

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

На правах рукописи

Бузников Никита Александрович

**Гигантский магнитоимпеданс и высокочастотные
нелинейные эффекты в магнитомягких проводниках**

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2014

Содержание

Введение	4
Глава 1. Литературный обзор	13
1.1. Гигантский магнитоимпеданс	13
1.2. Теоретические модели для описания эффекта ГМИ.....	16
1.3. Материалы, в которых проявляется эффект ГМИ	22
1.4. Влияние внешних механических напряжений на ГМИ.....	35
1.5. Недиагональный магнитоимпеданс	36
1.6. Асимметричный ГМИ.....	40
1.7. Нелинейный магнитоимпеданс	45
1.8. Датчики на основе эффекта ГМИ и их приложения	48
Глава 2. Магнитоимпеданс композитных проволок.....	52
2.1. Распределение полей: основные уравнения.....	52
2.2. Выражения для импеданса композитных проволок при высоких и низких частотах	56
2.3. Анализ распределения тока и зависимостей магнитоимпеданса в композитных проволоках от частоты и внешнего поля	60
2.4. Влияние доменной структуры на поглощение микроволнового излучения композитными проволоками	68
2.5. Магнитоимпеданс композитных проволок с изолирующим слоем.....	71
Глава 3. Асимметричный магнитоимпеданс в аморфных проводниках с поверхностными кристаллическими слоями	77
3.1. Динамика доменных границ и частотная зависимость асимметричного гигантского магнитоимпеданса в аморфных лентах, отожжённых в продольном магнитном поле	77
3.2. Влияние поверхностных кристаллических слоёв на асимметричный гигантский магнитоимпеданс аморфных лент	86
3.3. Асимметричный недиагональный магнитоимпеданс в аморфных лентах, отожжённых в продольном магнитном поле	92
3.4. Возникновение второй гармоники в частотном спектре недиагонального магнитоимпеданса аморфных лент.....	102
3.5. Влияние постоянного тока на асимметричный недиагональный магнитоимпеданс аморфных лент	111
3.6. Асимметричный гигантский магнитоимпеданс в аморфных проволоках, отожжённых в поле постоянного тока	115

Глава 4. Нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в магнитомягких проволоках.....	126
4.1. Нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в аморфных проволоках с циркулярной анизотропией	126
4.2. Влияние геликоидальной анизотропии на нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в аморфных проволоках.....	138
4.3. Нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в композитных проволоках	145
4.4. Влияние движения доменных границ на возникновение второй гармоники в частотном спектре магнитоимпеданса аморфных проволок.....	149
Глава 5. Влияние скручивающих напряжений и постоянного тока на магнитоимпеданс аморфных проволок	158
5.1. Изменение магнитоимпеданса аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией при воздействии скручивающих напряжений	158
5.2. Возникновение высших гармоник в частотном спектре магнитоимпеданса аморфных проволок при воздействии скручивающих напряжений	167
5.3. Влияние постоянного тока на нелинейный магнитоимпеданс аморфных проволок с циркулярной анизотропией	176
Глава 6. Нелинейный отклик напряжения при возбуждении магнитомягких проволок переменным магнитным полем	182
6.1. Частотный спектр напряжения в измерительной катушке при возбуждении аморфных проволок продольным переменным магнитным полем.....	182
6.2. Нелинейный недиагональный импеданс при возбуждении аморфных проволок продольным переменным магнитным полем.....	185
6.3. Усиление чётных гармоник в частотном спектре магнитоимпеданса аморфных проволок в присутствии продольного переменного магнитного поля	190
6.4. Возникновение комбинационных гармоник в частотном спектре напряжения, снимаемого с магнитомягких проволок	195
Глава 7. Процесс перемангничивания и нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в многослойных плёночных структурах	203
7.1. Доменная структура трёхслойных плёночных образцов.....	203
7.2. Нелинейный недиагональный магнитоимпеданс трёхслойных плёночных структур с наведённой анизотропией в магнитных слоях.....	208
Заключение	220
Список публикаций по теме диссертационной работы	225
Список литературы.....	231

Введение

Явление магнитоимпеданса заключается в изменении комплексного сопротивления ферромагнитного проводника, возбуждаемого переменным током, в присутствии внешнего магнитного поля. Интерес к этому эффекту резко возрос, после того как были обнаружены большие изменения импеданса в магнитомягких аморфных проволоках и лентах [1,2]. Относительное изменение импеданса в магнитомягких проводниках в области слабых внешних полей достигает нескольких сотен процентов, и этот эффект получил название гигантского магнитоимпеданса (ГМИ). В течение двух последних десятилетий ГМИ наблюдался во многих магнитомягких материалах с различной структурой и геометрией: аморфных и нанокристаллических проволоках и лентах, тонких плёнках, многослойных плёночных структурах, микропроволоках в стеклянной оболочке, композитных проволоках, состоящих из немагнитной центральной области и магнитомягкой оболочки, и др. [3,4].

Природа ГМИ может быть объяснена в рамках классической электродинамики на основе представлений о скин-эффекте и зависимости толщины скин-слоя от величины эффективной магнитной проницаемости. В магнитомягких проводниках скин-эффект возникает при частотах, которые на несколько порядков ниже, чем в немагнитных материалах с такой же проводимостью. Кроме того, для возникновения ГМИ необходимо, чтобы изменение внешнего поля существенно влияло на магнитную проницаемость. Исследование проводников с высокой чувствительностью импеданса к магнитному полю и выявление условий, при которых проявляется эффект ГМИ, являются динамично развивающимися направлениями прикладной электродинамики и физики магнитных материалов.

Эффект ГМИ привлекает большое внимание исследователей, так как высокая чувствительность импеданса к внешнему магнитному полю является перспективной для многих приложений. В частности, датчики на основе ГМИ могут использоваться для магнитной дефектоскопии, в медицине, для систем позиционирования, в градиентометрах, в электронных устройствах и т.д. [5].

Одно из проявлений магнитоимпеданса заключается в возникновении зависящего от внешнего поля линейного отклика напряжения в измерительной катушке, намотанной на образец, [6]. Этот эффект получил название недиагонального магнитоимпеданса. Возникновение сигнала в измерительной катушке связано с тем, что прецессия намагниченности под действием поля переменного тока приводит к изменению магнитной индукции как в поперечном, так и в продольном направлении. Экспериментальные исследования показали, что во многих случаях недиагональный магнитоимпеданс имеет ряд преимуществ для приложений по сравнению с ГМИ, так как отклик напряжения в катушке является более чувствительным к внешнему полю.

Большинство исследований ГМИ проводились при относительно малых амплитудах переменного тока, когда измеряемое напряжение пропорционально импедансу проводника, который не зависит от амплитуды тока. При более высоких амплитудах тока измеряемый сигнал становится нелинейным и включает в себя множество частотных гармоник [7,8]. Для краткости и следуя традициям исследований ГМИ, этот режим часто называют нелинейным магнитоимпедансом. В нелинейном режиме высшие гармоники имеют высокую чувствительность к внешнему магнитному полю. Однако до настоящего времени нелинейный магнитоимпеданс не был достаточно подробно исследован теоретически.

Целью работы являлось всестороннее теоретическое исследование магнитоимпеданса и высокочастотных нелинейных эффектов в магнитомягких проводниках, а также объяснение с единой точки зрения ряда экспериментально наблюдаемых явлений. Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи:

1. Теоретическое исследование распределения тока и магнитоимпеданса в композитных проволоках.
2. Исследование асимметричного магнитоимпеданса в аморфных лентах и проволоках с поверхностными кристаллическими слоями.
3. Исследование нелинейного недиагонального магнитоимпеданса в магнитомягких проволоках.

4. Теоретическое исследование влияния скручивающих напряжений и постоянного тока на ГМИ и нелинейный магнитоимпеданс в аморфных проволоках.

5. Исследование влияния внешнего переменного магнитного поля на нелинейный отклик напряжения в магнитомягких проволоках.

6. Исследование процесса перемагничивания и нелинейного недиагонального магнитоимпеданса в многослойных плёночных структурах.

Основные новые научные результаты, полученные в работе, заключаются в следующем.

1. Разработана методика расчёта ГМИ и недиагонального магнитоимпеданса композитной проволоки, основанная на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица. Максимальная чувствительность импеданса к внешнему полю достигается, когда магнитомягкая оболочка имеет циркулярную анизотропию, а толщина оболочки равна глубине скин-слоя.

2. В композитной проволоке с однодоменной структурой поглощение микроволнового излучения монотонно изменяется с увеличением внешнего поля, тогда как существование доменной структуры в магнитомягкой оболочке проволоки приводит к возникновению минимума в зависимости поглощения от поля в определённом частотном диапазоне.

3. В композитной проволоке с тонким изолирующим слоем между немагнитной центральной областью и магнитомягкой оболочкой ГМИ и недиагональный магнитоимпеданс при высоких частотах возрастают по сравнению с этими эффектами в проволоке без изолирующего слоя.

4. Магнитостатическое взаимодействие между поверхностными кристаллическими слоями и аморфной частью ленты, отожжённой в продольном магнитном поле, приводит к возникновению поля сдвига в аморфной области, и асимметрия в зависимости импеданса от внешнего поля возникает, когда поле сдвига отклоняется от продольного направления.

5. Возникновение асимметричного недиагонального магнитоимпеданса в ленте, отожжённой в продольном магнитном поле, связано с неоднородным

статическим распределением намагниченности вследствие различной толщины поверхностных кристаллических слоёв.

6. Появление второй гармоники в частотном спектре недиагонального магнитоимпеданса аморфной ленты связано с различным изменением намагниченности в двух частях ленты под действием поперечного переменного магнитного поля, создаваемого током.

7. Возникновение высших гармоник в частотном спектре нелинейного недиагонального магнитоимпеданса магнитомягкой проволоки связано с перемагничиванием поверхностной области образца полем переменного тока. При превышении амплитудой тока порогового значения в частотном спектре отклика напряжения доминируют чётные гармоники.

8. В аморфной проволоке с геликоидальной анизотропией и регулярной доменной структурой движение доменных границ приводит к возникновению второй гармоники в частотном спектре напряжения, которая имеет более высокую чувствительность к внешнему полю по сравнению с первой гармоникой.

9. Скручивающие напряжения, превышающие пороговое значение, приводят к изменению магнитной структуры на поверхности аморфной проволоки с отрицательной магнитострикцией. Зависимость относительного изменения импеданса проволоки от величины скручивающих напряжений имеет асимметричный характер с резким максимумом при пороговом значении напряжений.

10. Скручивающие напряжения приводят к усилению чётных гармоник в нелинейном магнитоимпедансе аморфной проволоки. Максимальная чувствительность второй гармоники к полю достигается, когда амплитуда поля тока сравнима по величине с полем анизотропии.

11. В присутствии слабого продольного переменного магнитного поля в частотном спектре напряжения в измерительной катушке, намотанной вокруг магнитомягкой проволоки, возбуждаемой переменным током, появляются комбинационные гармоники. Резкое увеличение комбинационных гармоник происходит, если амплитуда переменного тока близка к пороговому значению, при котором происходит перемагничивание части проволоки.

