\varphi|}$ , определяющей характерный масштаб магнитной неоднородности. Если  $\xi \gg r_0$ , магнитной неоднородностью можно пренебречь и считать, что намагниченность в каждой точке образца направлена вдоль локальной легкой оси. В противоположном случае  $r_0 \gg \xi$  между оболочкой и сердцевинной возникает магнитная доменная граница, положение которой зависит, в том числе, и от внешнего магнитного поля.

#### 4.1.4. Вклад в свободную энергию провода внешних механических напряжений и Зеемановской энергии

Рассмотрим влияние на магнитную структуру провода внешних механических напряжений: однородного растяжения  $\sigma_{zz} = mg / S > 0$  вдоль оси  $z$  ( $S$  – площадь сечения образца), создаваемого грузом массы  $m$ , и однородного кручения под действием момента силы  $N$ .

Растяжение вдоль оси, как видно из (4.13) и вследствие отрицательного значения константы магнитострикции  $\lambda_s < 0$ , приводит к перенормировке (уменьшению) константы анизотропии  $K_z$ :

$$K'_z = K_z - 3|\lambda_s| \sigma_{zz}. \quad (4.17)$$

Таким образом, при растяжении увеличивается магнитная жесткость оболочки (область, где  $K_{\text{eff}} = K_z - K_\varphi < 0$ ) и уменьшается магнитная жесткость сердцевины (область с  $K_{\text{eff}} > 0$ ). Поскольку, как станет ясно из дальнейшего, эффективное (или результирующее) поле анизотропии микропровода при его перемагничивании определяется преимущественно анизотропией оболочки, растяжение приводит к увеличению магнитной жесткости образца. Так же отметим, что положение границы раздела между оболочкой и сердцевиной  $R_b$  приближенно определяется из условия  $K_{\text{eff}} = 0$ , откуда следует, что аксиальное растяжение приводит к смещению переходной области – уменьшению объема сердцевины и, соответственно, увеличению объема циркулярно намагниченной оболочки.

Влияние кручения на магнитную структуру провода описывается несколько более сложно. Во-первых, кручение приводит к возникновению неоднородных сдвиговых напряжений [113]:

$$\sigma_{z\varphi} = C\tau r, \quad (4.18)$$

где  $C$  – модуль сдвига,  $\tau$  – угол кручения на единицу длины. В экспериментах закручивание провода производилось на целое число оборотов  $n$ , поэтому  $\tau = 2\pi n / L$ , где  $L$  – длина провода.

Кроме того, с кручением связаны относительные повороты поперечных сечений провода, характеризуемые антисимметричной компонентой тензора дисторсии, которая обычно в массивных образцах не учитывается [114]:

$$\omega_{xy} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) = -2\tau z. \quad (4.19)$$

Величина  $\omega_{xy} \equiv \Omega_z / 2$  соответствует углу поворота вокруг оси провода локальных (вмороженных) осей в точке с координатой  $z$  относительно их реперного (недеформированного) положения.

Соответствующее выражение для вкладов, связанных с кручением, можно, исходя из соображений симметрии, представить в следующем виде:

$$f_{\text{tor}} = \frac{3|\lambda_s|}{M_s^2} \sigma_{z\varphi} M_z M_\varphi + \frac{\Lambda C}{M_s^2} \frac{\partial \Omega_z}{\partial z} M_z (\text{rot} \vec{M})_z, \quad (4.20)$$

где  $\Lambda$  – магнестрикционная константа обменной природы. Несложно видеть, что оба слагаемых в (4.20) пропорциональны углу кручения  $\tau$ . Первое слагаемое очевидным образом отражает магнестрикционный отклик системы, связанный с наведенными кручением магнитоупругими деформациями. Второе слагаемое учитывает неоднородные вращения образца, и его возникновение требует дополнительных пояснений.

На рис. 4.3 сплошными линиями изображены направления локальных осей анизотропии, созданные внутренними напряжениями  $\sigma^{(\text{in})}$ , а пунктирными – те же оси при наличии кручения. Для наглядности на рисунке изображены радиальные оси, однако такие же повороты

испытывают и тангенциальные оси, определяющие равновесную ориентацию намагниченности.

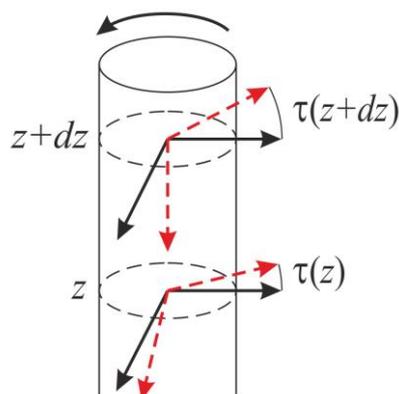


Рис. 4.3. Смещение локальных осей анизотропии в закрученном проводе.

Видно, что в отсутствие кручения ориентация осей анизотропии (и, соответственно, равновесная ориентация намагниченности) однородна вдоль оси  $z$ , кручение же приводит к неоднородному распределению осей анизотропии. Соответственно, равновесная ориентация намагниченности в таком случае должна определяться балансом обменной энергии (минимум которой соответствует однородному упорядочению вдоль оси провода) и энергии магнитной анизотропии (способствующей ориентации намагниченности вдоль локальной легкой оси). Второе слагаемое в (4.20) как раз и отражает вклад такого рода обменных взаимодействий. Из сказанного также следует, что константа магнитострикции  $\Lambda$  имеет обменное происхождение и потому ее величина может быть существенно больше, чем  $\lambda_s$ . В дальнейшем, при построении упрощенной модели, слагаемое с  $\Lambda$  будет считаться доминирующим в сравнении с первым слагаемым в (4.20), учет которого может привести к количественным, но не качественным уточнениям.

Если воспользоваться формулами (4.18) и (4.19), то соотношение (4.20) можно записать в следующем виде:

$$f_{\text{tor}} = \frac{\tau\mu}{M_s^2} \left[ 3|\lambda_s| r M_z M_\varphi - \frac{\Lambda}{r} M_z \left( \frac{\partial(rM_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial M_r}{\partial \varphi} \right) \right]. \quad (4.21)$$

Отметим в (4.21), что магнитоэлектрический вклад пропорционален  $r$ , а вклад, связанный с неоднородным вращением локальных осей анизотропии, пропорционален  $1/r$ .

Наконец, в эксперименте исследовалась зависимость импеданса провода от внешнего магнитного поля  $H_z$ , направленного вдоль оси провода. Кроме того, в части экспериментов через провод пропусклся постоянный ток, который создавал неоднородное циркулярное поле Ампера  $H_\varphi$ . Соответствующий вклад в свободную энергию определяется Зеемановским слагаемым:

$$f_{\text{Zee}} = -H_z M_z - H_\varphi M_\varphi. \quad (4.22)$$

## 4.2. Процесс перемагничивания провода во внешнем аксиальном магнитном поле с учетом механических напряжений и циркулярного поля тока

### 4.2.1. Функционал свободной энергии образца

Перейдем к анализу равновесного состояния намагниченности образца при наличии механических напряжений, кручения и внешнего магнитного поля. Для этого необходимо, как уже отмечалось выше, найти минимум функционала свободной энергии образца:

$$F = \int_0^R r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^L dz (f_{\text{in}} + f_{\text{ex}} + f_{\text{tor}} + f_{\text{Zee}}), \quad (4.23)$$

где  $f_{\text{in}}$  – вклад в плотность энергии, который связан с напряжениями, замороженными в процессе изготовления провода, и с учетом нормировки

(4.17) наводимыми при аксиальном растяжении,  $f_{\text{ex}}$  – учитывает вклад в свободную энергию неоднородных обменных взаимодействий,  $f_{\text{tor}}$  – слагаемое, связанное с кручением образца,  $f_{\text{Zee}}$  – Зеемановский вклад в плотность свободной энергии. Для получения уравнений для намагниченности учтем, что все слагаемые в (4.23) не зависят от  $z$ , поэтому достаточно анализировать плотность свободной энергии на единицу длины провода.

Ориентацию вектора  $\vec{M}$  будем определять с помощью полярного  $\theta$  и азимутального  $\psi$  углов, как показано на рис. 4.2:

$$M_z = M_s \cos \theta, \quad M_\varphi = M_s \sin \theta \sin(\psi - \varphi), \quad M_r = M_s \sin \theta \cos(\psi - \varphi). \quad (4.24)$$

Тогда в длинноволновом пределе (т.е. при определении равновесной структуры, устойчивой по отношению к длинноволновым флуктуациям) можно, следуя эксперименту, предположить, что внутри образца полярный угол зависит только от радиуса,  $\theta(r)$ , а азимутальный – только от координаты  $\varphi$ ,  $\psi(\varphi)$ . В этих предположениях выражение (4.23) с учетом (4.14), (4.15), (4.21) и (4.22) принимает вид:

$$F / L = \int_0^R r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \left[ \frac{\alpha}{2} \left[ \left( \frac{\partial \theta}{\partial r} \right)^2 + \frac{\sin^2 \theta}{r^2} \left( \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right)^2 \right] - \right. \\ \left. \frac{1}{2} K_\varphi(r) \sin^2 \theta \sin^2(\psi - \varphi) - \frac{1}{2} K_z(r) \cos^2 \theta + \tau C \cos \theta \sin(\psi - \varphi) \times \right. \quad (4.25) \\ \left. \left[ 3 |\lambda_s| r \sin \theta - \Lambda \left[ \cos \theta \left( \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \sin \theta \left( 2 - \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right) \right] \right] - \right. \\ \left. M_s H_z \cos \theta - M_s H_\varphi(r) \sin \theta \sin(\psi - \varphi) \right].$$

Отметим первое слагаемое в квадратных скобках в (4.25), которое учитывает неоднородные обменные взаимодействия по сечению провода. Записанное в таком виде это слагаемое в явном виде учитывает как

относительно медленное изменение направления намагниченности от циркулярного на поверхности провода к аксиальному в его сердцевине, так и резкое увеличение обменного вклада при  $r \rightarrow 0$ , связанное с формированием вихря намагниченности. Также отметим слагаемое при  $\tau$ , которое описывает выход намагниченности из плоскости в отсутствие внешних магнитных полей, а также различает правое и левое направление закручивания.

Равновесная конфигурация соответствует минимуму функционала (4.25) по функциям  $\psi(\varphi)$  и  $\theta(r)$ . Поскольку все рассматриваемые функции зависят только от одного аргумента (каждая от своего) в дальнейшем дифференцирование по нему будет обозначаться штрихом, т.к. это не вызывает недоразумения. Вариация по  $\psi(\varphi)$  дает:

$$-\frac{\alpha}{r^2} \sin^2 \theta \psi'' + \cos(\psi - \varphi) \left[ -K_\varphi(r) \sin^2 \theta \sin(\psi - \varphi) + \tau C \cos \theta (3 |\lambda_s| r \sin \theta - \Lambda \theta' \cos \theta) - M_s H_\varphi(r) \sin \theta \right] = 0 \quad (4.26)$$

Решениями уравнения (4.26) при  $\theta \neq 0, \pi$  являются  $\psi = \varphi \pm \pi/2$ . Это соответствует циркулярной ориентации намагниченности в оболочке. Заметим, что такое решение возможно лишь на достаточном расстоянии от центра, поскольку при  $r \rightarrow 0$  оно соответствовало бы бесконечно большой энергии (первое слагаемое в (4.26)). В рассматриваемом случае предполагается, что в сердцевине провода  $\theta = 0$  или  $\pi$ , поэтому указанная особенность не возникает.