12. При перемагничивании трёхслойной плёночной структуры переменным током достаточно большой амплитуды частотный спектр напряжения в катушке, намотанной на образец, существенно различается для продольного и поперечного направлений внешнего поля.

Достоверность результатов работы подтверждается корректностью использованных аналитических и численных методов, а также согласием полученных теоретических результатов с экспериментальными данными, опубликованными в ведущих научных журналах.

Полученные в работе результаты развивают существующие представления о магнитоимпедансе и высокочастотных нелинейных эффектах в магнитомягких проводниках. Проведённый цикл исследований представляет собой новый подход к описанию ГМИ и недиагонального магнитоимпеданса в проводниках с неоднородным распределением анизотропии и проводимости по сечению образца. Полученные результаты позволяют объяснить с единой точки зрения такие экспериментально наблюдаемые явления, как асимметричный ГМИ в аморфных лентах и проволоках с поверхностными кристаллическими слоями, недиагональный магнитоимпеданс в лентах, зависимость ГМИ от скручивающих напряжений в аморфных проволоках с отрицательной магнитострикцией. Развита в работе теория позволяет последовательно описать основные особенности нелинейного магнитоимпеданса магнитомягких проводников, связанные с их перемагничиванием переменными полями достаточно большой амплитуды.

Результаты диссертационной работы могут быть использованы для разработки датчиков магнитного поля с высокой чувствительностью и новыми функциональными возможностями и при создании новых композитных материалов для высокочастотных приложений на основе магнитомягких проводников, в которых проявляется эффект ГМИ.

На защиту выносятся:

1. Методика расчёта магнитоимпеданса композитных проволок с геликоидальной анизотропией. Объяснение увеличения недиагонального магнитоимпеданса в композитных проволоках с изолирующим слоем между немагнитной высокопроводящей центральной областью и магнитомягкой оболочкой.

2. Результаты исследования асимметричного ГМИ и недиагонального магнитоимпеданса в аморфных проводниках с поверхностными кристаллическими слоями. Объяснение механизма возникновения второй гармоники в частотном спектре нелинейного недиагонального магнитоимпеданса аморфных лент.

3. Результаты исследования нелинейного недиагонального магнитоимпеданса в аморфных и композитных проволоках. Механизм возникновения второй гармоники в отклике напряжения вследствие движения доменных границ.

4. Результаты теоретического исследования влияния скручивающих напряжений на ГМИ и нелинейный магнитоимпеданс в аморфных проволоках с отрицательной магнитострикцией. Объяснение асимметричных зависимостей ГМИ и второй гармоники в нелинейном магнитоимпедансе от величины скручивающих напряжений.

5. Результаты исследования влияния внешнего переменного магнитного поля на нелинейный отклик напряжения, снимаемого с магнитомягкой проволоки. Объяснение аномального усиления комбинационных гармоник в частотном спектре напряжения.

6. Результаты исследования нелинейного недиагонального магнитоимпеданса многослойных плёночных структур.

Постановка основных целей работы, разработка теоретических моделей, а также анализ и интерпретация экспериментальных данных выполнены автором диссертационной работы.

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

В ПЕРВОЙ ГЛАВЕ приведён краткий обзор литературы, посвящённой экспериментальным и теоретическим исследованиям ГМИ, магнитной структуры и высокочастотных нелинейных эффектов в магнитомягких проводниках.

Во ВТОРОЙ ГЛАВЕ исследован магнитоимпеданс композитных проволок, состоящих из высокопроводящей немагнитной центральной области и оболочки из магнитомягкого материала с геликоидальной анизотропией.

ТРЕТЬЯ ГЛАВА посвящена исследованию асимметричного магнитоимпеданса в аморфных лентах и проволоках с поверхностными кристаллическими слоями.

В ЧЕТВЁРТОЙ ГЛАВЕ исследован нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в магнитомягких проволоках.

В ПЯТОЙ ГЛАВЕ изучено влияние скручивающих напряжений и постоянного тока на ГМИ и нелинейный магнитоимпеданс в аморфных проволоках.

В ШЕСТОЙ ГЛАВЕ исследован нелинейный отклик напряжения при возбуждении магнитомягких проволок переменным магнитным полем.

В СЕДЬМОЙ ГЛАВЕ изложены результаты исследования нелинейного недиагонального магнитоимпеданса в многослойных плёночных структурах.

Основные результаты диссертационной работы были представлены на следующих российских и международных конференциях в виде стендовых и устных докладов:

1. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM'99), Moscow, Russia, June 20–24, 1999.
2. Научная конференция Института теоретической и прикладной электродинамики ОИВТ РАН, Москва, Россия, 1–3 февраля 2000 г.
3. 8th European Magnetic Materials and Application Conference (EMMA'2000), Kyiv, Ukraine, June 7–10, 2000.
4. XVII международная школа-семинар «Новые магнитные материалы микроэлектроники» (НМММ–XVII), Москва, Россия, 20–23 июня 2000 г.

5. Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism” (EASTMAG–2001), Ekaterinburg, Russia, February 27 – March 2, 2001.
5. International Workshop on Magnetic Wires (IWMW), San Sebastián, Spain, June 20–23, 2001.
6. Вторая ежегодная научная конференция Института теоретической и прикладной электродинамики ОИВТ РАН, Москва, Россия, 20–22 марта 2001 г.
7. XXIX международная зимняя школа по теоретической физике «Коуровка–2002», Кунгур, Пермская обл., Россия, 24 февраля – 2 марта 2002 г.
8. Третья ежегодная научная конференция Института теоретической и прикладной электродинамики ОИВТ РАН, Москва, Россия, 25–29 марта 2002 г.
9. 2nd Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2002), Moscow, Russia, June 21–24, 2002.
10. XVIII международная школа-семинар «Новые магнитные материалы микроэлектроники» (НМММ–XVIII), Москва, Россия, 25–28 июня 2002 г.
11. 4th European Magnetic Sensors and Actuators Conference (EMSA 2002), Athens, Greece, July 3–5, 2002.
12. International Conference on Magnetism (ICM 2003), Roma, Italy, July 27 – August 1, 2003.
13. International Baikal Scientific Conference «Magnetic Materials» (BICMM–03), Irkutsk, Russia, September 19–22, 2003.
14. 2nd Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism” (EASTMAG–2004), Krasnoyarsk, Russia, August 24–27, 2004.
15. International Workshop on Exchange Bias in Magnetic Nanostructures’04 (IWEBN’04), Anglet, France, September 16–18, 2004.
16. International Magnetic Conference (INTERMAG Asia 2005), Nagoya, Japan, April 4–8, 2005.
17. 3rd Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2005), Moscow, Russia, June 25–30, 2005.

18. International Symposium on Advanced Magnetic Technologies and International Symposium on Magnetic Materials and Applications (ISAMT/SOMMA 2005), Taipei, Taiwan, August 24–27, 2005.
19. International Symposium on Physics of Magnetic Materials (ISPMM 2005), Singapore, September 13–16, 2005.
20. Thirteen International Conference on Liquid and Amorphous Metals (LAM XIII), Ekaterinburg, Russia, July 8–14, 2007.
21. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM), Moscow, Russia, June 20–25, 2008.
22. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM), Moscow, Russia, August 21–25, 2011.

Основные материалы диссертационной работы опубликованы в 43 статьях в реферируемых научных журналах.

Глава 1. Литературный обзор

1.1. Гигантский магнитоимпеданс

Изменение комплексного сопротивления ферромагнитного проводника в присутствии внешнего постоянного магнитного поля называется явлением магнитоимпеданса. Этот эффект впервые был обнаружен в 30-х годах прошлого века в железоникелевых проволоках FeCuMnCrSiNi [9,10]. Наблюдавшиеся изменения импеданса составляли 17% и были объяснены зависимостью толщины скин-слоя от магнитной проницаемости магнитомягкого материала. В работах [9,10] было отмечено, что изменение импеданса во внешнем магнитном поле может быть использовано для измерения малых магнитных полей. Однако эффект магнитоимпеданса долгое время не вызывал интереса. Это обстоятельство было связано, во-первых, с относительно малым изменением импеданса во внешнем поле и, во-вторых, с тем, что изменения импеданса в проволоках FeCuMnCrSiNi оказались весьма чувствительными к технологии изготовления, что не обеспечивало повторяемость результатов.

Интерес к эффекту магнитоимпеданса резко возрос в начале 90-х годов прошлого века, когда появились более совершенные технологии производства проводящих аморфных и нанокристаллических материалов с высокой магнитной проницаемостью. В работе [11] был предложен датчик малых магнитных полей, который работал на принципе изменения импеданса аморфной ленты FeCoSiB под воздействием внешнего магнитного поля. Однако в этой работе не обсуждались причины возникновения эффекта, и не использовался термин «магнитоимпеданс». В работах [12–15] было исследовано влияние внешнего продольного магнитного поля на отклик напряжения аморфной проволоки FeCoSiB, возбуждаемой низкочастотным током. Наблюдавшаяся зависимость напряжения, снимаемого с концов образца, от внешнего поля была обусловлена изменениями индуктивности, которая пропорциональна поперечной магнитной проницаемости проволоки. Этот эффект был назван магнитоиндуктивным. В

работах [16–18] изменение импеданса аморфных проволок и лент в малых полях при низких частотах интерпретировалось как проявление эффекта гигантского магнитосопротивления. Однако, как было показано позднее [19,20], вклад этого эффекта в магнитоимпеданс имеет очень малое значение.

Интенсивные исследования магнитоимпеданса начались в 1994 г., после того как были обнаружены большие изменения импеданса в магнитомягких аморфных проволоках и лентах на основе кобальта [1,2,21–23]. Так как относительное изменение импеданса в магнитомягких проводниках в области слабых внешних магнитных полей достигает нескольких сотен процентов, этот эффект получил название гигантского магнитоимпеданса (ГМИ).

В последующие годы эффект ГМИ был обнаружен и в других магнитомягких материалах: тонких плёнках [24–27], многослойных плёночных структурах [28–33], пермаллоевых проволоках [34,35], микропроводах в стеклянной оболочке [36–39], композитных проволоках, состоящих из немагнитной центральной области и магнитомягкой оболочки [7,40–42], нанокристаллических проволоках [43] и лентах [44,45] и др. Эффект ГМИ привлек большое внимание разработчиков магнитных датчиков, так как высокая чувствительность импеданса к внешнему магнитному полю является перспективной для многих приложений [5].

Природа ГМИ может быть объяснена в рамках классической электродинамики [46]. При пропускании переменного тока через ферромагнитный проводник, его импеданс Z определяется толщиной скин-слоя $\delta_m = c / (2\pi\sigma\mu\omega)^{1/2}$, где c – скорость света, σ – проводимость, μ – магнитная проницаемость и ω – круговая частота тока. Изменения внешнего магнитного поля влияют на распределение намагниченности и, следовательно, приводят к изменениям магнитной проницаемости и толщины скин-слоя. В результате импеданс становится функцией магнитного поля. В магнитомягких материалах скин-эффект возникает при частотах, которые на несколько порядков ниже, чем в немагнитных проводниках с такой же проводимостью. Кроме того, для возникновения ГМИ

необходимо, чтобы изменение постоянного внешнего поля существенно влияло на магнитную проницаемость. Таким образом, ГМИ наблюдается, когда магнитная проницаемость велика и чувствительна к внешнему полю.

Для представления экспериментальных результатов вместо абсолютной величины импеданса обычно используют его относительное изменение $\Delta Z/Z$. Такое представление позволяет описать общую величину эффекта и является важной характеристикой для оценки материалов. Относительным изменением импеданса обычно называют отношение

$$\Delta Z/Z = [Z(H_e) - Z(H_{\max})]/Z(H_{\max}), \quad (1.1)$$

где H_e – внешнее магнитное поле и H_{\max} – максимальное поле, при котором проводятся измерения. Как правило, в качестве H_{\max} принимают достаточно большое значение поля, при котором намагниченность исследуемого образца достигает насыщения. Типичное значение поля H_{\max} в экспериментах составляет порядка 100 Э.

В ряде работ для относительного изменения импеданса использовалось другое определение:

$$\Delta Z/Z = [Z(H_e) - Z(0)]/Z(0), \quad (1.2)$$

где $Z(0)$ – значение импеданса в нулевом внешнем поле. Однако определение (1.2) является менее удобным, так как в этом случае величина относительного изменения импеданса оказывается чувствительной к магнитному состоянию образца в нулевом поле.

Следует отметить, что хотя определение (1.1) относительного изменения импеданса широко используется, оно является не очень удобным для теоретических расчётов. Это связано с тем, что при использовании выражения (1.1) теряется информация о сдвиге фазы, и, кроме того, относительное изменение импеданса оказывается зависящим от произвольно выбранного поля H_{\max} [3]. При этом отношение $\Delta Z/Z$ оказывается чувствительным к влиянию измерительной цепи на величину $Z(H_{\max})$. В связи с этим, для проведения теоретического ана-

лиза более удобным является введение отношения $\Delta Z/R_{dc}$, где R_{dc} – сопротивление образца постоянному току.

Об эффекте ГМИ говорят, когда относительное изменение импеданса достигает 100%. Для современных магнитомягких материалов типичная величина $\Delta Z/Z$ составляет несколько сотен процентов [5]. С точки зрения приложений большое значение имеет значение чувствительности эффекта ГМИ к полю, то есть отношение величины изменения импеданса к интервалу внешнего поля, в котором происходит это изменение. В современных магнитомягких материалах чувствительность ГМИ к внешнему полю может достигать 500%/Э [5,47].

1.2. Теоретические модели для описания эффекта ГМИ

В зависимости от частоты переменного тока, протекающего по образцу, можно выделить несколько диапазонов, в которых наблюдается эффект ГМИ [48,49].

1. Область очень низких частот (до частот порядка нескольких десятков кГц). В этом случае, толщина скин-слоя всегда существенно больше поперечных размеров проводника, и зависимость напряжения, снимаемого с концов образца, от внешнего поля обусловлена изменениями индуктивности, которая пропорциональна поперечной магнитной проницаемости [21]. Этот эффект также называют магнитоиндуктивным [12].

2. Область промежуточных частот (от 100 кГц до 1÷10 МГц). В этом частотном интервале ГМИ возникает вследствие изменений скин-слоя из-за сильных изменений магнитной проницаемости под действием внешнего поля [23]. В этом случае вклад в магнитную проницаемость вносят процессы движения доменных границ и вращения намагниченности.

3. Область высоких частот (от 1÷10 МГц до 100÷1000 МГц в зависимости от геометрии образца). В этой области частот ГМИ также возникает из-за скин-эффекта, однако движение доменных границ отсутствует вследствие влияния

вихревых токов, и вклад в магнитную проницаемость и в ГМИ вносит только процесс вращения намагниченности [50–52].

4. Область очень высоких частот (порядка нескольких ГГц). При этих частотах на процесс вращения намагниченности существенно влияет гиромагнитный эффект, и максимумы в зависимости импеданса от поля сдвигаются в сторону бóльших полей. В этом случае сильные изменения импеданса образца возникают вследствие ферромагнитного резонанса [53,54].

Для теоретического описания ГМИ был предложен целый ряд моделей. Используемые подходы различаются исследуемой геометрией магнитомягкого образца, доменными структурами, применяемыми математическими методами и т.д. Основной задачей теории ГМИ является определение оптимальных соотношений для магнитной проницаемости, которые бы наилучшим образом описывали отклик доменной структуры магнитомягкого проводника на внешнее магнитное поле и поле возбуждающего переменного тока. При этом необходимо учитывать, что вклад в магнитную проницаемость в общем случае вносит как движение доменных границ, так и процесс вращения намагниченности.

Один из первых подходов к описанию эффекта ГМИ заключался в минимизации свободной энергии магнитомягкого образца с учётом различных доменных структур [55,56]. Эти квазистатические модели основываются на предположении, что частота переменного тока мала, и равновесное состояние намагниченности может достигаться в любой момент времени. Было показано, что если ось анизотропии перпендикулярна оси образца, основной вклад в магнитную проницаемость и в ГМИ будет вносить движение доменных границ [55]. В случае, когда ось анизотропии параллельна оси образца, основной вклад в магнитную проницаемость вносит процесс вращения намагниченности. Квазистатические модели позволяют описать основные особенности эффекта ГМИ при низких частотах и определить важные параметры магнитомягкого проводника. Однако недостатком такого подхода является невозможность описать частотную зависимость ГМИ, что связано с предположениями, сделанными в рамках квазистатических моделей.

Так как в проводящих ферромагнитных материалах движение доменных границ затухает из-за влияния вихревых токов, квазистатические модели применимы только в области низких частот. Приближённая оценка влияния частоты на ГМИ может быть получена путём изменения параметра пиннинга доменной границы. Было показано, что с увеличением параметра пиннинга для ленты с поперечной анизотропией происходит переход от зависимости импеданса от поля с одним пиком к зависимости с двумя максимумами [57]. В работе [55] для феноменологического описания затухания движения доменных границ использовалась сила вязкого трения. Такой подход позволил получить зависимость поперечной магнитной проницаемости от частоты с использованием феноменологического времени затухания в качестве подгоночного параметра. Более строгий метод основан на расчёте поперечной магнитной проницаемости для периодической доменной структуры с использованием теории эффективной среды [2,24,58]. В рамках этого подхода было показано, что время релаксации движения доменных границ зависит только от диаметра проволоки и периода доменной структуры. Точное решение для распределения вихревых токов в проволоке с периодической «бамбуковой» доменной структурой в нулевом поле было найдено в работе [59], в которой были получены значения внутреннего магнитного поля, индуцированного колебаниями доменной границы, и электрического поля на поверхности проволоки. Было показано, что для узких доменов действительная и мнимая часть импеданса возрастают пропорционально квадратному корню частоты, что хорошо согласуется с результатами эксперимента [23]. С увеличением размера доменов возрастание импеданса с частотой становится менее резким.

Как было предсказано теоретически [24] и подтверждено в эксперименте [60], движение доменных границ в магнитомягких материалах практически прекращается в области от нескольких сотен кГц до нескольких МГц. Следовательно, вклад движения доменных границ в эффект ГМИ является существенным для массивных проводников, таких как аморфные проволоки, где максимум ГМИ возникает при частотах порядка сотен кГц. Для тонких проводников,

таких как ленты, плёнки, микропроволоки в стеклянной оболочке, максимум ГМИ возникает при частотах порядка нескольких МГц и выше. В этом случае вкладом движения доменных границ в ГМИ можно пренебречь.

При высоких частотах магнитная проницаемость образца определяется только процессом вращения намагниченности. В этом диапазоне частот большую роль играет динамика изменения намагниченности, и должны учитываться гиромагнитный эффект и релаксация намагниченности. Кроме того, для адекватного описания экспериментальных зависимостей ГМИ при высоких частотах необходимо учитывать тензорный характер магнитной проницаемости. При высоких частотах расчёт распределения полей и эффекта ГМИ основан на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица для движения намагниченности. Выражения для эффективной магнитной проницаемости были получены из решения уравнения Ландау–Лифшица для тонкой плёнки с поперечной одноосной анизотропией [24], для двухслойной плёнки со скрещенной анизотропией в слоях [61] и для проволок с циркулярной или геликоидальной анизотропией [6,62,63]. Аналитические решения были получены в линейном приближении относительно параметров, зависящих от времени, и в предположении о локальной связи между магнитным полем и намагниченностью. При расчёте ГМИ в рамках этих моделей пренебрегали обменным взаимодействием, и такие модели часто называют «электромагнитными» [3]. Необходимо отметить, что такое приближение может быть применимо, если толщина скин-слоя в проводнике больше обменной длины, что справедливо для типичных аморфных материалов до частот порядка нескольких ГГц [63].

В работе [62] были получены выражения для эффективной магнитной проницаемости для проволоки с аксиальной и циркулярной анизотропией. Было показано, что для проволоки с циркулярной анизотропией в области малых внешних полей (меньше поля анизотропии) уравнения Максвелла сводятся к системе двух связанных дифференциальных уравнений для продольного и циркулярного переменного магнитного поля. В этом случае импеданс становится тензором с отличными от нуля недиагональными компонентами. Точные реше-

ния уравнений для компонент переменного магнитного поля и выражения для поверхностного импеданса образца могут быть получены в плоской геометрии [61,64,65]. Для проволоки приближённое аналитическое решение может быть найдено в пределе сильного скин-эффекта, когда скин-слой можно рассматривать как тонкую плёнку. Точное решение для распределения полей и для компонент импеданса в проволоке могут быть получены в виде рядов, коэффициенты в которых определяются при помощи рекуррентных соотношений [62].

В работе [63] был предложен другой метод решения связанных уравнений для компонент переменного магнитного поля. В этой работе тензор поверхностного импеданса был рассчитан для проволок с циркулярной и геликоидальной анизотропией, и было проанализировано влияние постоянного тока и внешнего продольного переменного магнитного поля на компоненты тензора импеданса. Уравнения для магнитного поля были решены в пределе слабого скин-эффекта методом асимптотического разложения рядов.

Импеданс аморфных проволок с продольной анизотропией в центральной области и циркулярной анизотропией в поверхностном слое был проанализирован в работе [66]. Результаты расчётов показали, что наличие центральной области с продольной анизотропией приводит к малому увеличению относительного изменения импеданса.

При сильном скин-эффекте переменная компонента намагниченности, индуцированная возбуждающим током, уменьшается от поверхности образца к его центру. Соответственно, распределение намагниченности неоднородно по сечению проводника, что приводит к возрастанию энергии обменного взаимодействия. Такое увеличение обменной энергии ослабляет скин-эффект. Таким образом, неоднородное переменное магнитное поле приводит к возбуждению спиновых волн с длиной волны порядка толщины скин-слоя, что увеличивает поглощение энергии вихревыми токами в ферромагнитных материалах. Этот эффект может быть интерпретирован как возрастание импеданса образца [3]. В работе [53] было показано, что расчёт толщины скин-слоя для ГМИ при высо-

ких частотах аналогичен процедуре, которая используется в теории ферромагнитного резонанса в металлах.