Два противоположных знака в значении  $\psi$  соответствуют двум противоположным направлениям обхода окружности вектором  $\vec{M}$  и приводят к противоположным знакам величины  $\sin(\psi - \varphi) = \pm 1$ . Поскольку направление обхода является топологическим инвариантом (не меняется при деформации контура), введем топологический заряд  $Q \equiv \text{sign}(\text{rot} \vec{M})_z$ ,

численно совпадающий со знаком  $\sin(\psi - \varphi)$ . Как будет показано ниже, при наличии кручения переориентация магнитной структуры во внешнем магнитном поле происходит с сохранением топологического заряда.

Вариация (4.25) по  $\theta(r)$  при фиксированном  $\psi = \varphi + Q\pi/2$  приводит к дифференциальному уравнению с зависящими от  $r$  коэффициентами:

$$-\alpha(r\theta)' + \left[ \frac{\alpha}{r} - rK_\varphi(r) + rK_z(r) \right] \sin\theta \cos\theta + rM_s H_z \sin\theta - rM_0 H_\varphi(r) Q \cos\theta + \tau C Q \left[ 3|\lambda_s| r^2 \cos 2\theta + \Lambda \sin^2 \theta \right] = 0. \quad (4.27)$$

Из анализа выражения (4.27) видно, что в отсутствие кручения и внешних полей возможно два однородных состояния намагниченности, вдоль оси провода  $\theta = 0, \pi$  (устойчиво при  $K_z - K_\varphi > 0$ ), и в перпендикулярной этой оси плоскости  $\theta = \pi/2$  (устойчиво при  $K_z - K_\varphi < 0$ ). Легкоосное состояние сохраняет устойчивость в некотором интервале полей  $H_z$ , а легкоплоскостное – в некотором интервале полей  $H_\varphi$ . Кручение, строго говоря, разрушает как то, так и другое состояние, приводя как к отклонению вектора намагниченности от оси, так и выходу из плоскости.

#### 4.2.2. Качественный анализ возможных магнитных состояний провода и типичных переходов между ними

Конкретное распределение намагниченности зависит от явного вида функций  $K_z$ ,  $K_\varphi$  и может быть получено только численно. Однако, некоторые закономерности, связанные с влиянием внешних магнитных полей и механических напряжений (в том числе, кручения), могут быть получены в рамках качественной упрощенной модели. Предполагая, в соответствии с экспериментом, что основной вклад в процесс

перемагничивания вносит взаимодействие приповерхностной области металлической жилы провода (будем называть эту область *shell*) с внешним магнитным полем, будем рассматривать только слой, в котором в отсутствие внешних полей намагниченность ориентирована преимущественно перпендикулярно к оси провода. Сильное обменное взаимодействие, обеспечивающее корреляцию между магнитными состояниями оболочки и аксиально намагниченной сердцевиной провода (область *core*), учтем как некоторое дополнительное поле, направленное вдоль оси  $z$  [49], и будем считать включенным в эффективную константу анизотропии  $K_{\text{eff}}$ . Будем также пренебрегать пространственной зависимостью  $K_{\text{eff}}$  и  $M_z$  (и, соответственно, угла  $\theta$ ) в оболочке и считать, что радиальная компонента  $M_r = 0$ . Тогда выражение (4.23) для свободной энергии оболочки можно представить в следующем виде:

$$F = V \left[ \frac{1}{2} K_{\text{eff}} \sin^2 \theta - M_s H_z \cos \theta - M_s H_\varphi Q \sin \theta - \frac{1}{2} \Lambda C \tau Q \sin \theta \cos \theta \right], \quad (4.28)$$

где  $V$  – объем рассматриваемой области. Аналогично приведенным в предыдущем пункте рассуждениям величина  $Q$  в (4.28) принимает значения  $\pm 1$  и может рассматриваться как топологический заряд, соответствующий направлению обхода вектором намагниченности окружности, соосной оси провода (по или против часовой стрелки). Другими словами  $Q$  можно рассматривать, знак циркуляции намагниченности. Подчеркнем, что топологический заряд  $Q$  играет существенную роль в двух слагаемых – во вкладе, обусловленном кручением, где знак  $\tau$  выделяет направление обхода, и во вкладе, связанном с полем тока, поскольку направление обхода совпадает (или не совпадает) с линиями циркулярного магнитного поля. Слагаемые,

связанные с внешним аксиальным магнитным полем и анизотропией, имеют другую симметрию и от знака  $Q$  не зависят.

Для распределения намагниченности, близкого к циркулярному, так что  $|\cos\theta| \ll 1$ , аксиальная компонента  $M_z$ , соответствующая минимуму (4.28), определяется выражением:

$$M_z = M_s \frac{H_z M_s + \tau Q \Lambda C / 2}{K_{\text{eff}} + Q H_\varphi M_s}. \quad (4.29)$$

Анализ выражения (4.29) показывает, что кручение приводит к возникновению в образце эффективного поля подмагничивания

$$H_\tau = \tau Q C \Lambda / 2 M_s, \quad (4.30)$$

которое приводит к выходу намагниченности из плоскости и формированию геликоидальной структуры даже в отсутствие внешних полей. Направление этого подмагничивающего поля зависит от ориентации циркулярной компоненты намагниченности (заряд  $Q$ ) по отношению к направлению закручивания. Существенно, что знак создаваемой этим полем аксиальной компоненты намагниченности  $M_z$  коррелирован со знаком топологического заряда. Благодаря сильной обменной связи между ориентацией намагниченности оболочки и сердцевины, направление последней также связано со знаком  $Q$ .

Таким образом, равновесное распределение намагниченности во всем объеме проволоки можно охарактеризовать двумя числами, соответствующими знакам проекции намагниченности  $M_z$  и топологического заряда  $Q$ :  $(\text{sign}M_z, Q)$ . Четыре комбинации  $(+, +)$ ,  $(-, -)$ ,  $(+, -)$  и  $(-, +)$  соответствуют разным состояниям, схематически изображенным на рис. 4.4.

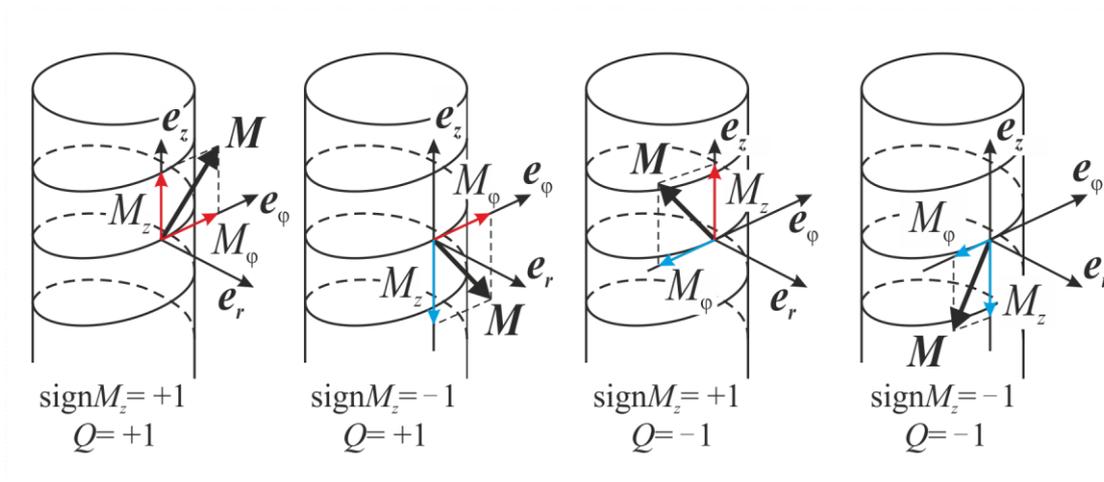


Рис. 4.4. Возможные магнитные состояния  $(+,+)$ ,  $(-,+)$ ,  $(+,-)$  и  $(-,-)$  микропровода с геликоидальной анизотропией.

В отсутствие внешних полей все четыре состояния имеют одинаковую энергию

$$F_{(+,+)} = F_{(-,-)} = F_{(+,-)} = F_{(-,+)}, \tau = 0, H_\varphi = 0 \quad (4.31)$$

и, следовательно, являются эквивалентными.

Кручение снимает вырождение состояний с противоположными знаками  $M_z$  и  $Q$ :

$$F_{(+,+)}(\tau) = F_{(-,-)}(\tau) < F_{(+,-)}(\tau) = F_{(-,+)}(\tau), H_\varphi = 0. \quad (4.32)$$

Конкретный знак неравенства выбран для ясности дальнейших рассуждений, в общем случае этот знак зависит от знака  $\tau$ .

Магнитное поле тока,  $H_\varphi$ , приводит к дальнейшему снятию вырождения между состояниями с различным знаком  $Q$ , например, такому:

$$F_{(+,+)}(\tau, H_\varphi) < F_{(-,-)}(\tau, H_\varphi), F_{(-,+)}(\tau, H_\varphi) < F_{(+,-)}(\tau, H_\varphi). \quad (4.33)$$

Соотношение между  $F_{(+,+)}(\tau, H_\varphi)$ ,  $F_{(-,-)}(\tau, H_\varphi)$ ,  $F_{(-,+)}(\tau, H_\varphi)$ ,  $F_{(+,-)}(\tau, H_\varphi)$  зависит от величин  $\tau$  и  $H_\varphi$  и в общем случае может быть любым.

При приложении к образцу аксиального поля  $H_z$  (при фиксированных  $\tau$  и  $H_\varphi$ ) величина  $M_z$  в приповерхностной области изменяется (как видно из формулы (4.29)). При этом изменение распределения намагниченности во всем образце может происходить по следующим четырем сценариям:

1. В отсутствие кручения и тока ( $\tau = 0$ ,  $H_\varphi = 0$ ) аксиальное поле  $H_z$  приводит к тому, что магнитные моменты кора и оболочки выстраиваются вдоль направления этого поля. Уменьшение поля приводит к повороту вектора намагниченности в приповерхностной области по направлению к легкой оси ( $M_z \rightarrow 0$  при  $H_z \rightarrow 0$ ). Альтернативно это можно трактовать как движение 90-градусной квазидоменной стенки по направлению от поверхности провода к его центру [24, 26, 27]. При дальнейшем уменьшении поля ( $H_z < 0$ ) магнитные моменты оболочки продолжают поворачиваться в сторону поля. Поскольку в этом случае энергия образца не зависит от знака  $Q$ , то при таком перемагничивании касательная составляющая намагниченности не меняет направления и состояние (+,+) непрерывно переходит в состояние (-,+). Такой процесс перемагничивания проявляется себя в плавных (без скачка) и симметричных по  $H_z$  зависимостях. Это самый простой и одновременно наименее вероятный сценарий, поскольку в реальных образцах условие  $\tau = 0$  обычно не выполняется. Схематически эволюция вектора намагниченности в приповерхностной области провода изображена на рис. 4.5 (а).

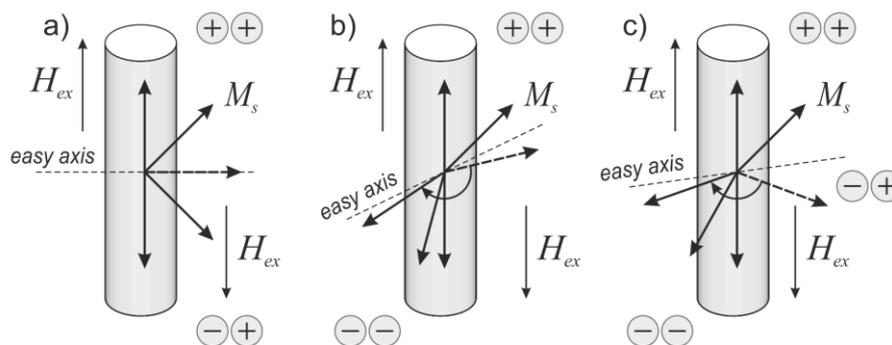


Рис. 4.5. Перемагничивание провода в отсутствие внешних воздействий (а), при наличии кручения (б), (с).