После этого появился целый ряд работ, в которых было исследовано влияние обменного взаимодействия на ГМИ. Модель для расчёта ГМИ в изотропной проволоке с продольной намагниченностью была предложена в работе [54]. Такое приближение справедливо при достаточно больших внешних полях, когда доменная структура в проволоке отсутствует. Подобный подход был использован также в плоской геометрии для описания ГМИ в аморфных лентах и плёнках [67–69]. Было показано, что учёт обменного взаимодействия является существенным для описания экспериментальных зависимостей ГМИ даже при не слишком высоких частотах [67].

При учёте обменных взаимодействий тензор магнитной проницаемости становится зависящим от пространственного распределения переменной компоненты намагниченности. В результате совместное решение уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица сводится к шести дифференциальным уравнениям для компонент намагниченности и переменного магнитного поля. Предложенный в работе [54] подход был впоследствии обобщён на случай аморфной проволоки с геликоидальной анизотропией [70,71]. Влияние центральной области с продольным направлением оси анизотропии на ГМИ было исследовано в работе [72]. Статическое распределение намагниченности было рассчитано с учётом обменного взаимодействия между центральной областью и поверхностным слоем с геликоидальной анизотропией. Это распределение было использовано при решении уравнения Ландау–Лифшица и уравнений Максвелла в поверхностном слое. Результаты сравнения рассчитанных зависимостей импеданса от внешнего поля и частоты с экспериментальными данными показали, что учёт центральной области с продольной анизотропией позволяет улучшить согласие между теорией и экспериментом. В общем случае выражения для импеданса являются довольно сложными, поэтому в работах [71,73–75] был предложен ряд приближений, которые позволяют упростить процедуру расчёта импеданса с учётом влияния обменных взаимодействий. Следует отме-

туть, что предложенные методы позволяют с удовлетворительной точностью описать наблюдавшиеся в экспериментах частотные зависимости ГМИ, однако, тем не менее, существует ряд существенных расхождений теории и результатов эксперимента [76,77]. Это связано с тем, что во всех моделях не учитывается сложная доменная структура аморфных материалов [4].

1.3. Материалы, в которых проявляется эффект ГМИ

Магнитомягкие аморфные проволоки интенсивно исследовались, начиная с 80-х годов прошлого века. Интерес к таким проволокам, обусловленный их необычными физическими свойствами и перспективами использования для различных технических приложений, резко возрос после обнаружения в них эффекта ГМИ.

Наиболее распространённой технологией изготовления аморфных проволок является метод вытягивания из расплава с охлаждением в воде [78,79]. Суть этого метода заключается в том, что в расплав с нужным веществом помещают затравку, после чего её быстро вытягивают, пропуская через воду. Типичный диаметр изготавливаемых таким методом проволок составляет от 80 мкм до 160 мкм [80], хотя также были продемонстрированы возможности получения толстых проволок (диаметром до 300 мкм) и более тонких проволок (диаметром порядка 30 мкм) [4].

Результаты исследования физических свойств аморфных проволок, изготовленных методом вытягивания из расплава с охлаждением в воде, подробно описаны в целом ряде обзорных работ [48,81–84]. Вследствие отсутствия кристаллической анизотропии магнитные свойства аморфных проволок определяются, в основном, магнитострикционным эффектом и, следовательно, распределением закалочных напряжений, возникающих при изготовлении образцов. В зависимости от константы магнитострикции выделяют три группы аморфных проволок [79,83]. К первой группе относятся проволоки на основе железа с положительной константой магнитострикции (порядка 10^{-5}), ко второй группе –

проволоки на основе кобальта с отрицательной константой магнитострикции (порядка -10^{-6}). Третью группу аморфных проволок, в которых эффект ГМИ имеет максимальную величину, составляют проволоки на основе сплавов кобальта с малыми добавками железа, которые имеют очень малую отрицательную константу магнитострикции.

При изготовлении аморфных проволок методом вытягивания из расплава с охлаждением в воде возникает различие в распределении внутренних напряжений между центральной частью проволоки и её поверхностным слоем [85,86]. Это обстоятельство приводит к зависимости направления лёгкой оси намагниченности от радиальной координаты. Тип доменной структуры определяется знаком и величиной константы магнитострикции [83]. Для аморфных проволок на основе железа с положительной константой магнитострикции распределение напряжений приводит к возникновению центральной области (кора) с продольным направлением лёгкой оси и внешней области (оболочки) с радиальным направлением лёгкой оси. При этом кор занимает примерно 70% общего сечения проволоки [80], а на поверхности проволоки возникают замыкающие домены [86]. Такая доменная структура приводит к возникновению эффекта Баркгаузена, который может найти применение в различных технических приложениях [4,80,83]. Результаты численного моделирования показали, что при малой величине константы магнитострикции кор аморфной проволоки разбивается на домены [87].

В аморфных проволоках с отрицательной магнитострикцией и с близкой к нулю константой магнитострикции закалочные напряжения и магнитострикционный эффект приводят к возникновению в проволоке кора с продольной лёгкой осью и оболочки с циркулярной анизотропией [82,88,89]. Кор и оболочка разделены девяностоградусной доменной границей, структура которой была проанализирована в работах [90,91]. Обычно предполагается, что оболочка аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией имеет так называемую «бамбуковую» доменную структуру, которая состоит из чередующихся кольцевых доменов с противоположным направлением намагниченности [79]. Однако,

как было показано в работе [92], для проволок с малой отрицательной магнито-стрикцией «бамбуковая» доменная структура является метастабильной, а основным состоянием оболочки является структура с однородной по длине проволоки циркулярной намагниченностью.

Технология получения микропроволок в стеклянной оболочке была впервые предложена Тейлором в 1924 г. [93], который продемонстрировал возможность получения различных кристаллических образцов, включая Fe, Cu, Al, Ag, Au и т.д. В 50-ые годы прошлого века эта технология была развита А.В. Улитовским, и в настоящее время метод получения микропроволок в стеклянной оболочке часто называют методом Тейлора–Улитовского. Технология изготовления магнитных аморфных микропроволок в стеклянной оболочке впервые была представлена в работе [94]. Исследования магнитных свойств микропроволок в стеклянной оболочке начались ещё в 70-ые годы [95,96]. Однако в последующие годы эти исследования были прерваны, так как не возникло интереса к применениям микропроволок для приложений. Вторая стадия исследований микропроволок в стеклянной оболочке началась в 1994 г. [97]. Возросший интерес к микропроводам обусловлен простотой их изготовления и уникальными магнитными свойствами, такими как магнитная бистабильность, ГМИ, изменение магнитных свойств под влиянием напряжений и т.д. [98].

Магнитная структура аморфных микропроволок определяется распределением внутренних напряжений в них вследствие магнито-стрикционного эффекта [80,99]. В микропроводах со стеклянным покрытием присутствуют как закалочные напряжения, так и магнитоупругие напряжения, возникающие на границе металл–стекло при остывании расплава из-за различия в коэффициентах теплового расширения аморфного металла и стекла. При этом магнитоупругие напряжения являются доминирующими [100].

Доменная структура аморфных микропроволок в стеклянной оболочке аналогична структуре аморфных проволок, полученных методом вытягивания из расплава с охлаждением в воде, однако имеются некоторые отличия, связанные с влиянием стеклянного покрытия. В случае отрицательной константы

магнитострикции аморфного металла направление лёгкой оси анизотропии вблизи поверхности металлической части микропровода является циркулярным. Во внутренней области направление лёгкой оси является радиальным или продольным, в зависимости от соотношения между магнитоупругой и магнито-статической энергией [101]. При этом область с циркулярной анизотропией занимает практически весь объём металлической жилы [102,103].

В большинстве работ магнитные свойства аморфных проволок и микро-проводов в стеклянной оболочке описываются в рамках модели кор–оболочка [104–107]. При анализе процессов перемагничивания и низкочастотных процессов учитывается, в основном, влияние кора с продольной анизотропией, а при исследовании ГМИ и ферромагнитного резонанса основное внимание уделяется внешней области образца вследствие влияния скин-эффекта. Хотя такое упрощённое представление доменной структуры позволяет описать основные особенности поведения аморфных проволок и микропроводов в стеклянной оболочке, некоторые экспериментальные результаты не могут быть объяснены в рамках модели кор–оболочка. В частности, в работе [108] при исследовании ГМИ в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке с диаметром металлической части менее 10 мкм было обнаружено, что величина эффекта ГМИ в некоторых случаях возрастала, хотя должна была убывать, согласно представлениям модели.

В связи с этим, как было показано в работе [109], необходимо учитывать ещё один элемент доменной структуры аморфных образцов: доменную границу между кором и оболочкой. Основными параметрами этой доменной границы являются её положение и ширина. Проведённое в работе [109] теоретическое рассмотрение выявило существенную зависимость этих параметров доменной границы от геометрических размеров образца для аморфных микропроводов с малой магнитострикцией. Было продемонстрировано, что зависимость ширины доменной границы от толщины стеклянного покрытия является немонотонной и имеет максимум при толщине покрытия в диапазоне от 6 до 10 мкм. Такая нелинейность зависимости ширины доменной границы от толщины стеклянного

покрытия связана с неоднородностью напряжений, индуцированных в микропроводе в процессе изготовления, вследствие различия коэффициентов теплового расширения металлической части и стекла [110].

Следует отметить, что тепловая и механическая обработка может существенно повлиять на доменные структуры аморфных материалов. В частности, удаление стеклянного покрытия вызывает изменение внутренних напряжений аморфных микропроводов. Для микропроводов с положительной магнитострикцией удаление стеклянного покрытия приводит к увеличению объёма, занимаемого оболочкой с радиальной анизотропией, однако общая конфигурация лёгких осей в микропроводе остаётся неизменной. В микропроводах с отрицательной магнитострикцией удаление стеклянного покрытия приводит к изменению направления лёгкой оси в коре с радиального на продольное, которое сопровождается увеличением объёма оболочки с циркулярной анизотропией [4,80,111].

Влияние различных типов отжига на доменную структуру и магнитные свойства аморфных проводов и микропроводов в стеклянной оболочке исследовано достаточно подробно [80,83,85,112–115]. Как было установлено, отжиг в присутствии механических напряжений или магнитных полей приводит к изменению доменной структуры в образце, что может приводить к улучшению магнитомягких свойств проводов и возрастанию ГМИ.

В результате взаимодействия между внутренними напряжениями и магнитострикцией в микропроводах с положительной, отрицательной и близкой к нулевой константами магнитострикции наблюдаются различные типы петель гистерезиса [116–118]. Микропровода в стеклянной оболочке с положительной магнитострикцией имеют прямоугольную петлю гистерезиса. Такое магнитно-бистабильное поведение петли гистерезиса обусловлено доминированием продольной анизотропии в микропроводе с положительной магнитострикцией. При удалении стеклянной оболочки гигантские скачки Баркгаузена уменьшаются вследствие уменьшения размера внутреннего кора с продольной анизотропией [83,85]. Было показано также, что при отжиге в аморфных мик-

ропроволоках на основе железа возникает нанокристаллическая структура, и петля гистерезиса может изменяться с прямоугольной на наклонную, с исчезновением скачков Баркгаузена [113].