2. При наличии кручения, но в отсутствие тока ( $H_\varphi = 0$ ) возможен другой сценарий, который реализуется в случае, если разность энергий ( $F_{(-,+)}(\tau) - F_{(+,+)}(\tau)$ ) достаточно велика. Действительно, при приближении  $H_z \rightarrow 0$  со стороны положительных значений компонента  $M_z$  намагниченности оболочки стремится к ненулевому положительному значению, зависящему от угла кручения. Дальнейшее уменьшение  $M_z$  в область отрицательных значений при сохранении направления касательных компонент намагниченности (знака  $Q$ ) означало бы переход в энергетически невыгодное состояние  $(-,+)$ . Переход же к эквивалентному (в нулевом поле) состоянию  $(-,-)$  может осуществляться скачком, причем значения поля, при котором происходит скачок зависит от угла кручения  $\tau$ , рис. 4.5 (б).

Такой процесс перемагничивания характеризуется а) скачком намагниченности и, соответственно, скачком на кривых GMI; б) смещением поля скачка по отношению к  $H_z = 0$ ; в) симметричной кривой перемагничивания, т.к. в отсутствие поля тока  $H_\varphi$  состояния  $(+,+)$  и  $(-,-)$  эквивалентны; с) уменьшением амплитуды пика GMI, поскольку его

максимум соответствует  $M_z = 0$ , что не реализуется в данном процессе. Пример такой кривой изображен на рис. 3.16 и 3.18 (ток 0 мА).

Если эффекты кручения малы, то во внешнем магнитном поле возможен другой знак неравенства в (4.32). Тогда при перемагничивании микропровод последовательно пройдет состояния  $(+, +) \rightarrow (-, +) \rightarrow (-, -)$ , причем второй переход будет осуществляться скачком, рис. 4.5 (с). Такой процесс будет иметь все перечисленные выше особенности, кроме уменьшения амплитуды пика GMI. Как видно из рис. 4.5 (с) при переходе  $(+, +) \rightarrow (-, +)$  при некотором значении внешнего магнитного поля, равном величине поля подмагничивания (4.30), составляющая намагниченности  $M_z = 0$ , а импеданс, соответственно, достигает своего максимального значения.

3. При наличии и кручения, и тока перемагничивание может происходить по сценарию 2, однако при этом состояния  $(+, +)$  и  $(-, -)$  неэквивалентны (уравнение (4.33)). Это выражается, в частности, в различии эффективных констант анизотропии  $K_{\text{eff}} + QH_\varphi M_s$  входящих в знаменатель (4.29) и определяющих точку потери устойчивости состояния. При изменении внешнего магнитного поля от положительного поля насыщения в сторону отрицательных значений, т.е. при осуществлении перехода от  $(+, +)$  к  $(-, -)$ , рис. 4.6 (а), скачок происходит при потере устойчивости состояния  $(+, +)$ . При перемагничивании в обратном направлении, которое будет соответствовать увеличению  $M_z$  и переходу из состояния  $(-, -)$  в состояние  $(+, +)$ , скачок будет происходить, соответственно, при потере устойчивости состояния  $(-, -)$ .

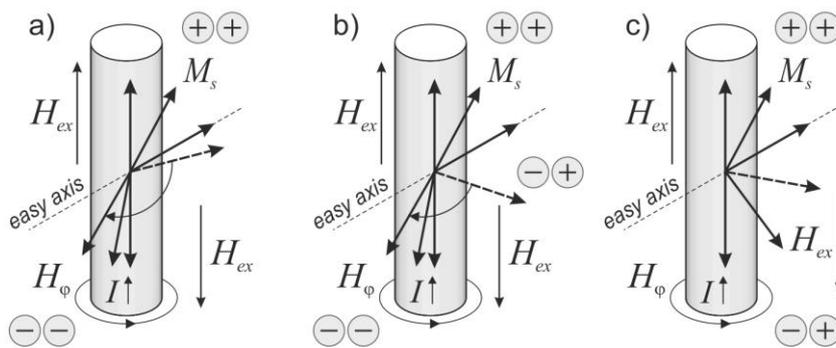


Рис. 4.6. Возможные механизмы перемагничивания микропровода при наличии кручения и поля тока.

Поскольку при  $H_\varphi \neq 0$  состояния  $(+,+)$  и  $(-,-)$  имеют разную энергию, то характерные значения поля, при котором происходит срыв намагниченности, будут отличаться на величину  $2H_\varphi$ , что проявляется в виде смещенного гистерезиса. Такого рода несимметричная по отношению к точке  $H_z = 0$  экспериментальная зависимость GMI изображена на рис. 3.16 (ток 10 мА).

Аналогично рассмотренному в предыдущем пункте случаю возможен вариант, когда провод закручен на малое число оборотов ( $H_\tau$  мало), и осуществляется последовательный переход между состояниями  $(+,+) \rightarrow (-,+) \rightarrow (-,-)$ , рис. 4.6 (b). При этом достигается максимальная амплитуда GMI-эффекта, поскольку при переходе  $(+,+) \rightarrow (-,+)$  при некотором значении внешнего магнитного поля  $M_z = 0$ .

4. Последний возможный сценарий реализуется, когда поле тока  $H_\varphi$  превышает все остальные характерные поля, а эффекты кручения достаточно малы, рис. 4.6 (c). В этом случае, возможен плавный переход между состояниями  $(+,+)$  и  $(-,+)$  с сохранением знака циркулярной компоненты намагниченности, как и в п. 1, с той лишь разницей, что теперь, в присутствии тока, эти состояния  $F_{(+,+)}(\tau, H_\varphi)$  и  $F_{(-,+)}(\tau, H_\varphi)$

неэквивалентны (см. (4.33)). Плавный переход означает отсутствие и скачков намагниченности, и гистерезиса. Однако, за счет кручения максимум кривой GMI (точка, в которой  $M_z = 0$ ) сдвинут по отношению к точке  $H_z = 0$  на величину введенного выше эффективного поля подмагничивания  $H_r$ . Примером такой зависимости служит кривая 10 мА на рис. 3.18.

Отдельно проанализируем, как при наличии тока будут изменяться поля насыщения. В случае относительно небольших токов, когда перемагничивание осуществляется по схеме рис. 4.6 (а) или (б), в зависимости от взаимной ориентации касательной составляющей намагниченности  $M_\varphi$  и поля тока  $H_\varphi$ , поле насыщения может, как уменьшаться, так и увеличиваться. Во случае, изображенном на рис. 4.6 (с) поле тока всегда совпадает с направлением  $M_\varphi$  и фактически препятствует перемагничиванию провода.

Такого рода зависимость поля насыщения от величины тока, предсказываемая моделью, отлично подтверждается экспериментом. На экспериментальных зависимостях GMI, приведенных на рис. 3.19, поле насыщения на одной из веток кривой ( $H_s^+$ ) с возрастанием тока увеличивается монотонно. Напротив, поле  $H_s^-$  при малых значениях тока сперва убывает, а, начиная с некоторого критического значения тока (после изменения механизма перемагничивания), также увеличивается.

#### 4.2.3. Расширенная *core – shell* модель с учетом взаимодействия между сердцевинной и оболочкой

Вернемся к анализу функционала (4.25) и следующего из него выражения (4.27). Для их строгого решения необходимо знать явный вид зависимостей констант анизотропии  $K_z(r)$ ,  $K_\varphi(r)$ , которые, как правило,

неизвестны. Поэтому примем следующие предположения, которые, с одной стороны, упрощают вычисления, а с другой – соответствуют физической интуиции:

- Будем считать, что характерный размер  $\xi$ , на котором константы анизотропии можно считать однородными, меньше радиуса провода  $\delta$ , но много больше размера магнитной неоднородности  $r_0$ , т.е. выполняется неравенство  $\delta > \xi \gg r_0$ . Тогда внутри провода можно условно выделить три области – сердцевина (*core*,  $r < R_b$ ), оболочка (*shell*,  $R_b < r < \delta$ ) и промежуточная область квазидоменной стенки между ними ( $r \propto R_b$ ), где  $R_b$  – условное положение границы раздела между областями *core* и *shell*.
- Будем считать, что внутри сердцевины эффективная константа анизотропии постоянна и равна  $K_c > 0$ , а в оболочке – постоянна и равна  $K_{sh} > 0$ , так что

$$K(r) \equiv K_z(r) - K_\varphi(r) = \begin{cases} K_c, & r < R_b, \\ -K_{sh}, & r > R_b. \end{cases} \quad (4.34)$$

Обменный вклад  $\alpha / r^2$  (существенный в сердцевине) будем считать учтенным в константе  $K_c$ . Ряд экспериментальных работ [47, 48, 49, 70], связанных с измерением объемных петель гистерезиса микропроводов, косвенно свидетельствуют о том, что именно механизм обменных взаимодействий, а не магнитоупругая энергия, ответственен за аксиальное упорядочение намагниченности вблизи оси провода.

- При анализе магнитной структуры оболочки пренебрежем пространственным изменением  $r$ , будем полагать, что  $r \approx (R_b + \delta) / 2$ . Аналогичным образом примем, что циркулярное поле тока в оболочке неизменно по ее объему и равно полю, создаваемому током на поверхности провода  $H_\varphi(r) \approx H_\varphi(R_{wire})$ .

– Во всех выражениях, относящихся к кручению провода, будем пренебрегать в первом приближении слагаемым при  $\lambda_s$  по сравнению со слагаемым при  $\Lambda$ . Такое приближение основывается на том, что константа  $\Lambda$  по своей природе является обменной, а  $\lambda_s$  – релятивистской, поэтому соответствующие эффекты будут меньше. Поскольку величины  $\Lambda$  и  $\lambda_s$  имеют разную размерность, соотношение между ними, вообще говоря, зависит и от радиуса провода, но в любом случае релятивистская добавка изменит ответ количественно, но не качественно.

В принятых предположениях магнитную структуру провода можно приближенно описать с помощью двух углов  $\theta_c$  (в сердцевине,  $r < R_b$ ) и  $\theta_{sh}$  (в оболочке,  $r > R_b$ ), схематически изображенных на рис. 4.7.

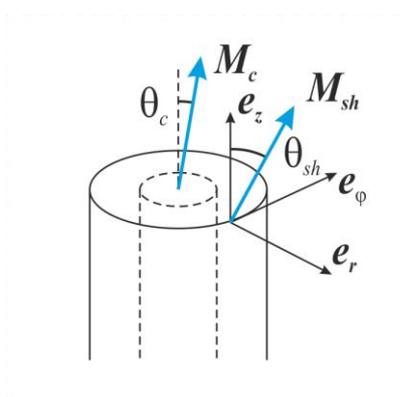


Рис. 4.7. Структура *core – shell* (область перехода не показана).

Для учета связи между областями введем энергию переходной области в виде

$$f_{DW} = -g \cos(\theta_{sh} - \theta_c), \quad g \sim \sqrt{\alpha K_{\text{eff}}}, \quad (4.35)$$

где  $g$  – эффективная константа взаимодействия. Выбор выражения определяется исключительно феноменологическими соображениями – взаимодействие между оболочкой и сердцевиной носит обменный характер и, следовательно, зависит от взаимной ориентации намагниченности в одной и другой областях.

С учетом сделанных предположений и обозначений (4.34), (4.35) из (4.27) следуют уравнения для  $\theta_c$  и  $\theta_{sh}$ :

$$\begin{aligned} K_c \sin \theta_c \cos \theta_c + M_s H_z \sin \theta_c + \tau C Q \frac{\Lambda}{r} \sin^2 \theta_c - g \sin(\theta_{sh} - \theta_c) &= 0, \\ -K_{sh} \sin \theta_{sh} \cos \theta_{sh} + M_s H_z \sin \theta_{sh} - M_s H_\varphi Q \cos \theta_{sh} + & \\ \tau C Q \frac{\Lambda}{r} \sin^2 \theta_{sh} - g \sin(\theta_{sh} - \theta_c) &= 0. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Для нахождения равновесных значений  $\theta_c$  и  $\theta_{sh}$  при заданных полях  $H_z$ ,  $H_\varphi$ , обычно удобнее не решать уравнения вида (4.36), фактически полученные дифференцированием плотности свободной энергии по независимой переменной, а непосредственно минимизировать численными методами само выражение для энергии.

Для рассматриваемой *core – shell* структуры энергию провода представим в виде взвешенной суммы энергий каждой из областей:

$$F = \kappa F_{\text{core}} + (1 - \kappa) F_{\text{shell}} + F_{\text{int}}, \quad (4.37)$$

где  $\kappa$  – параметр, задающий объемную долю области *core* по отношению к области *shell*, и принимающий значения от 0 до 1. Выражения для  $F_{\text{core}}$ ,  $F_{\text{shell}}$  получаются интегрированием (4.36). Тогда в явном виде (4.37) переписывается следующим образом:

$$\begin{aligned} F = (1 - \kappa) \left( \frac{\tilde{H}_{sh}}{4} \cos 2\theta_{sh} - H_z \cos \theta_{sh} + H_\varphi Q \sin \theta_{sh} - \frac{H_\tau}{4} \sin 2\theta_{sh} \right) & \\ - \kappa \left( \frac{\tilde{H}_c}{4} \cos 2\theta_c + H_z \cos \theta_c - \frac{H_\tau Q}{4} \sin 2\theta_c \right) - H_{\text{int}} \cos(\theta_{sh} - \theta_c), & \end{aligned} \quad (4.38)$$

где  $\tilde{H}_{sh} = \frac{K_{sh}}{M_s}$  – эффективное поле циркулярной анизотропии в оболочке,

$\tilde{H}_c = \frac{K_c}{M_s}$  – поле анизотропии центральной области металлической жилы,

которое возникает вследствие магнитоупругого и обменного взаимодействий. Поле  $H_\tau$  задается выражением (4.30), но, вообще говоря, должно было бы учитывать и вклад в энергию провода, связанный со сдвиговыми напряжениями  $\sigma_{z\varphi}$ , и вклад обменного происхождения, связанный с неоднородным поворотом локальных осей анизотропии при кручении. Поскольку основной механизм аксиального упорядочения в области *core* и основной механизм изменения этого упорядочения при внешнем воздействии имеют одинаковое (обменное) происхождение, то в (4.38) искусственно введен параметр  $\wp$ , который может изменяться в пределах от 0 до 1 и при моделировании позволяет учитывать «подкручивание» намагниченности в центральной области провода.

Величина  $H_{int} = \frac{g}{M_s}$  отвечает за взаимодействие между областями *core* и

*shell* и также выражается в полевых единицах.

Выражение (4.38) можно применять для нахождения равновесных значений углов  $\theta_c$ ,  $\theta_{sh}$ , т.е. для численного моделирования процесса перемагничивания, но входящие в него величины  $\tilde{H}_{sh}$ ,  $\tilde{H}_c$ ,  $H_\tau$ ,  $\wp$ , к сожалению, не имеют явного физического смысла, т.е. не являются величинами, которые можно оценить непосредственно из эксперимента. Поэтому, воспользовавшись известным тригонометрическим преобразованием с введением вспомогательного угла

$$A \cos 2\theta + B \sin 2\theta = \sqrt{A^2 + B^2} \cos 2(\theta - \psi), \quad \operatorname{tg} 2\psi = \frac{B}{A},$$

преобразуем (4.38) к следующему окончательному виду:

$$\begin{aligned}
F = (1 - \kappa) \cdot & \left( \frac{1}{2} H_{sh} \sin^2(\psi_{sh} - \theta_{sh}) + H_{\varphi} Q \sin \theta_{sh} - H_z \cos \theta_{sh} \right) \\
& + \kappa \left( \frac{1}{2} H_c \sin^2(\psi_c - \theta_c) - H_z \cos \theta_c \right) - H_{int} \cos(\theta_{sh} - \theta_c).
\end{aligned} \tag{4.39}$$

$$H_c = \sqrt{\tilde{H}_c^2 + H_{\tau}^2 \delta^2}, \quad \psi_c = \frac{1}{2} \arctan \frac{H_{\tau} \delta}{\tilde{H}_c}, \tag{4.40}$$

$$H_{sh} = \sqrt{\tilde{H}_{sh}^2 + H_{\tau}^2}, \quad \psi_{sh} = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \arctan \frac{H_{\tau}}{\tilde{H}_{sh}}. \tag{4.41}$$

Полученное выражение (4.39) представляет собой плотность энергии для магнитного микропровода, имеющего две связанные области – *core* и *shell*, для каждой из которых реализуется анизотропия типа легкая ось. В рамках модели Стонера-Вольфарта [107] область *core* характеризуется полем анизотропии  $H_c$  и углом  $\psi_c$  отклонения легкой оси от оси провода, см. (4.40), а область *shell* – полем  $H_{sh}$  и углом  $\psi_{sh}$ , определяемыми выражениями (4.41).

На рис. 4.8 схематически изображен процесс перемагничивания провода при наличии кручения и в отсутствие тока в направлении уменьшения внешнего аксиального магнитного поля от  $+H_{sh}$  до  $-H_{sh}$ .

Изначально провод намагничен до состояния насыщения. При уменьшении магнитного поля магнитные моменты оболочки поворачиваются по направлению к легкой оси, и при нулевом поле вектор намагниченности в области *shell* направлен под углом  $\psi_{sh}$  к оси провода. При достижении полем величины  $-H_c$  в центральной части провода скачком происходит смена направления намагниченности. Этот момент изображен на рис. 4.8 обоюдоострой стрелкой у верхнего основания цилиндра. Скачок происходит в соответствии с моделью Стонера-

Вольфарта [107], поскольку легкая ось в области *core* совпадает с направлением, вдоль которого прикладывается магнитное поле.

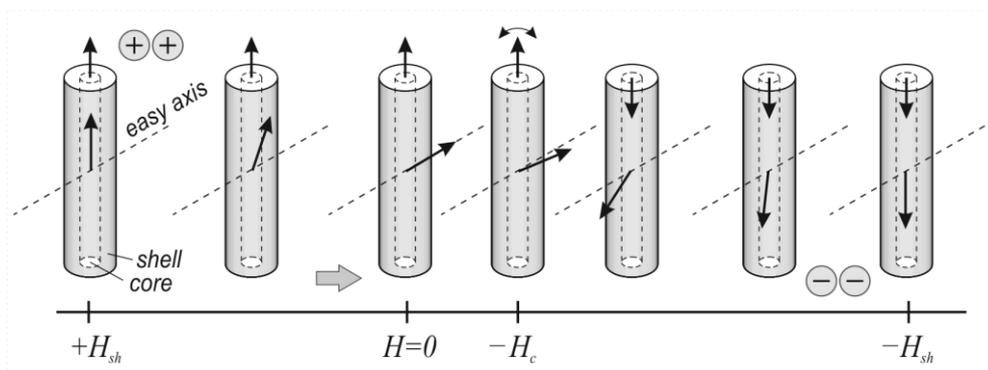


Рис. 4.8. Процесс перемагничивания *core – shell* структуры.

Поскольку области взаимодействуют, то, вслед за изменением состояния сердцевинки, скачком изменяется направление намагниченности в оболочке. Дальнейшее увеличение внешнего поля приводит к плавному вращению намагниченности до состояния насыщения. В обратном направлении процесс перемагничивания происходит аналогичным образом, но скачок будет иметь место с другой стороны, относительно нулевого поля.

Из анализа рис. 4.8 следует ожидать, что входящие в формулу (4.39) величины  $H_c$  и  $H_{sh}$  могут быть приблизительно оценены из эксперимента. Поле анизотропии  $H_c$  будет равно полю, на котором имеет место скачок на зависимости  $GMI$ , а  $H_{sh}$  фактически является полем насыщения провода. Эволюцию угла отклонения  $\psi_{sh}$  легкой оси в приповерхностной области провода при его кручении и в отсутствие внешних полей можно наблюдать по равновесному положению намагниченности прямыми магнитооптическими методами [46]. Угол отклонения  $\psi_c$  легкой оси в области *core* можно, по-видимому, при небольших  $\tau$  считать равным 0, тем не менее именно изменение (увеличение) этого угла, как будет

показано ниже при моделировании, позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое уменьшение поля срыва при кручении. Объемная доля области сердцевинки  $k$  может быть косвенно определена путем измерения объемных петель гистерезиса [48]. Величина  $H_{int}$  является подгоночным параметром модели, который, впрочем, как показали численные эксперименты, может изменяться в широких пределах без существенного изменения результатов моделирования.

#### 4.2.4. Результаты численного моделирования эффекта гигантского магнитного импеданса

Целью моделирования было показать, что предложенная выше расширенная *core – shell* модель дает правильное качественное описание GMI и предсказывает основные наблюдаемые экспериментально эффекты. При моделировании, в соответствии с (4.39), полагалось, что энергия образца складывается из трех слагаемых: энергии центральной области, энергии оболочки и эффективной энергии взаимодействия. Таким образом задача сводится к нахождению при заданном внешнем аксиальном магнитном поле  $H_z$  минимума этой функции относительно двух переменных – углов  $\theta_c$  и  $\theta_{sh}$ . Сама величина  $H_z$  в процессе моделирования изменялась в пределах, заведомо превышающих поле насыщения. Циркулярное поле тока  $H_\phi$  и прочие параметры системы считаются заданными.

Найденное значение  $\theta_{sh}$  подставляется в следующее из (1.16) выражение

$$GMI = M_z^2 = \cos^2 \theta_{sh}, \quad (4.42)$$

учитывающее, что в диапазоне СВЧ электромагнитная волна взаимодействует только с приповерхностной областью провода.

Для учета вклада аксиального растяжения учтем, что его приложение приводит к перенормировке (4.17) константы анизотропии в области *shell*, и перепишем (4.41) в виде:

$$H_{sh} = \sqrt{(\tilde{H}_{sh} + H_m)^2 + H_\tau^2}, \quad \psi_{sh} = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \arctan \frac{H_\tau}{\tilde{H}_{sh} + H_m}, \quad (4.43)$$

где  $H_m$  – выраженная в полевых единицах величина приложенных напряжений  $\sigma_{zz}$ . Соответствующие выражения (4.40) для  $H_c$ ,  $\psi_c$  оставим без изменений, поскольку полагается, что аксиальное упорядочение в области *core* обеспечивается за счет обменного механизма, а не за счет магнитоупругого взаимодействия.