В микропроводах с отрицательной магнитострикцией механические напряжения создают циркулярную анизотропию в образце. В результате зависимости намагниченности от внешнего поля таких образцов имеют наклонный характер практически без гистерезиса. Было показано, что в таких микропроводах гигантских скачков Баркгаузена не наблюдается из-за отсутствия доменной структуры в коре с продольной анизотропией. При удалении стеклянной оболочки продольная анизотропия возрастает, и в гистерезисной петле могут возникать скачки Баркгаузена. Приложение растягивающих напряжений к микропроводке с удалённой стеклянной оболочкой может приводить к подавлению гигантских скачков Баркгаузена вследствие уменьшения продольной анизотропии в центральной части образца [80].

Для микропроводов с малой отрицательной магнитострикцией гистерезисные петли имеют наклонный характер без скачков Баркгаузена. Поле анизотропии таких образцов возрастает с увеличением отношения диаметра металлической части микропровода к её полному диаметру [119]. Такая зависимость связана с увеличением внутренних напряжений с толщиной стеклянного покрытия при постоянном диаметре металлической части микропровода [80]. Это обстоятельство позволяет управлять магнитными свойствами аморфных микропроводов, изменяя толщину стеклянного покрытия с использованием термообработки или химического травливания стекла [98,113]. По мере травливания стеклянного покрытия изменяются вид и характер петель гистерезиса. При полном травливании стекла могут возникать гигантские скачки Баркгаузена, как и в случае микропроводов с положительной магнитострикцией [113].

Как было установлено, аморфные проволоки и микропровода в стеклянной оболочке с близкой к нулевой константой магнитострикции имеют наибольшие значения магнитной проницаемости [80,83]. В связи с этим, такие образцы являются наилучшими кандидатами для использования в приложении

ях, основанных на эффекте ГМИ. В то же время, аморфные проволоки с положительной магнитострикцией имеют относительно невысокую магнитную проницаемость. Было обнаружено, что изменение внутренних напряжений при удалении стеклянной оболочки аморфной микропроволоки с положительной магнитострикцией приводит к увеличению её магнитной проницаемости. Кроме того, отжиг аморфных микропроволок с положительной магнитострикцией может приводить к увеличению магнитной проницаемости вследствие возникновения нанокристаллических гранул [36,80]. Отжиг аморфных проволок с положительной магнитострикцией в поле тока может увеличить поперечную магнитную проницаемость вследствие увеличения циркулярной компоненты намагниченности. Напротив, отжиг в продольном магнитном поле может немного увеличить магнитную проницаемость вблизи поля анизотропии, но существенно уменьшает её при больших внешних полях [80].

Магнитно-бистабильное поведение аморфных проволок и микропроволок с положительной магнитострикцией является одним из необычных свойств этих магнитомягких образцов. Прямоугольная петля гистерезиса связана с продольной ориентацией намагниченности в большей части образца. Гигантский скачок Баркгаузена возникает, когда внешнее продольное магнитное поле превышает некоторое пороговое значение (так называемое поле переключения), если длина образца превышает некоторое критическое значение. Критическая длина связана с размерами замыкающих доменов, возникающих на концах образца для уменьшения магнитостатической энергии. Детальные исследования профиля распределения намагниченности и размера краевых доменов были проведены для различных проволок и микропроволок в стеклянной оболочке [119,120]. Было установлено, что критическая длина зависит от намагниченности насыщения, магнитоупругой энергии, доменной структуры образца и приложенных механических напряжений. В аморфных проволоках на основе железа диаметром 120 мкм критическая длина составляет 7 см, а для микропроволок с положительной магнитострикцией диаметром порядка 10 мкм критическая длина равна нескольким миллиметрам [121]. Вследствие малого значения кри-

тической длины в микропроводах в стеклянной оболочке процесс перемагничивания таких образцов является перспективным для применений в миниатюрных датчиках.

Перемагничивание аморфных микропроводов в стеклянной оболочке с положительной магнитострикцией в продольном магнитном поле происходит следующим образом. При приложении магнитного поля к образцу существующие концевые домены с параллельным полю направлению намагниченности начинают расширяться к центру микропровода. При достижении поля переключения доменная граница начинает двигаться вдоль образца. В ряде микропроводов наблюдались флуктуации поля переключения, которые проявлялись в спонтанном изменении поля переключения в разных циклах перемагничивания. Такие флуктуации были описаны в рамках феноменологической модели, учитывающей флуктуаций магнитных моментов зародышей перемагничивания [112,122–125]. Результирующая свободная энергия доменной границы представлялась в виде суммы двух вкладов: магнитоупругой энергии и энергии взаимодействия доменной границы с точечными дефектами.

Движение доменных границ в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке с положительной магнитострикцией детально исследуется в последние годы [126–136]. Для измерения скорости движения доменных границ используется классический метод Сикстуса–Тонкса [137]. Было установлено, что перемагничивание магнитно-бистабильных аморфных микропроводов происходит вследствие распространения доменных границ вдоль образца с очень высокой скоростью, превышающей 1 км/с. При этом скорость движения доменной границы зависит от магнитного поля и приложенных напряжений. Сверхбыстрое движение доменных границ в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке может быть использовано в ряде приложений [98].

Эффект ГМИ подробно исследовался также в композитных проволоках, полученных методом электролитического осаждения, состоящих из немагнитной центральной части (медь, серебро, сплав CuBe) и оболочки из магнитомягкого материала (NiFe, CoP, NiFeMo) [7,40,42,138–155]. Технология изготовле-

ния композитных проволок методом электролитического осаждения была разработана ранее, так как в своё время такие проволоки предполагалось использовать в устройствах для записи информации. Типичный диаметр немагнитной центральной части проволоки составляет от 20 до 125 мкм, а толщина магнитного слоя обычно изменяется от 2 до 7 мкм. К достоинствам метода электролитического осаждения следует отнести его относительную простоту и возможность использовать широкий спектр материалов для магнитного слоя. Альтернативный способ получения композитных проволок с тонким магнитным покрытием заключается в осаждении слоя пермаллоя методом радиочастотного напыления на немагнитную проволоку [156,157]. Ряд работ [138,147,158–160] был посвящён исследованию влияния различных типов отжига на магнитную проницаемость и эффективную магнитную анизотропию в магнитном слое. Кроме того, было подробно исследовано влияние толщины магнитной оболочки на величину эффекта ГМИ [161–164].

В работе [41] был предложен метод получения композитных проволок при помощи холодного волочения. Проволоки изготовлялись сжатием медного стержня в пермаллоевой трубке, его вытягиванием и последующим отжигом. Использование такого метода позволяет изготавливать композитные проволоки с большой толщиной магнитной оболочки и произвольным отношением диаметра немагнитной области к диаметру проволоки [41,165,166].

Наличие высокопроводящей центральной области в композитных проволоках приводит к увеличению эффекта ГМИ [167], и композитные проволоки имеют ряд преимуществ по сравнению с аморфными проволоками. Поскольку в композитных проволоках часть тока протекает через высокопроводящую центральную часть, амплитуду тока можно существенно увеличивать для получения большего эффекта, избегая высоких потерь, связанных с джоулевым нагревом. Отметим также, что наличие немагнитной центральной части исключает возникновение сложных доменных границ между центральной и поверхностной частью композитной проволоки. В связи с этим, композитные проволоки могут иметь лучшие магнитные свойства, что является существенным для приложе-

ний. Ещё одной характерной особенностью композитных проволок является относительно низкая частота (порядка нескольких МГц), при которой достигается максимальная чувствительность ГМИ. Это связано с тем, что в композитных проволоках эффект ГМИ не ограничен изменением скин-слоя под влиянием внешнего поля, а определяется, главным образом, сопротивлением центральной части проволоки и изменением индуктивной части импеданса магнитной оболочки [168].

Для описания эффекта ГМИ в композитных проволоках необходимо определить распределение токов по сечению проволоки. Частотная зависимость распределения токов в композитной проволоке была рассчитана численно при помощи метода конечных элементов [167,169]. При этом предполагалось, что магнитная проницаемость оболочки может быть представлена в виде скалярной величины, а влияние внешнего поля моделировалось посредством постепенного уменьшения магнитной проницаемости с ростом поля. Таким образом, этот подход позволяет описать распределение токов и ГМИ в композитной проволоке только качественно. Аналитические решения для распределения токов и ГМИ были получены в работах [170,171] для композитных проволок с продольной анизотропией в магнитной оболочке. Эти модели позволили удовлетворительно описать некоторые результаты экспериментальных исследований эффекта ГМИ в композитных проволоках [171].

В то же время, для большинства композитных проволок, полученных методом электролитического осаждения, эффективная анизотропия в магнитной оболочке является циркулярной (или, в общем случае, геликоидальной). Формирование циркулярной анизотропии обусловлено воздействием постоянного электрического тока, протекающего по проволоке в процессе электроосаждения [172]. Для композитных проволок с циркулярной или геликоидальной анизотропией в магнитной оболочке необходимо учитывать тензорный вид магнитной проницаемости. Однако до настоящего времени методики расчёта распределения токов и эффекта ГМИ в композитных проволоках с геликоидальной анизотропией не существовало.

В работах [173–177] было исследовано влияние изолирующего слоя на ГМИ в проволоках CuBe/NiFeB. Хотя изолирующий слой препятствует перетеканию переменного тока в магнитомягкую оболочку, изменение магнитного потока индуцирует в ней вихревые токи. Так как магнитная проницаемость оболочки существенно зависит от внешнего магнитного поля, распределение вихревых токов в центральной области и оболочке изменяется с полем. Было обнаружено, что в проволоках с изолирующим слоем относительное изменение ГМИ существенно возрастает по сравнению с проволоками без изолирующего слоя. Это обстоятельство было объяснено изменением магнитной структуры в оболочке и улучшением её магнитомягких свойств [174].

ГМИ в аморфных лентах был обнаружен в первых работах, посвящённых исследованию этого эффекта [18,21,23]. Свойства аморфных лент, изготовленных методом быстрой закалки расплава, интенсивно исследовались, начиная с 70-х годов, в связи с возможностью их использования для создания высокочастотных индуктивных приборов и магнитомеханических преобразователей [178].

Наибольшие значения эффекта ГМИ достигаются в аморфных лентах на основе кобальта с малой отрицательной магнитострикцией [179–182]. Это обстоятельство связано с большой магнитной проницаемостью таких лент вследствие возникновения в них поперечной полосовой доменной структуры [3]. При этом величина ГМИ может быть увеличена при помощи отжига в поперечном магнитном поле. Однако следует отметить, что эффект ГМИ в аморфных лентах меньше, чем в проволочных образцах [4].