На рис. 4.9 приведены характерные зависимости GMI, рассчитанные при следующих значениях параметров  $\tilde{H}_c = 0.5$  Э,  $\tilde{H}_{sh} = 1$  Э,  $H_{int} = 0.005$  Э,  $\kappa = 0.49$  и нескольких различных значениях  $H_m$  и  $H_\tau$ . Поле анизотропии и угол отклонения оси легкого намагничивания в области *shell* рассчитывалось с помощью (4.43), области *core* – с помощью выражений (4.40).

Из рисунка видно, что приложение аксиального растяжения не изменяет симметрию пика, его амплитуду и не приводит к появлению магнитного гистерезиса. Последовательное увеличение поля  $H_m$  при фиксированном  $H_\tau = 0$  приводит к увеличению магнитной жесткости образца за счет увеличения суммарного поля анизотропии области *shell*. Примером экспериментальных кривых, соответствующих такой моделируемой ситуации, являются кривые, изображенные на рис. 3.8, 3.9.

Кручение провода приводит к изменению эффективных полей анизотропии и направлений осей легкого намагничивания в сердцевине и

оболочке, что приводит к следующим основным эффектам: уменьшению амплитуды GMI, «затягиванию» поля насыщения, появлению резких срывов и симметричного гистерезиса вблизи нулевого поля, связанных с изменением направления намагниченности в центральной области провода и следующим за этим скачком намагниченности в оболочке. Этой ситуации соответствуют экспериментальные кривые на рис. 3.11, 3.12. На вставках к рис. 4.9 показана эволюция составляющей  $M_z$  намагниченности в областях *core* и *shell*.

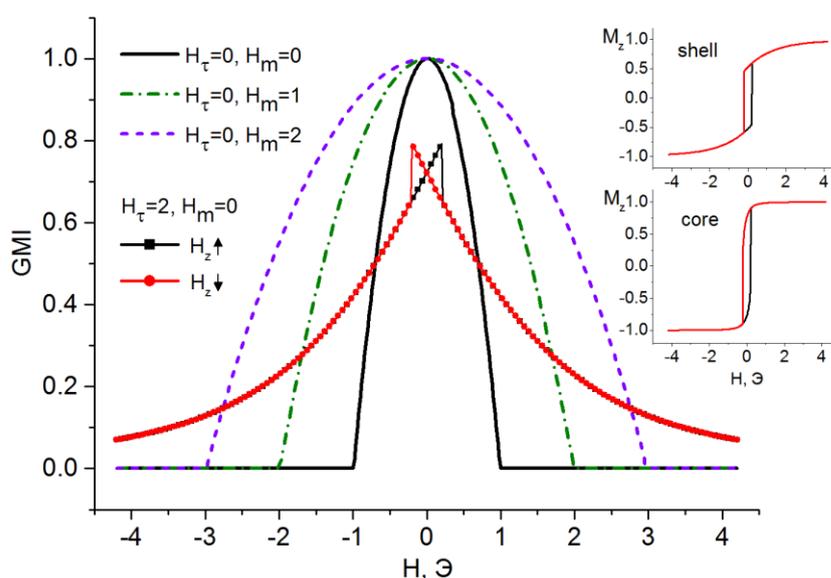


Рис. 4.9. Изменение профиля кривой GMI под действием механических напряжений – растяжения и кручения.

Из графика видно, что предложенная модель адекватно предсказывает изменение формы кривой GMI под действием механических напряжений. Поскольку наиболее интересным экспериментальным эффектом является уменьшение поля скачка при закручивании провода, остановимся на этом эффекте подробнее.

В терминах упрощенной модели о двух взаимодействующих областях, каждая из которых может быть описана теорией Стонера-Вольфарта, при

кручении провода происходит поворот осей анизотропии в областях *shell* и *core*. В исходном состоянии (без внешних напряжений)  $\psi_{sh} = \pi/2$ , т.е. легкая ось оболочки перпендикулярна оси провода. При закручивании провода легкая ось отклоняется от циркулярного направления и при больших углах кручения  $\tau$  может достигать величины  $\psi_{sh} = \pi/4$ , см. рис. 4.1. Если бы мы ограничились только рассмотрением этой области, как это делается в работах [39, 42], то, поскольку направление легкой оси приближается к направлению внешнего магнитного поля, происходило бы увеличение коэрцитивной силы, а значит и увеличение поля скачка на зависимости GMI.

Рассмотрим возможный дополнительный поворот легкой оси в области *core*. В исходном состоянии  $\psi_c = 0$ , при закручивании (в отличие от оболочки) легкая ось в центральной жиле будет отклоняться от оси провода и, соответственно, от направления внешнего магнитного поля. Максимальное значение, которого может достигать величина  $\psi_c$ , по всей видимости тоже равно  $\psi_c = \pi/4$ , но ограничено в модели подгоночным параметром  $\wp$ . Согласно модели Стонера-Вольфарта в этом случае критическое поле области *core* будет уменьшаться вплоть до предела  $H_c/2$ . Поскольку коэрцитивность образца в целом связана с переманчиванием *core*, то при закручивании поле скачка будет уменьшаться, несмотря на то, что независимо коэрцитивность области *shell* возрастает.

При  $H_m = 0$  и указанных выше параметрах модели на рис. 4.10 построены зависимости GMI вблизи нулевого поля при нескольких значениях поля  $H_\tau$ , связанного с кручением. На рисунке также приведены рассчитанные значения углов  $\psi_c$ ,  $\psi_{sh}$ .

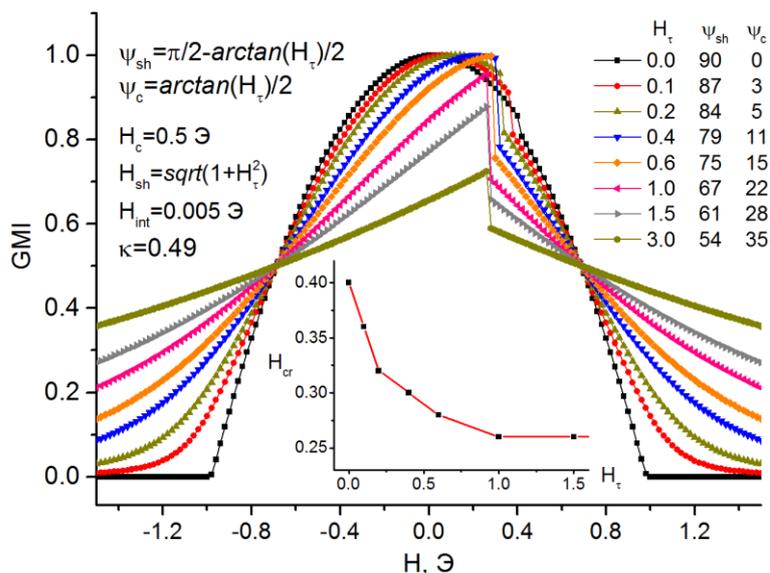


Рис. 4.10. Уменьшение критического поля при закручивании провода.

Как видно из рисунка моделирование достаточно полно отражает наблюдаемую экспериментально ситуацию:

- Поле срыва обратно пропорционально приложенному вращению, см. вставку на рис. 4.10.
- При сильном увеличении кручения поле срыва выходит на насыщение, соответствующее углам  $\psi_{sh} = \psi_c \rightarrow \pi/4$ .
- Намагниченность в области *shell* проходит все возможные состояния. При малых углах закручивания срыв происходит после перехода  $M_{sh}$  через положение  $\theta_{sh} = \pi/2$ , при этом на наблюдается максимальный размах GMI, равный 1. При больших углах кручения срыв происходит раньше, т.е. намагниченность в *shell* не устанавливается перпендикулярно оси провода, при этом амплитуда GMI уменьшается.
- Амплитуда скачка, как видно из моделирования и что соответствует экспериментальной ситуации, с увеличением  $H_t$  сначала возрастает, а затем убывает.

К сожалению такая простая модель испытывает затруднения при объяснении линейного возрастания критического поля при увеличении аксиального напряжения. Для объяснения этого эффекта требуется, чтобы возрастала коэрцитивность области *core*, тогда как нами на всех этапах предполагалось, что механическое растяжение и связанные с ним магнитоупругие эффекты, не могут оказывать существенное влияние на характер магнитного упорядочения в сердцевине, основанном на обменном взаимодействии.

Наконец, рассмотрим влияние поля постоянного тока  $H_\varphi$  на эффект GMI. На рис. 4.11 кривыми с маркерами показаны две ветки нормированной GMI зависимости, которые соответствуют возрастанию (квадратный маркер) и убыванию (круглый маркер) внешнего магнитного поля. Значения параметров модели приведены на рисунке. Предполагается, что провод закручен так, что  $H_\tau = 2$  Э, поэтому вблизи нулевого поля, как и на рис. 4.9, имеет место симметричный гистерезис.

Поле постоянного тока конкурирует с факторами, отвечающими за магнитный гистерезис, и, начиная с некоторой критической величины тока, приводит к несимметричным кривым без гистерезиса (сплошные кривые), причем, аналогично эксперименту, поле насыщения на одной из веток GMI зависимости сперва убывает, а затем возрастает, тогда как поле насыщения на другой ветке возрастает с увеличением тока монотонно. Пример экспериментальной зависимости, качественно совпадающей с рис. 4.11, приведен на рис. 3.19.

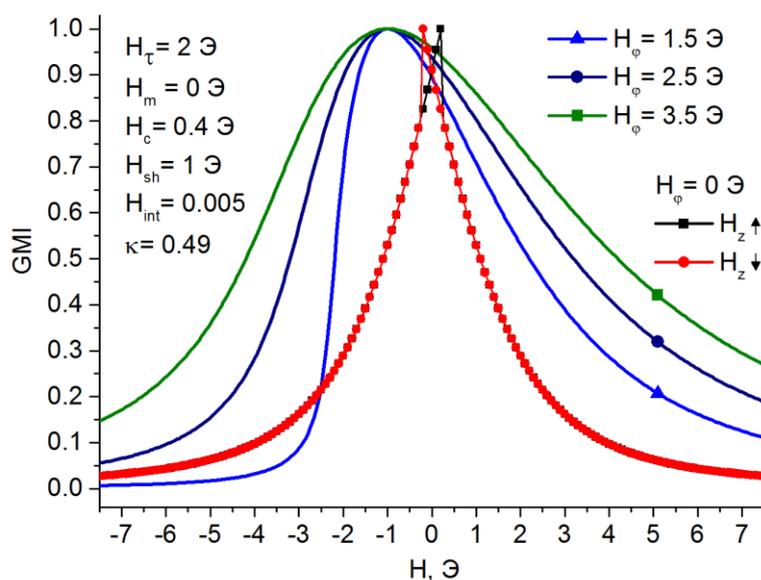


Рис. 4.11. Результаты моделирования влияния постоянного тока.

#### 4.2.5. Про «неучет» бамбуковой доменной структуры в приповерхностной области провода

Построенная выше модель перемагничивания провода предполагает, что в приповерхностной области провод находится в монодоменном состоянии. При этом намагниченность этого домена направлена либо циркулярно, либо геликоидально. Известно, в т.ч. путем прямых наблюдений оптическими методами, что в проводах на основе кобальта реализуется бамбуковая доменная структура (рис. 1.4) с периодом порядка диаметра провода.

Как отмечается в [25] в идеальном проводе отсутствуют механизмы, которые могли бы привести к формированию такой доменной структуры. Для ее появления необходимо наличие дефектов на поверхности провода либо нерегулярность (эллиптичность) его сечения. При этом на поверхность металлической жилы выходят нескомпенсированные

магнитные заряды, и, из необходимости минимизации магнитостатической энергии, происходит разбиение на циркулярные домены.

В ряде экспериментальных работ, посвященных детальному исследованию магнитооптическими методами процессов перемагничивания приповерхностной области [71, 72], было показано, что, вообще говоря, магнитная картина на поверхности провода значительно сложнее. В ненапряженных проводах, в отсутствие поля могут образовываться не только циркулярные домены, но и магнитные вихри. Аналогичные особенности независимо получены при моделировании распределения намагниченности в проводе численными методами [84, 85]. С другой стороны, показано, что указанные особенности реализуется только в ненапряженных проводах. Если провод натянут или закручен внешними силами или моментами сил, то вклад магнитостатической энергии в общую энергию провода оказывается незначительным, и монодоменная поверхностная магнитная структура формируется за счет магнитоупругого взаимодействия. Дополнительным экспериментальным подтверждением этого принято считать то факт, что т.н. «magnetic aftereffect» в микропроводах обычно мал [115].

Поскольку в данной работе изучаются эффекты, основанные на приложении к микропроводу внешних механических напряжений, то можно считать, что во всех рассмотренных экспериментах заведомо выполняются условия формирования монодоменной структуры.

### **4.3. Основные выводы по разделу 4**

Построена феноменологическая теория процессов перемагничивания аморфных микропроводов, в основе которой лежит энергетический баланс между энергией продольно намагниченной центральной части микропровода и его циркулярно намагниченной оболочкой.

Найдено равновесное состояние намагниченности при наличии аксиальных и торсионных механических напряжений и действия продольного магнитного поля и циркулярного поля, создаваемого протекающим по проводу постоянным током.

Кручение приводит к образованию геликоидальной магнитной структуры с заданной ориентацией относительно действующих магнитных полей. В зависимости от соотношения значений магнитных полей, их направленности и величины *core – shell* обменного взаимодействия реализуются несколько сценариев перемагничивания, ряд из которых сопровождается гистерезисом и скачками намагниченности. Численное моделирование при реальных значениях параметров микропроводов показало совпадение модельных результатов с экспериментальными данными.

Полученные в этом разделе новые научные результаты и ключевые положения предложенной модели опубликованы в [116, 117, 118].

## ВЫВОДЫ

В работе экспериментально исследовано влияние упругих механических напряжений и поля постоянного тока на эффект гигантского магнитного импеданса в аморфных микропроводах в диапазоне сверхвысоких частот. Предложена качественная модель, учитывающая наличие эффективного взаимодействия намагниченной вдоль оси центральной области и приповерхностной области с геликоидальным типом анизотропии.

Основные результаты работы состоят в следующем:

- Показано, что аксиальные напряжения приводят к изменению поля анизотропии в магнитном аморфном микропроводе и уширению кривой СВЧ GMI. Торсионные напряжения вызывают существенное изменение профиля GMI, его гистерезис и появление срывов в полевых зависимостях. С ростом аксиальных напряжений критическое поле магнитных нестабильностей растет, а с ростом торсионных напряжений падает.
- Циркулярное магнитное поле, наведенное постоянным электрическим током, приводит к зеркальной асимметрии кривых GMI, изменению величины скачка и сдвигу петли нестабильности GMI относительно нулевого поля. Все указанные явления зависят от величины циркулярного поля и его киральности относительно направления аксиального магнитного поля.
- На основе анализа энергетического баланса магнитной системы упруго деформированного микропровода построена феноменологическая модель, адекватно описывающая основные закономерности изменения GMI под действием различных конфигураций упругих напряжений и статических магнитных полей.
- Решена прямая и обратная задача взаимодействия электромагнитной волны с отрезком микропровода в прямоугольном волноводе и

установлена связь между коэффициентом отражения, магнитной проницаемостью микропровода и СВЧ импедансом. Показано, что точность измерения магнитного импеданса может быть существенно повышена, при экспериментальном учете вклада высших мод.

Результаты работы существенно расширяют представления о физических процессах, происходящих при перемагничивании микропроводов, что открывает новые возможности для управления магнитными свойствами аморфных проволок. Полученные экспериментальные и теоретические результаты могут быть использованы при разработке датчиков магнитного поля на основе эффекта ГМИ и новых функциональных композиционных материалов на основе аморфных микропроводов.

**СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

1. Chiriac H. Preparation and characterization of glass covered magnetic wires / H. Chiriac // *Materials Science and Engineering A*. – 2001. – Volume 304-306. – P. 166-171.
2. Zhukov A. Magnetic properties and application of ferromagnetic microwires with amorphous and nanocrystalline structure / A. Zhukov, V. Zhukova. – New York: Nova Science Publisher, 2009. – 162 p.
3. Phan M.-H. Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications / M.-H. Phan, H.-X. Peng // *Progress in Materials Science*. – 2008. – Volume 53, Issue 2. – P. 323-420.
4. Vázquez M. On the state-of-the-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies / M. Vázquez, H. Chiriac, A. Zhukov, L. Panina, T. Uchiyama // *Physica Status Solidi (a)*. – 2011. – Volume 208, Issue 3. – P. 493-501.
5. Kraus L. GMI modeling and material optimization / L. Kraus // *Sensors and Actuators A*. – 2003. – Volume 106, Issues 1-3. – P. 187-194.
6. Antonov A.S. Residual quenching stresses in glass-coated amorphous ferromagnetic microwires / A. S. Antonov, V. T. Borisov, O. V. Borisov, A. F. Prokoshin, N. A. Usov // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2000. – Volume 33, Issue 10. – P. 1161-1168.
7. Panina L. Asymmetrical giant magneto-impedance (AGMI) in amorphous wires / L. Panina // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – Volume 249, Issues 1-2. – P. 278-287.
8. Qin F. X. In situ microwave characterization of microwire composites with external magnetic field / F. X. Qin, C. Brosseau, H. X. Peng, H. Wang, J. Sun // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Volume 100, Issue 19. – P. 192903 (4 pages).

9. Ipatov M. Microwave metamaterials containing magnetically soft microwires / M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, L. V. Panina // *Advances in Science and Technology*. – 2010. – Volume 75. – P. 224-229.
10. Makhnovskiy D. Tunable and self-sensing microwave composite materials incorporating ferromagnetic microwires / D. Makhnovskiy, A. Zhukov, V. Zhukova, J. Gonzalez // *Advances in Science and Technology*. – 2008. – Volume 54. – P. 201-210.
11. Qin F. X Novel magnetic microwires-embedded composites for structural health monitoring applications / F. X Qin, N. Pankratov, H. X. Peng, M. H. Phan, L. V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – Volume 107, Issue 9. – P. 09A314 (3 pages).
12. Larin V.S. Preparation and properties of glass-coated microwires / V. S. Larin, A. V. Torcunov, A. Zhukov, J. Gonzalez, M. Vázquez, L. Panina // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – Volume 249, Issues 1-2. – P. 39-45.
13. Zhukov A. Glass-coated magnetic microwires for technical applications / A. Zhukov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – Volumes 242-245, Part 1. – P. 216-223.
14. Corodeanu S. Magneto-impedance sensor for quasi-noncontact monitoring of breathing, pulse rate and activity status / S. Corodeanu, H. Chiriac, L. Radulescu, N. Lupu // *Journal of Applied Physics*. – 2014. – Volume 115, Issue 17. – P. 17A301 (3 pages).
15. Vázquez M. A soft magnetic wire for sensor applications. Review article / M. Vázquez, A. Hernando // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1996. – Volume 29, Issue 4. – P. 939-949.
16. Dufay B. Impact of electronic conditioning on the noise performance of a two-port network giant magneto impedance magnetometer / B. Dufay,

- S. Saez, C. Dolabdjian, A. Yelon, D. Ménard // *IEEE Sensors Journal*. – 2011. – Volume 11, Issue 6. – P. 1317-1324.
17. Praslička D. Possibilities of measuring stress and health monitoring in materials using contact-less sensor based on magnetic microwires / D. Praslička, J. Blažek, M. Šmelko, J. Hudák, A. Čverha, I. Mikita, R. Varga, A. Zhukov // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2013. – Volume 49, Issue 1. – P. 128-131.
  18. Torcunov A.V. The magnetic properties of glass-covered microwire with negative magnetostriction constant / A. V. Torcunov, S. A. Baranov, V. S. Larin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2000. – Volumes 215-216. – P. 303-306.
  19. Баранов С. А. Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводах / С. А. Баранов, В. Н. Бержанский, С. К. Зотов, В. Л. Кокос, В. С. Ларин, А. В. Торкунов // *Физика металлов и металловедение*. – 1989. – Том 67, №1. – С. 73-78.
  20. Montiel H. The effect of metal-to-glass ratio on the low-field microwave absorption at 9.4 GHz of glass-coated CoFeBSi microwires / H. Montiel, G. Alvarez, M. P. Gutierrez, R. Zamorano, R. Valenzuela // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2006. – Volume 42, Issue 10. – P. 3380-3382.
  21. Антонов А. С. Влияние толщины стеклянного покрытия на магнитоимпеданс аморфных микропроволок / А. С. Антонов, Н. А. Бузников, А. Л. Дьячков, А. А. Рахманов, В. В. Самсонова, Т. А. Фурманова // *Радиотехника и электроника*. – 2009. – Том 54, №11. – С. 1387-1390.
  22. Chiriac H. GMI effect in amorphous glass covered microwires as a function of the internal induced stresses / H. Chiriac, V. Goian, S. Corodeanu // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2006. – Volume 42, Issue 10. – P. 3359-3361.

23. Chiriac H. Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires / H. Chiriac, T.-A. Ovari, Gh. Pop // *Physical Review B*. – 1995. – Volume 52, Issue 14. – P. 10104-10113.
24. Chiriac H. Interdomain wall in amorphous glass-coated microwires / H. Chiriac, T.-A. Ovari, S. Corodeanu, G. Ababei // *Physical Review B*. – 2007. – Volume 76, Issue 21. – P. 214433 (8 pages).
25. Usov N. Possible origin for the bamboo domain structure in Co-rich amorphous wire / N. Usov, A. Antonov, A. Dykhne, A. Lagarkov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1997. – Volume 174, Issues 1–2. – P. 127–132.
26. Antonov A. Structure of 90° domain wall in Co-based amorphous wire / A. Antonov, A. Dykhne, A. Lagarkov, N. Usov // *Physica A*. – 1997. – Volume 241, Issues 1-2. – P. 425-428.
27. Usov N. Stress dependence of the hysteresis loops of Co-rich amorphous wire / N. Usov, A. Antonov, A. Dykhne, A. Lagarkov // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 1998. – Volume 10, Issue 11. – P. 2453-2463.
28. Usov N. A. Stress distribution and domain structure in amorphous ferromagnetic wires / N. A. Usov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – Volume 249, Issues 1-2. – P. 3-8.
29. Баранов С. А. Магнитные модели литого аморфного микропровода / С. А. Баранов // *Электронная обработка материалов*. – 2011. – Том 47, №4. – С. 83–99.
30. Chen D.-X. Revised core-shell domain model for magnetostrictive amorphous wires / D.-X. Chen, L. Pascual, F. J. Castaño, M. Vázquez, A. Hernando // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2001. – Volume 37, Issue 2. – P. 994-1002.
31. Velázquez J. Magnetoelastic anisotropy in amorphous wires due to quenching / J. Velázquez, M. Vázquez, A. Hernando, H. T. Savage,