В аморфных лентах на основе железа с положительной магнитострикцией формируется продольная доменная структура. В таких образцах могут возникать гигантские скачки Баркгаузена [183,184]. В то же время, аморфные ленты с положительной магнитострикцией имеют низкие значения магнитной проницаемости, и эффект ГМИ в них относительно мал [185–187]. Отжиг аморфных лент с положительной магнитострикцией может приводить к формированию доменов, ориентированных в поперечном направлении, что наблюдалось экс-

периментально [185]. Дальнейшее улучшение магнитомягких свойств лент на основе кобальта может быть достигнуто при помощи отжига в присутствии поперечного магнитного поля. Как было показано в работе [183], такой отжиг будет приводить к исчезновению гигантских скачков Баркгаузена вследствие изменения ориентации доменов с продольной на поперечную.

В отличие от аморфных проволок с положительной магнитострикцией, в нанокристаллических лентах на основе железа наблюдается достаточно большой эффект ГМИ [44, 185]. Это обстоятельство связано с формированием в нанокристаллических лентах поперечной полосовой доменной структуры [4]. В работе [185] было продемонстрировано, что отжиг аморфных лент Fe–Si–B–Cu–Nb приводит к формированию нанокристаллической структуры, и относительное изменение импеданса для нанокристаллических лент в десять раз больше, чем для исходных аморфных образцов. Увеличение ГМИ в нанокристаллических лентах может быть достигнуто при помощи различных типов отжига [188] или изменения химического состава ленты [189–191]. Соответствующий выбор температуры и времени отжига, а также магнитного поля отжига и приложенных напряжений может существенно увеличить эффект ГМИ [3]. Добавление малого количества алюминия в исходный состав Fe–Si–B–Cu–Nb также приводит к существенному возрастанию эффекта [183], что связано с увеличением магнитной проницаемости и уменьшением анизотропии и удельного сопротивления [4,192].

При сравнении величины эффекта ГМИ в нанокристаллических лентах на основе железа было выявлено, что наибольшие изменения импеданса достигаются в образце наименьшим удельным сопротивлением [193]. В связи с этим, максимальные значения относительного изменения импеданса достигаются в лентах Fe–Zr–B–Cu. Нанокристаллические ленты на основе железа имеют ряд преимуществ над аморфными лентами, связанных с относительно простым контролем их магнитомягких свойств при помощи соответствующего отжига, приводящего к кристаллизации. По сравнению с аморфными лентами на основе кобальта, нанокристаллические ленты на основе железа имеют мень-

шее удельное сопротивление и бóльшую намагниченность насыщения, и, соответственно, эффект ГМИ в них достигает более высоких значений [192]. При этом чувствительность ГМИ к внешнему полю в них, как правило, оказывается ниже, чем в аморфных лентах с малой отрицательной магнитострикцией [4].

Эффект ГМИ возникает также в тонких плёнках [24–27,33,194,195] и в многослойных плёночных структурах [28–33,196–205]. Было показано, что в многослойных плёночных образцах эффект ГМИ имеет значительно бóльшую величину, чем в тонких плёнках [32,33, 198]. Для однослойных плёнок было обнаружено, что эффект ГМИ в продольном магнитном поле существенно больше, чем в поперечном магнитном поле, когда внешнее поле перпендикулярно направлению тока [33]. В то же время, для трёхслойных плёночных структур, состоящих из двух магнитомягких плёнок, разделённых немагнитным слоем, наблюдается обратная зависимость, то есть изменения импеданса в поперечном поле имеют бóльшие значения [33].

Отличие в эффекте ГМИ между однослойными плёнками и трёхслойными плёночными образцами можно объяснить следующим образом. Для тонких плёнок относительное изменение магнитоимпеданса невелико при частотах меньших нескольких МГц вследствие слабого скин-эффекта. В трёхслойной плёночной структуре с немагнитным центральным слоем из-за существенной разности проводимостей магнитомягких плёнок и центрального слоя большие изменения импеданса могут возникнуть при значительно меньших частотах, если мнимая часть импеданса немагнитных плёнок становится больше действительной части импеданса, определяемой центральным немагнитным материалом. Материал немагнитного слоя оказывает существенное влияние на отклик ГМИ трёхслойных образцов [29,197]. Удельное сопротивление серебра меньше, чем у меди и титана, и, соответственно, наибольшие относительные изменения ГМИ были получены в образцах с центральным серебряным слоем [197]. Кроме того, было обнаружено, что добавление изолирующих слоёв между центральной частью и магнитомягкими плёнками CoSiB приводит к увеличению ГМИ [29]. Это увеличение ГМИ связано с тем, что возбуждающий ток протекает

только по немагнитному высокопроводящему слою. Однако в многослойных плёночных образцах с магнитомягкими плёнками FeSiBCuNb были получены существенно меньшие значения эффекта ГМИ [204]. Это обстоятельство может быть объяснено различиями в доменных структурах магнитных плёнок [3].

Следует также отметить, что для многослойных плёночных структур конечной ширины рассеяние магнитного потока поперёк внутреннего высокопроводящего слоя приводит к заметному уменьшению эффекта ГМИ [29,197]. Как было показано в работе [206], рассеяние магнитного потока через центральный слой существенно уменьшает ГМИ, когда ширина плёнки меньше некоторого критического значения, которое зависит от поперечной магнитной проницаемости и толщины немагнитного слоя. Проведённый анализ позволил качественно объяснить падение относительного изменения ГМИ с уменьшением толщины медного слоя, наблюдавшееся в работе [29].

С точки зрения применений в сенсорах многослойные плёночные структуры являются более перспективными материалами по сравнению с однослойными плёнками. Использование плёночных образцов позволит миниатюризировать сенсоры и избежать трудностей с припаиванием контактов, характерных для проволок и лент. Однако по сравнению с аморфными проволоками и лентами в плёночных структурах труднее получить необходимые составы образцов. Кроме того, достигнутая к настоящему времени чувствительность ГМИ к внешнему полю в плёночных структурах ниже, чем для массивных аморфных образцов.

1.4. Влияние внешних механических напряжений на ГМИ

Вследствие магнестрикционного происхождения анизотропии в аморфных материалах внешние напряжения могут приводить к изменению магнитной структуры магнитомягкого проводника и существенно влиять на эффект ГМИ. Изменение зависимости импеданса от поля в присутствии растягивающих напряжений было подробно изучено для аморфных проволок с по-

ложительной магнитострикцией [207], с малой отрицательной магнитострикцией [56,207–212], для микропроволок в стеклянной оболочке [213–218] и для аморфных лент [219]. Влияние скручивающих напряжений на ГМИ исследовалось в аморфных проволоках на основе железа [220–224], в аморфных проволоках на основе кобальта [209,221,225–234], а также в аморфных и нанокристаллических лентах [233].

Приложение к аморфной проволоке растягивающих напряжений приводит к существенному изменению зависимости импеданса от внешнего магнитного поля. Значение внешнего поля, соответствующего максимуму импеданса, возрастает, и величина эффекта ГМИ уменьшается с увеличением растягивающих напряжений [56,207,209,214,215,225]. Было обнаружено также, что зависимость величины эффекта ГМИ от скручивающих напряжений в аморфных проволоках с отрицательной магнитострикцией имеет асимметричный характер [209,226–228]. При этом отжиг проволок в поле постоянного тока приводит к уменьшению асимметрии [227,228]. Кроме того, было показано, что приложение скручивающих напряжений вызывает изменение импеданса проволоки в отсутствие внешнего магнитного поля [209,225]. Необходимо отметить, что хотя влияние скручивающих напряжений на ГМИ в аморфных проволоках исследовано экспериментально достаточно подробно, адекватное теоретическое описание этого эффекта до настоящего времени отсутствовало.

1.5. Недиагональный магнитоимпеданс

Зависящий от внешнего поля отклик напряжения может регистрироваться также измерительной катушкой, намотанной на магнитомягкий образец [6]. Возникновение отклика напряжения в катушке связано с тем, что прецессия намагниченности под действием поля переменного тока приводит к изменению магнитной индукции как в поперечном, так и в продольном направлении. Таким образом, в тензоре поверхностного импеданса недиагональные компонен-

ты оказываются отличными от нуля [6,62]. Этот эффект получил название недиагонального магнитоимпеданса [6].

Недиагональный магнитоимпеданс был подробно исследован в аморфных проволоках на основе кобальта [6,63,235–238]. Было продемонстрировано, что при сравнительно высоких частотах возбуждающего тока в области малых полей отклик сигнала в измерительной катушке является чувствительным к внешнему полю. Проведённый анализ показал, что результаты расчётов, основанных на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица, хорошо описывают наблюдавшиеся в эксперименте зависимости недиагонального импеданса от внешнего поля [6,236]. При этом было показано, что недиагональный магнитоимпеданс имеет ряд преимуществ для приложений по сравнению с ГМИ, так как отклик напряжения в катушке имеет более высокую чувствительность к внешнему полю.

Недиагональный магнитоимпеданс наблюдался и в микропроволоках в стеклянной оболочке на основе кобальта [120,239–244]. Высокочувствительный к внешнему полю недиагональный магнитоимпеданс был обнаружен также в аморфных проволоках с положительной магнитострикцией [245,246], отождённых в присутствии скручивающих напряжений, создававших геликоидальную анизотропию на поверхности образца; в аморфных лентах [247–249], многослойных плёночных структурах [250] и в композитных проволоках медь–пермаллой [251].

Следует отметить, что недиагональный магнитоимпеданс является весьма чувствительным к доменной структуре магнитомягких образцов. При описании магнитной проницаемости в аморфной проволоке с «бамбуковой» доменной структурой необходимо учитывать взаимодействие колебаний намагниченности в соседних доменах [252]. Следовательно, намагниченность должна усредняться по доменной структуре. Для аморфной проволоки с циркулярной анизотропией домены с противоположным направлением циркулярной компоненты намагниченности дают противоположный вклад в сигнал в катушке. В результате недиагональный магнитоимпеданс, усреднённый по доменам, должен быть

равен нулю, что противоречит результатам исследований, проведённых в работах [6,235,236]. Таким образом, можно сделать вывод, что в исследованных проволоках «бамбуковой» доменной структуры не существовало. Если ось анизотропии отклоняется от азимутального направления (геликоидальная анизотропия), вклады в сигнал в катушке от соседних доменов не компенсируют друг друга полностью. Однако даже в этом случае недиагональный магнитоимпеданс должен быть существенно меньше, чем для однодоменной проволоки. В частности, в экспериментах с аморфными микропроводами CoFeSiB в стеклянной оболочке наблюдавшийся недиагональный магнитоимпеданс был очень мал [239]. Для увеличения отклика напряжения в катушке в этом случае необходимо пропускать через проволоку дополнительный постоянный ток большой величины, чтобы создать однородное распределение намагниченности в поверхностном слое образца [63,239,253].

Эффект недиагонального магнитоимпеданса был использован для исследования поверхностной магнитной структуры аморфных проволок [254,255]. Принцип исследования доменной структуры основан на измерении амплитуды и фазы сигнала в измерительной катушке, которая движется вдоль образца. В области «бамбуковой» доменной структуры напряжение должно стремиться к нулю вследствие противоположного вклада доменов в измеряемый сигнал. Кроме того, когда движущаяся катушка пересекает одиночную границу между доменами, разность фаз между напряжением и током должна изменяться. Используя этот метод, была исследована поверхностная доменная структура аморфных проволок на основе кобальта, изготовленных различными методами, [255].

Эксперименты, проведённые для аморфных проволок и микропроволок в стеклянной оболочке на основе кобальта, показали, что поверхностная структура исследованных образцов являлась однодоменной, что согласуется с теоретическими результатами, полученными для проволок на основе кобальта [92] и микропроволок с малой отрицательной магнитострикцией [256]. Вследствие отсутствия магнитостатической энергии, для однородных проволок однодо-

менное состояние имеет меньшую энергию по сравнению с «бамбуковой» доменной структурой, которая может возникать, если поле анизотропии на поверхности образца существенно больше, чем во внутренней части проволоки. Однако даже если такой поверхностный слой с высокой анизотропией существует, его вклад в недиагональный магнитоимпеданс пренебрежимо мал. Как отмечалось в [92], в проволоках с малой отрицательной магнитострикцией может возникать метастабильная доменная структура с энергией близкой к однодоменному состоянию. Однако в этом случае доменная структура может быть нерегулярной, и размер доменов будет изменяться по длине проволоки. Возникновение такой доменной структуры наблюдалось в аморфных проволоках $\text{Co}_{68.25}\text{Fe}_{4.5}\text{Si}_{12.25}\text{B}_{15}$ диаметром 30 мкм [257].

Следует отметить, что «бамбуковая» доменная структура с размером доменов порядка диаметра образца наблюдалась магнитооптическими методами в аморфных проволоках и микропроводах с отрицательной магнитострикцией [107,258–262]. По-видимому, возникновение стабильной «бамбуковой» доменной структуры в аморфных микропроводах зависит от многих факторов, таких как состав образца, константа магнитострикции, диаметр проволоки и толщина стеклянной оболочки. Кроме того, магнитооптические методы исследуют поверхностный слой порядка 100 нм, тогда как метод, основанный на недиагональном магнитоимпедансе, использует сигнал, усреднённый по толщине скин-слоя, который составляет несколько микрон. Следовательно, расхождение между результатами, полученными различными методами, может быть связано с существованием тонкого поверхностного слоя с отличными от всего образца магнитными свойствами.

Модифицированный метод, основанный на эффекте недиагонального магнитоимпеданса, был использован для исследования динамики доменных границ в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке [263]. При пропускании через микропроводку импульса тока, на её концах возникали домены с противоположным исходному состоянию направлением циркулярной намагниченности. Под действием циркулярного поля, создаваемого импульсом тока,

доменные границы двигались вдоль образца навстречу друг другу. При движении доменной границы вклады в недиагональный магнитоимпеданс от частей проволоки, разделённых доменной границей, изменялись. По изменению напряжения в измерительной катушке определялась скорость движения доменной границы.

Результаты эксперимента показали, что скорость движения доменных границ существенно зависела от знака импульса тока и величины внешнего магнитного поля. Это связано с небольшим отклонением оси анизотропии от циркулярного направления [264]. Скорость движения доменной границы линейно зависела от амплитуды импульса. При превышении амплитудой импульса некоторого критического значения, скорость перемагничивания скачкообразно возрастала. Это объясняется зарождением дополнительных доменных границ, возникавших на неоднородностях образца [263].

1.6. Асимметричный ГМИ

Зависимость импеданса от внешнего поля в области малых полей является существенно нелинейной. Вместе с тем, линейное изменение импеданса с полем является удобным с точки зрения применения эффекта ГМИ для создания датчиков магнитного поля. Для получения линейной характеристики отклика импеданса перспективным представляется использование асимметричного ГМИ. Исследованию этого эффекта в прошедшие годы было уделено большое внимание.

В настоящее время известны три механизма, приводящие к асимметрии в зависимости импеданса от внешнего поля [265]. Первый механизм связан с пропусканием по магнитомягкому образцу дополнительного постоянного тока. Этот механизм впервые был исследован в аморфных проволоках на основе кобальта, к которым были приложены скручивающие напряжения [266,267]. Аналогичный эффект наблюдался также в аморфных лентах [268], в аморфных проволоках, отожжённых в поле тока [269–274], и в аморфных микропроволо-

ках в стеклянной оболочке [213,243,275–279]. Возникновение асимметрии связано с взаимодействием между циркулярным полем постоянного тока и геликоидальной анизотропией в проволоке.

В отсутствие постоянного тока наблюдалась симметричная зависимость импеданса от внешнего поля с двумя максимумами. При увеличении постоянного тока один из максимумов уменьшался, а второй увеличивался, в зависимости от направления постоянного тока. При этом положения максимумов импеданса практически не изменялись. С увеличением частоты возбуждающего тока асимметрия возрастала, достигала максимума и затем уменьшалась. Кроме того, в зависимости от постоянного тока асимметрия также имела максимум при фиксированной частоте. Для высоких частот этот максимум сдвигался в сторону более высоких значений постоянного тока [269].

Основанное на представлении о тензоре поверхностного импеданса теоретическое описание асимметричного ГМИ, обусловленного пропусканием через проволоку постоянного тока, было предложено в работах [63,237,280]. Циркулярное поле, индуцированное постоянным током, приводит к асимметрии в изменении намагниченности во внешнем поле и, соответственно, к асимметрии в зависимости импеданса от поля. Было показано, что если циркулярное поле постоянного тока превышает некоторое пороговое значение, зависящее от поля анизотропии и угла отклонения оси анизотропии от азимутального направления, в зависимости импеданса от поля возникает большая асимметрия. Следует отметить, что с точки зрения приложений этот механизм асимметричного ГМИ имеет недостаток, связанный с дополнительным потреблением энергии.

Второй механизм асимметричного ГМИ связан с использованием продольного переменного магнитного поля, приложенного к магнитомягкому образцу, возбуждаемому переменным током. Этот механизм был систематически исследован для аморфных проволок на основе кобальта [280–284]. Продольное переменное магнитное поле создавалось катушкой, через которую пропусклся ток последовательно с исследуемой проволокой. Асимметричный ГМИ возникал вследствие взаимодействия геликоидальной анизотропии проволоки и про-

дольного магнитного поля, то есть из-за «смешивания» диагональной и недиагональной компонент тензора поверхностного импеданса [285]. Асимметрия может контролироваться отношением продольного переменного поля к циркулярному полю тока, при помощи изменения числа витков в возбуждающей катушке. При этом максимальная асимметрия в ГМИ и чувствительность к внешнему полю достигаются, когда это отношение максимально (эффект Маттеучи [83,286]).

Третий механизм асимметричного ГМИ был обнаружен в лентах CoFeNiBSi при исследовании влияния отжига в продольном магнитном поле на магнитоимпеданс [287,288]. Зависимость импеданса неотожжённой аморфной ленты от внешнего поля имела симметричный характер. Асимметрия в ГМИ возникала, когда ленты отжигались на воздухе при температуре $350 \div 380^\circ\text{C}$ в присутствии слабого магнитного поля ($0.05 \div 3 \text{ Э}$), направленного вдоль оси ленты [287–294]. При относительно малых частотах зависимость ГМИ от поля проявляла скачкообразное изменение вблизи нулевого внешнего поля (так называемый «ГМИ вентиль»). При высоких частотах наблюдалась асимметричная зависимость импеданса от поля с двумя максимумами. Максимальное значение импеданса наблюдалось в поле, направление которого совпадало с направлением поля отжига. Следует отметить, что асимметрия в зависимости импеданса от поля изменялась на противоположную, если в экспериментах приложенное внешнее поле превышало несколько сотен эрстед [291].

Так как в лентах, отожжённых в вакууме, асимметричный ГМИ не наблюдался, было сделано предположение, что возникновение асимметрии связано с окислением и кристаллизацией поверхностного слоя ленты. Известно, что отжиг на воздухе приводит к появлению асимметрии кривых намагниченности, которая связана с обменным или магнитостатическим взаимодействием между аморфной частью ленты и поверхностными магнитожёсткими кристаллическими слоями [295]. Вследствие присутствия магнитного поля при отжиге, кристаллиты упорядочиваются, что приводит к возникновению однонаправленной анизотропии на поверхности ленты. Так как кристаллический слой являет-

ся магнитожёстким, кристаллиты остаются упорядоченными вплоть до больших значений внешнего поля. Характеристики аморфной и кристаллической фаз в лентах на основе кобальта, отожжённых в продольном магнитном поле, были проанализированы при помощи магнитооптического эффекта Керра [296,297]. В этих экспериментах был обнаружен сдвиг кривых намагниченности аморфной фазы в области малых полей, который может быть связан с обменным или магнитостатическим взаимодействием между двумя фазами.

Хотя асимметричный ГМИ в аморфных лентах с поверхностными кристаллическими слоями исследован экспериментально достаточно подробно, до настоящего времени отсутствовало адекватное теоретическое описание данного эффекта. В работах [298–300] была сделана попытка объяснить возникновение асимметричного ГМИ в лентах в рамках квазистатической модели, в которой для описания взаимодействия между аморфной и кристаллической фазами было введено эффективное поле сдвига. Однако, как было показано в [301], наблюдавшаяся в эксперименте асимметрия ГМИ не может быть объяснена в предложенной модели при выборе разумных значений величины и ориентации поля сдвига. Кроме того, используя модель [298], невозможно описать изменение зависимости импеданса от частоты. Отметим также, что в модели не учитывалось влияние конечной толщины кристаллического слоя на асимметричный ГМИ. В работе [302] была предложена феноменологическая модель для описания асимметричного ГМИ в полубесконечной ленте, основанная на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица. С учётом обменных взаимодействий для изотропной ленты проблема расчёта импеданса была сведена к численному решению дифференциального уравнения для распределения магнитного поля в ленте. Однако заложенное в модели предположение о ферромагнитном обменном взаимодействии между кристаллической и аморфной фазой не позволило качественно описать наблюдавшиеся в эксперименте зависимости импеданса ленты от поля.

Асимметричный ГМИ, связанный с взаимодействием между аморфной и кристаллической фазами, наблюдался также в аморфных проволоках на основе

кобальта, отожжённых на воздухе в поле постоянного тока [303]. Магнитостатические данные и результаты исследования зависимости импеданса от поля показали, что такой отжиг приводит к кристаллизации поверхностного слоя проволоки. Магнитное поле тока отжига индуцирует циркулярную однонаправленную анизотропию в поверхностном слое, и наблюдавшийся асимметричный ГМИ был объяснён обменным взаимодействием между поверхностным слоем и аморфной областью.

Асимметричный магнитоиндуктивный эффект возникает в аморфных проволоках CoFeSiB , отожжённых в продольном магнитном поле, [304]. Сдвиг в кривой намагничивания проволоки был объяснён магнитостатическим взаимодействием нанокристаллической и аморфной фаз. Однако асимметричную зависимость индуктивной части импеданса от внешнего поля не удалось описать в рамках представления о магнитостатическом взаимодействии между фазами, и обнаруженный асимметричный магнитоиндуктивный эффект был назван аномальным [304]. Большая асимметрия в петлях гистерезиса и резкое увеличение магнитной восприимчивости в малых полях были обнаружены в отожжённых проволоках на основе железа [305]. Такое поведение намагниченности и магнитной восприимчивости было описано в рамках модели, учитывающей магнитостатическое взаимодействие между двумя фазами [306].