- M. Wun-Fogle // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – Volume 70, Issue 10. – P. 6525-6527.
32. Velázquez J. Magnetoelastic anisotropy distribution in glass-coated microwires / J. Velázquez, M. Vázquez, A. P. Zhukov // *Journal of Materials Research*. – 1996. – Volume 11, Issue 10. – P. 2499-2505.
  33. Torrejón J. Cylindrical magnetization model for glass-coated microwires with circumferential anisotropy: Statics / J. Torrejón, A. Thiaville, A.-L. Adenot-Engelvin, M. Vázquez, O. Acher // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2011. – Volume 323, Issues 3–4. – P. 283-289.
  34. Torrejón J. Cylindrical magnetization model for glass-coated microwires with circumferential anisotropy: Dynamics / J. Torrejón, A. Thiaville, A.-L. Adenot-Engelvin, M. Vázquez // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2013. – Volume 333. – P. 144-151.
  35. Usov N. A. Magnetization reversal process and peculiarities of giant magneto-impedance effect in amorphous ferromagnetic microwire with helical anisotropy / A. N. Usov, S. A. Gudoshnikov // *Physica Status Solidi A*. – 2014. – Volume 211, Issue 5. – P. 1055–1061.
  36. Panina L. V. Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films / L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1995. – Volume 31, Issue 2. – P. 1249-1260.
  37. Stoner E. C. A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys / E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth // *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. – 1948. – Volume 240, Issue 826. – P. 599-642.
  38. Tannous C. The Stoner–Wohlfarth model of ferromagnetism / C. Tannous, J. Gieraltowski // *European Journal of Physics*. – 2008. – Volume 29, Issue 3. – P. 475-487.
  39. Makhnovskiy D. P. Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: Helical and

- circumferential / D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, D. J. Mapps // *Physical Review B*. – 2001. – Volume 63, Issue 14. – P. 144424 (17 pages).
40. Buznikov N. A. A model for torsion-stress effect on nonlinear magnetoimpedance in amorphous wires with negative magnetostriction / N. A. Buznikov, A. S. Antonov, A. A. Rakhmanov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2011. – Volume 323, Issue 1. – P. 189-194.
41. Бузников Н. А. Влияние скручивающих напряжений на магнитоимпеданс аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией / Н. А. Бузников, А. С. Антонов, А. А. Рахманов // *Журнал технической физики*. – 2009. – Том 79, №2. – С. 66-71.
42. Ipatov M. Low-field hysteresis in the magnetoimpedance of amorphous microwires / M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez, A. Zvezdin // *Physical Review B*. – 2010. – Volume 81, Issue 13. – P. 134421 (8 pages).
43. Курляндская Г. В. Гигантский магнитный импеданс проволок с тонким магнитным покрытием / Г. В. Курляндская, Н. Г. Бебенин, В. О. Васьковский // *Физика металлов и металловедение*. – 2011. – Том 111, №2. – С. 136-158.
44. Chizhik A. Magneto-optical investigation of high-frequency electric current influence on surface magnetization reversal in Co-rich amorphous microwires / A. Chizhik, A. Zhukov, J. Gonzalez, J. M. Blanco // *Journal of Applied Physics*. – 2005. – Volume 97, Issue 7. – P. 073912 (6 pages).
45. Chizhik A. Magnetization switching in ferromagnetic microwires / A. Chizhik, V. Zablotskii, A. Stupakiewicz, C. Gómez-Polo, A. Maziewski, A. Zhukov, J. Gonzalez, J. M. Blanco // *Physical Review B*. – 2010. – Volume 82, Issue 21. – P. 212401 (4 pages).
46. Chizhik A. Experimental determination of relation between helical anisotropy and torsion stress in amorphous magnetic microwires / A. Chizhik, A. Zhukov, J. M. Blanco, J. Gonzalez, P. Gawronski,

- K. Kulakowski // IEEE Transactions on Magnetics. – 2008 – Volume 44, Issue 11. – P. 3938-3941.
47. Sinnecker J. P. Hysteretic giant magneto impedance / J. P. Sinnecker, P. Tiberto, G. V. Kurlyandskaia, E. H. Sinnecker, M. Vázquez, A. Hernando // Journal of Applied Physics. – 1998. – Volume 84, Issue 10. – P. 5814-5816.
48. Melo L. G. C. Coupled core-shell model of magnetoimpedance in wires / L. G. C. Melo, D. Ménard, P. Ciureanu, A. Yelon, R. W. Cochrane // Journal of Applied Physics. – 2004. – Volume 95, Issue 3. – P. 1331-1335.
49. Freijo J. J. Exchange biasing in ferromagnetic amorphous wires: A controllable micromagnetic configuration / J. J. Freijo, A. Hernando, M. Vázquez, A. Mendez, V. R. Ramanan // Applied Physics Letters. – 1999. – Volume 74, Issue 9. – P. 1305-1307.
50. Vázquez M. Glass-coated amorphous ferromagnetic microwires at microwave frequencies / M. Vazquez, A.-L. Adenot-Engelvin // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2009. – Volume 321, Issue 14. – P. 2066-2073.
51. Barandiarán J. M. Transition from quasistatic to ferromagnetic resonance regime in giant magnetoimpedance / J. M. Barandiarán, A. Garcia-Arribas, D. de Cos // Journal of Applied Physics. – 2006. – Volume 99, Issue 10. – P. 103904 (4 pages).
52. García-Miquel H. Resonancia ferromagnética en vidrios metálicos / H. García-Miquel, J. M. García, J. M. García-Beneytez, M. Vázquez, G. Kurlyandskaya // Boletín de la Sociedad Española de Cerámica y Vidrio. – 2000. – Volumen 39, Número 3. – P. 367-370.
53. Ciureanu P. Physical models of magnetoimpedance / P. Ciureanu, L. G. Melo, D. Seddaoui, D. Ménard, A. Yelon // Journal of Applied Physics. – 2007. – Volume 102, Issue 7. – P. 073908 (8 pages).

54. Kraus L. Ferromagnetic resonance in microwires and nanowires / L. Kraus, G. Infante, Z. Frait, M. Vázquez // *Physical Review B*. – 2011. – Volume 83, Issue 17. – P. 174438 (11 pages).
55. Menard D. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor / D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – Volume 84, Issue 5. – P. 2805-2814.
56. Menard D. Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires / D. Menard, A. Yelon // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – Volume 88, Issue 1. – P. 379-393.
57. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А. Г. Гуревич. – М.: Наука, 1973. – 592 с.
58. Kraus L. Theory of ferromagnetic resonances in thin wires / L. Kraus // *Czechoslovak Journal of Physics B*. – 1982. – Volume 32, Issue 11. – P. 1264-1282.
59. Patton C. E. Classical theory of spin-wave dispersion for ferromagnetic metals / C. E. Patton // *Czechoslovak Journal of Physics B*. – 1976. – Volume 26, Issue 8. – P. 925-935.
60. Melo L. G. C. Influence of surface anisotropy on magnetoimpedance in wires / L. G. C. Melo, D. Ménard, P. Ciureanu, A. Yelon // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – Volume 92, Issue 12. – P. 7272-7280.
61. Ландау Л. Д., Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц – М.: Наука, 1982. – 624 с.
62. Usov N. A. Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy / N. A. Usov, A. S. Antonov, A. N. Lagarkov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1998. – Volume 185, Issue 2. – P. 159-173.
63. Barandiarán J. M. Magnetostriction influence on the giant magnetoimpedance effect: a key parameter / J. M. Barandiarán,

- A. Hernando // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2004. – Volume 268, Issue 3. – P. 309-314.
64. Kraus L. The theoretical limits of giant magneto-impedance / L Kraus // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1999. – Volumes 196–197. – P. 354–356.
65. Hernando A. Fluctuations of the saturation magnetostriction constant in amorphous ferromagnets / A. Hernando, M. Vázquez, G. Rivero, J. M. Barandiarán // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 1990. – Volume 2, Number 7. – P. 1885-1890.
66. Riveiro J. M. Structure-related induced anisotropy in metallic glasses / J. M. Riveiro, V. Madurga, A. Hernando // *Physical Review B*. – 1989. – Volume 39, Issue 16. – P. 11950-11955.
67. Hernando A. Amorphous soft magnetic materials: magnetostriction and induced anisotropies / A. Hernando, M. Vázquez, G. Rivero, J. M. Barandiarán // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1991. – Volume 101, Issues 1-3. – P. 6-10.
68. Kraus L. Creep-induced magnetic anisotropy in a Co-rich amorphous wire / L. Kraus, M. Vázquez, A. Hernando // *Journal of Applied Physics*. – 1994. – Volume 76, Issue 9. – P. 5343-5348.
69. Barandiarán J. M. Temperature, stress, and structural-relaxation dependence of the magnetostriction in  $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$  glasses / J. M. Barandiarán, A. Hernando, V. Madurga, O. V. Nielsen, M. Vázquez, M. Vázquez-López // *Physical Review B*. – 1987. – Volume 35, Issue 10. P. 5066-5071.
70. Freijo J. J. Matteucci and inverse Wiedemann effects in amorphous wires with enhanced circumferential domains / J. J. Freijo, M. Vázquez, A. Hernando, A. Mendez, V. R. Ramanan // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Volume 85, Issue 8. – P. 5450-5452.

71. Ipatov M. Correlation of surface domain structure and magneto-impedance in amorphous microwires / M. Ipatov, A. Chizhik, V. Zhukova, J. Gonzalez, A. Zhukov // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – Volume 109, Issue 11. – P. 113924 (6 pages).
72. Chizhik A. Vortex-type domain structure in Co-rich amorphous wires / A. Chizhik, J. Gonzalez, J. Yamasaki, A. Zhukov, J. M. Blanco // *Journal of Applied Physics*. – 2004. – Volume 95, Issue 5. – P. 2933-2935.
73. Шалыгина Е. Е. Магнитооптическое исследование микромагнитной структуры и процессов намагничивания аморфных микропроволоок из  $\text{Co}_{69}\text{Fe}_{4}\text{Si}_{12}\text{B}_{15}$  / Е. Е. Шалыгина, В. В. Молоканов, М. А. Комарова // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2002. – Том 122, №3. – С. 593-599.
74. Kabanov Yu. Magnetic domain structure of wires studied by using the magneto-optical indicator film method / Yu. Kabanov, A. Zhukov, V. Zhukova, J. Gonzalez // *Applied Physics Letters*. – 2005. – Volume 87, Issue 14. – P. 142507 (3 pages).
75. Yamasaki J. Magnetostriction measurement of amorphous wires by mean of small-angle magnetization rotation / J. Yamasaki, Y. Ohkubo, F. B. Humphrey // *Journal of Applied Physics*. – 1990. – Volume 67, Issue 9. – P. 5472-5474.
76. Zhukov A. Magnetostriction in glass-coated magnetic microwires / A. Zhukov, V. Zhukova, J. M. Blanco, A. F. Cobeño, M. Vázquez, J. Gonzalez // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2003. – Volumes 258-259. – P. 151-157.
77. Zhukova V. Studies of the magnetostriction of as-prepared and annealed glass-coated Co-rich amorphous microwires by SAMR method / V. Zhukova, J. M. Blanco, A. Zhukov, J. Gonzalez // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2001. – Volume 34, Issue 22. – P. L113–L116.

78. Neagu M. Saturation magnetostriction of Co-rich glass-covered amorphous wires / M. Neagu, H. Chiriac, M. Vázquez, F. Borza, T. A. Ovari // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2003. Volumes 254–255. – P. 472-474.
79. Gonzalez J. Evaluation of the saturation magnetostriction in nearly zero magnetostrictive glass-coated amorphous microwires / J. Gonzalez, A. P. Zhukov, J. M. Blanco, A. F. Cobeno, M. Vázquez, K. Kulakowski // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – Volume 87, Issue 9. – P. 5950-5952.
80. Chiriac H. In situ investigation of the magnetization processes in amorphous glass-covered wires by ferromagnetic resonance measurements / H. Chiriac, C. N. Colesniuc, T.-A. Ovari, M. Ticsan // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Volume 85, Number 8. – P. 5453-5455.
81. Menard D. High frequency impedance spectra of soft amorphous fibers / D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, V. P. Paramonov, A. S. Antonov, P. Rudkowski, J. O. Strom-Olsen // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Volume 81, Issue 8. – P. 4032-4034.
82. Melo L. G. C. Permeability deduced from impedance measurements at microwave frequencies / L. G. C. Melo, P. Ciureanu, A. Yelon // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – Volume 249, Issues 1-2. – P. 337-341.
83. Sinnecker J. P. An automated system for measuring the complex impedance and its relaxation in soft magnetic materials / J. P. Sinnecker, M. Knobel, M. L. Sartotelli, J. Schonmaker, F. C. S. Silva // *Journal de Physique IV*. – 1998. – Volume 8, Issue PR2. – P. 665-668.
84. Betancourt I. Magnetic domain structure and magnetization reversal in amorphous microwires with circular anisotropy: A micromagnetic approach / I. Betancourt, G. Hrkac, T. Schrefl // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – Volume 109, Issue 1. – P. 013902 (4 pages).

85. Stoleriu L. Micromagnetic analysis of switching and domain structure in amorphous metallic nanowires / L. Stoleriu, C. Pinzaru, A. Stancu // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Volume 100, Issue 12. – P. 122404 (4 pages).
86. Carara M. Study of CoFeSiB glass-covered amorphous microwires under applied stress / M. Carara, K. D. Sossmeier, A. D. C. Viegas, J. Geshev, H. Chiriac, R. L. Sommer // *Journal of Applied Physics*. – 2005. – Volume 98, Issue 3. – P. 033902 (6 pages).
87. Ciureanu P. Stress-induced asymmetric magneto-impedance in melt-extracted Co-rich amorphous wires / P. Ciureanu, I. Khalil, L. G. C. Melo, P. Rudkowski, A. Yelon // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – Volume 249, Issues 1-2. – P. 305-309.
88. Chiriac H. Size triggered change in the magnetization mechanism of nearly zero magnetostrictive amorphous glass-coated microwires / H. Chiriac, S. Corodeanu, M. Tibu, T. A. Ovari // *Journal of Applied Physics*. – 2007. – Volume 101, Issue 9. – P. 09N116 (3 pages).
89. Garcia C. Effect of tensile stresses on GMI of Co-rich amorphous microwires / C. Garcia, A. Zhukov, V. Zhukova, M. Ipatov, J. M. Blanco, J. Gonzalez // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2005. – Volume 41, Issue 10. – P. 3688-3690.
90. Blanco J. M. Asymmetric torsion giant impedance in nearly-zero magnetostrictive amorphous wires with induced helical anisotropy / J. M. Blanco, A. Zhukov, A. P. Chen, A. F. Cobeno, A. Chizhik, J. Gonzalez // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2001. – Volume 34, Issue 6. – P. L31-L34.
91. Blanco J. M. Asymmetric torsion stress giant magnetoimpedance in nearly zero magnetostrictive amorphous wires / J. M. Blanco, A. Zhukov, J. Gonzalez // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – Volume 87, Issue 9. – P. 4813-4815.

92. Betancourt I. Effect of helical-induced anisotropy on the magnetoinductance response of Co-based amorphous wires / I. Betancourt, R. Valenzuela // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Volume 83, Issue 10. – P. 2022-2024.
93. Tejedor M. The torsional dependence of the magneto-impedance effect in current-annealed Co-rich amorphous wires / M. Tejedor, B. Hernando, M. L. Sanchez, V. M. Prida, M. Vázquez // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1998. – Volume 31, Issue 23. – P. 3331-3336.
94. Aragonese P. Influences of the helical anisotropy on the bistable behaviour of amorphous wires / P. Aragonese, J. M. Blanco, L. Dominguez, J. Gonzalez, K. Kulakowski // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1997. – Volume 168, Issues 1-2. – P. 177-181.
95. Blanco J. M. Influence of applied torsion on the bistable behavior of CoSiB amorphous wire / J. M. Blanco, P. Aragonese, E. Irurieta, J. Gonzalez, K. Kulakowski // *Journal of Applied Physics*. – 1994. – Volume 75, Issue 10. – P. 6315-6317.
96. Vázquez M. Torsion dependence of the magnetization process in magnetostrictive amorphous wire / M. Vázquez, J. Gonzalez, J. M. Blanco, J. M. Barandiarán, G. Rivero, A. Hernando // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1991. – Volume 96, Issues 1-3. – P. 321-328.
97. Tannous C. Helical anisotropy and magnetoimpedance of CoFeSiB wires under torsional stress / C. Tannous, J. Gieraltowski, R. Valenzuela // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2007. – Volume 308, Issue 2. – P. 273-277.
98. Panina L. V. Experimental demonstration of tunable scattering spectra at microwave frequencies in composite media containing CoFeCrSiB glass-coated amorphous ferromagnetic wires and comparison with theory / D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina // *Physical Review B*. – 2006. – Volume 74, Issue 6. – P. 064205 (11 pages).

99. Sandacci S. I. Valve-like behavior of the magnetoimpedance in the GHz range / S. I. Sandacci, D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2004. – Volume 272-276, Issue 3. – P. 1855-1857.
100. Ipatov M. Magnetoimpedance sensitive to dc bias current in amorphous microwires / M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez // *Applied Physics Letters*. – 2010. – Volume 97, Issue 25. – P. 252507.
101. Ipatov M. Expanding the longitudinal magnetoimpedance sensor range by direct bias current / M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Volume 113, Issue 20. – P. 203902 (6 pages).
102. Furmanova T. A. Effect of dc current on magneto-impedance in CoSiB twisted wires / T. A. Furmanova, A. S. Antonov, I. N. Morozov, L. V. Panina // *Sensors and Actuators A: Physical*. – 2000. – Volume 81, Issues 1-3. – P. 95-97.
103. Panina L. V. Mechanism of asymmetrical magnetoimpedance in amorphous wires / L. V. Panina, K. Mohri, D. P. Makhnovskiy // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Volume 85, Issue 8. – P. 5444-5446.
104. Phan M.-H. Origin of asymmetrical magnetoimpedance in a Co-based amorphous microwire due to dc bias current / M.-H. Phan, S.-Ch. Yu, Ch. G. Kim, M. Vázquez // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Volume 83, Issue 14. – P. 2871-2873.
105. Byon K. S. Bias-current effect on giant magnetoimpedance in Co-based amorphous microwire / K. S. Byon, S.-Ch. Yu, Ch. G. Kim, M. Vázquez // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2001. – Volume 287, Issues 1-3. – P. 339-343.
106. Lofland S. E. Low-field microwave magnetoimpedance in amorphous microwires / S. E. Lofland, S. M. Bhagat, M. Dominguez, J. M. Garcia-

- Beneytez, F. Guerrero, M. Vázquez // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Volume 85, Issue 8. – P. 4442-4444.
107. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн / В. В. Никольский, Т. И. Никольская – М.: Наука, 1989. – 543 с.
108. Rumiantsev A. VNA calibration / A. Rumiantsev, N. Ridler // *IEEE Microwave Magazine*. – 2008. – Volume 8. – P. 86-99.
109. Пономаренко В. И. Многорезонансный метод измерения комплексного коэффициента отражения в волноводе / В. И. Пономаренко, В. В. Попов // *Приборы и техника эксперимента*. – 2005. – № 1. – С. 94-100.
110. Пономаренко В. И. Компенсация влияния собственного коэффициента отражения направленного ответвителя в многорезонансном методе измерения коэффициента отражения в волноводе / В. И. Пономаренко, В. В. Попов // *Приборы и техника эксперимента*. – 2005. – № 6. – С. 33-36.
111. Попов В. В. Скалярный анализатор цепей для волноводных измерений / В. В. Попов, В. В. Руденко, В. И. Пономаренко, Д. Ф. Виногородский // *Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, Серия «Физика»*. – 2005. – Том 17-18 (56-57), № 1. – С. 79-87.
112. Taub A. I. Ideal elastic, anelastic and viscoelastic deformation of a metallic glass / A. I. Taub, F. Spaepen // *Journal of Materials Science*. – 1981. – Volume 16, Issue 11. – P. 3087-3092.
113. Ландау Л. Д. Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1987. – 248 с.
114. Демидов С. П. Теория упругости: Учебник для вузов / С. П. Демидов. – М.: Высшая школа, 1979. – 432 с.

115. Knobel M. Magnetoimpedance aftereffect in a soft magnetic amorphous wire / M. Knobel, M. L. Sartorelli, J. P. Sinnecker // *Physical Review B*. – 1997. – Volume 55, Issue 6. – P. R3362-R3365.
116. Popov V. V. Stress-induced magnetic hysteresis in amorphous microwires probed by microwave giant magnetoimpedance measurements / V. V. Popov, V. N. Berzhansky, H. V. Gomonay, F. X. Qin // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Volume 113, Issue 17. – P. 17A326 (3 pages).
117. Попов В. В. Влияние упругих напряжений на сверхвысокочастотный магнитный импеданс аморфных магнитных микропроводов / В. В. Попов, Е. В. Гомонай, В. Н. Бержанский // *Письма в Журнал Технической Физики*. – 2012. – Т. 38, № 15. – С. 67-73.
118. Попов В.В. Изменение механизма перемагничивания торсионно напряженного аморфного микропровода под действием постоянного тока / В. В. Попов, Е. В. Гомонай, В. Н. Бержанский, В. А. Бойко // *Ученые записки Таврического национального университета имени В. И. Вернадского. Серия: «Физико-математические науки»*. – 2011. – Т. 24 (63), № 2. – С. 141-152.
119. Qin F. X. Stress tunable properties of ferromagnetic microwires and their multifunctional composites / F. X. Qin, H.-X. Peng, V. V. Popov, L. V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – V. 109, N 7. – P. 07A310 (3 pages).
120. Qin F. X. Stress tunable microwave absorption of ferromagnetic microwires for sensing applications / F. X. Qin, V.V. Popov, H.-X. Peng // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2011. – V. 509, N 39. – P. 9508-9512.
121. Popov V. V. Studies of giant magnetoimpedance effect of Co-rich microwires in wide frequency range / V. Popov, V. Zhukova, M. Ipatov, C. García, J. Gonzalez, V. Ponomarenko, V. Berzhansky, D. Vinogorodsky, A. Zhukov // *Physica Status Solidi A*. – 2009. – V. 206, N 4. – P. 671-673.

122. Пономаренко В. И. Экспериментальное определение вклада высших мод при измерении импеданса микропроводов волноводным методом / В. И. Пономаренко, В. В. Попов, Д. Ф. Виногородский, В. Н. Бержанский // Письма в Журнал Технической Физики. – 2006. – Т. 32, № 20. – С. 7-11.
123. Бержанский В. Н. Измерение импеданса микропроводов в прямоугольном волноводе / В. Н. Бержанский, В. И. Пономаренко, В. В. Попов, А. В. Торкунов // Письма в Журнал Технической Физики. – 2005. – Т. 31, № 22. – С. 24-28.
124. Патент на корисну модель № 23327 Україна МПК G01R 29/00 Способ определения величины импеданса провода / Пономаренко В. И., Попов В. В., Виногородский Д. Ф.; заявник та власник Таврійський національний університет імені В. І. Вернадського. – № U200610932; заявл. 16.10.2006; опубл. 25.05.2007, Бюл. №7.