Асимметричный ГМИ недавно был обнаружен также в многослойных проволоках [307], получаемых при помощи комбинации различных методов изготовления: метода Тейлора–Юлитовского, напыления и электролитического осаждения [308,309]. Стандартная процедура изготовления таких проволок состоит в электролитическом осаждении магнитожёсткого слоя CoNi на магнитомягкую микропроволоку в стеклянной оболочке с напылённым на неё тонким слоем золота [310,311]. Особенностью многослойных проволок является магнитостатическая связь между внешним слоем и магнитомягкой областью. Исследования кривых намагничивания многослойных проволок показали, что магнитостатическое взаимодействие приводит к сдвигу и изменению формы петель гистерезиса [311–314], которые наблюдаются, когда магнитожёсткая оболочка

намагничена до состояния насыщения. Наличие поля сдвига в центральной части проволоки приводит к возникновению асимметрии в зависимости импеданса от внешнего поля, аналогичной асимметричному ГМИ в проволоках с геликоидальной анизотропией в присутствии постоянного тока [307].

1.7. Нелинейный магнитоимпеданс

При малых амплитудах возбуждающего тока напряжение, измеряемое на концах магнитомягкого проводника, пропорционально его импедансу, который не зависит от амплитуды тока. При более высоких амплитудах тока возникают искажения измеряемого синусоидального сигнала, что сопровождается возникновением высших гармоник в частотном спектре напряжения [8]. Этот режим называют нелинейным магнитоимпедансом. Следует отметить, что, строго говоря, понятие импеданса применимо только для линейного отклика напряжения. Тем не менее, термин «нелинейный магнитоимпеданс» широко используется в литературе для краткости и следуя традициям исследований ГМИ. В нелинейном режиме высшие гармоники имеют высокую чувствительность к внешнему магнитному полю, что является перспективным для использования в различных приложениях.

В первой работе, посвящённой нелинейному магнитоимпедансу, было установлено, что напряжение на концах композитной проволоки CuBe/NiFe нелинейно связано с амплитудой возбуждающего тока, и описание наблюдаемых процессов перемагничивания несовместимо с представлением о стабильных доменных границах [7]. Наблюдавшееся поведение отклика напряжения было качественно объяснено с использованием стационарной модели перемагничивания Стонера–Вольфарта [315].

В работе [316] была экспериментально исследована зависимость напряжения от внешнего поля для композиционного материала, состоящего из двух аморфных лент на основе кобальта, разделённых медной проволокой. Было обнаружено, что относительное изменение амплитуды первой гармоники с частотой

той возбуждающего тока оказывается существенно меньше относительного изменения второй гармоники.

Нелинейный магнитоимпеданс с высокой чувствительностью к внешнему полю наблюдался в композитных проволоках CuBe/FeCoNi [317–320]. Проведённый анализ выходного сигнала напряжения показал, что частотный спектр состоит из нескольких гармоник. При этом амплитуды гармоник резко возрастали в области полей, при которых наблюдаются максимумы зависимости импеданса от поля. Чувствительность третьей гармоник существенно превышала (примерно в 20 раз) чувствительность первой гармоники [318]. Нелинейный магнитоимпеданс в композитных проволоках был описан в рамках представления о спин-реориентационных фазовых переходах с учётом влияния константы магнитной анизотропии второго порядка [317]. Результаты проведённых расчётов показали хорошее согласие с экспериментальными данными.

Возникновение высших гармоник в отклике напряжения наблюдалось также в экспериментах с аморфными проволоками на основе кобальта [321–333]. Было показано, что высшие гармоники возникают, когда циркулярное магнитное поле, индуцируемое переменным током, больше или порядка поля анизотропии проволоки. При этом нечётные гармоники всегда присутствуют в частотном спектре напряжения, снимаемого с концов проволоки, а чётные гармоники возникают в проволоках с геликоидальной анизотропией, когда зависимость циркулярной компоненты намагниченности от переменного магнитного поля является асимметричной [321,322,326–328].

Приложение скручивающих напряжений приводит к развитию геликоидальной анизотропии в поверхностной области проволоки и может повлиять на чувствительность чётных гармоник к внешнему полю. Исследования влияния скручивающих напряжений на нелинейный магнитоимпеданс в аморфных проволоках на основе кобальта показали, что вклад второй гармоники возрастает с увеличением скручивающих напряжений [324,327,328]. Хотя первая гармоника с частотой возбуждающего тока является основной в частотном спектре напряжения, вторая гармоника может иметь более высокую чувствительность к

внешнему полю [325]. Высокая чувствительность второй гармоники напряжения к внешнему полю была использована для разработки датчиков магнитного поля, получивших название «феррозонд без катушки» [334–338].

Амплитуда второй гармоники может быть увеличена при пропускании по проволоке дополнительного постоянного тока [339]. Пропускание постоянного тока приводит к образованию асимметрии в зависимости циркулярной компоненты намагниченности от переменного магнитного поля. В результате присутствие постоянного тока приводит к увеличению чувствительности второй гармоники к внешнему полю. При этом существует оптимальная величина постоянного тока, и при больших значениях постоянного тока чувствительность второй гармоники к полю уменьшается.

Нелинейный магнитоимпеданс в аморфных проволоках анализировался в рамках квазистационарного приближения [321,322,324,327,328,332] с использованием преобразования Фурье производной циркулярной компоненты намагниченности проволоки по времени [273]. При этом пространственное распределение циркулярного поля возбуждающего тока для простоты не учитывалось. Такой подход качественно объясняет зависимости частотного спектра отклика недиагонального магнитоимпеданса от внешнего магнитного поля, однако не позволяет описать частотные зависимости амплитуд гармоник.

Попытка описать частотную зависимость амплитуды второй гармоники напряжения была предпринята в работе [329]. Тензор поверхностного импеданса второго порядка был найден при помощи решения уравнения Ландау–Лифшица. В рамках модели было проанализировано влияние амплитуды тока на вторую гармонику напряжения. Однако в рамках предложенной в работе [329] модели можно объяснить только поведение первой и второй гармоник напряжения. Кроме того, такой подход не позволяет описать процесс перемагничивания части аморфной проволоки, и, следовательно, может быть применим только при относительно малых амплитудах переменного тока.

В работе [340] для исследования нелинейного отклика напряжения аморфной проволоки были проведены численные расчёты, основанные на сов-

местном решении уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица. Результаты численного моделирования позволяют описать зависимости амплитуд гармоник напряжения от поля и частоты. Однако недостатком предложенного метода является возрастающая сложность численных расчётов, если необходимо учесть пространственные изменения параметров, таких как поле анизотропии или угол наклона анизотропии.

В последние годы нелинейный магнитоимпеданс исследовался также в аморфных лентах [248,341,342]. Для лент высшие гармоники напряжения имеют поведение, аналогичное наблюдавшемуся в аморфных проволоках. В работе [341] исследовался частотный спектр напряжения на концах отожжённой ленты на основе кобальта. Было обнаружено, что нелинейные эффекты возникают уже при достаточно малых амплитудах возбуждающего тока. В работе [342] был исследован нелинейный магнитоимпеданс в аморфных лентах на основе кобальта, прошедших термомагнитную и термомеханическую обработки. Было также предложено модельное описание особенностей отклика напряжения, основанное на предположении о существовании в лентах полосовой доменной структуры. Было установлено принципиальное различие в поведении чётных и нечётных гармоник напряжения. Результаты проведённых расчётов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

1.8. Датчики на основе эффекта ГМИ и их приложения

Сильные зависимости импеданса магнитомягкого проводника от изменения внешнего поля или тока являются перспективными для создания датчиков слабого магнитного поля и датчиков тока. Так как эффект ГМИ является также чувствительным к приложенным напряжениям, он может быть использован для разработки датчиков напряжения.

Типичный датчик магнитного поля, основанный на эффекте ГМИ, был впервые предложен в работе [343]. Последующие усилия были направлены на улучшение чувствительности датчиков [344–349]. Детальные исследования

влияния различных параметров на поведение датчиков было проведено в работах [343,346]. В качестве чувствительных элементов предложенных прототипов датчиков поля использовались аморфные проволоки [343,346,347] и тонкие плёнки [345,348]. Датчики на основе эффекта ГМИ имеют ряд преимуществ по сравнению с традиционными датчиками магнитного поля, в частности, меньшее потребление энергии и меньшие размеры. Однако наиболее существенным достоинством магнитоимпедансных датчиков является их высокая чувствительность. В прототипе датчика, предложенного в работе [348], с чувствительным элементом в виде плёнки CoNbZr была достигнуто разрешение магнитного поля 1.7×10^{-8} Э при частоте возбуждающего тока 500 кГц. Такое разрешение выше, чем у датчиков типа феррозонд. Кроме того, магнитоимпедансные датчики имеют лучшую температурную стабильность по сравнению с традиционными датчиками [4].

Магнитоимпедансный датчик постоянного тока с аморфной проволокой на основе кобальта в качестве чувствительного элемента был предложен в работе [350]. В этом датчике постоянный ток протекал по соленоиду, и магнитное поле тока приводило к контролируемому уменьшению импеданса проволоки. Соответственно, зависимость импеданса от магнитного поля использовалась для точного измерения постоянного тока. В работе [351] был предложен высокочувствительный датчик тока, основанный на использовании асимметричного ГМИ в отожжённой аморфной ленте на основе кобальта. Напряжение, снимаемое с ленты, возрастало почти линейно с увеличением тока вплоть до 1 А. Вследствие асимметричного характера отклика напряжения, этот прототип датчика позволяет определять направление постоянного тока.

Использование недиагонального магнитоимпеданса в датчиках магнитного поля позволяет получить более высокую чувствительность по сравнению с датчиками ГМИ [352–354]. Такие датчики имеют лучшую температурную стабильность [47], а их предельная чувствительность определяется только электронными шумами [355].

Высокая чувствительность относительного изменения импеданса магнитных аморфных проводников к малым механическим нагрузкам может быть перспективной для практических приложений. Сильная зависимость ГМИ от приложенных напряжений в аморфных проволоках и лентах была использована для разработки высокочувствительных датчиков напряжений [346, 356–361]. Было продемонстрировано, что использование зависимости ГМИ от напряжений имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционными датчиками напряжений, в частности, позволяет получить более высокую чувствительность.

К настоящему времени предложено свыше сотни приложений датчиков на основе эффекта ГМИ [5,362]. Хотя большинство приложений эффекта ГМИ находятся ещё в стадии лабораторной разработки, некоторые датчики уже доступны на рынке. Датчики на основе ГМИ могут использоваться для систем мониторинга и контроля [363,364], в электронных компасах [347], для контроля автомобильного движения [347,365], магнитной дефектоскопии [366–368] и т.д.

Кроме того, ГМИ может найти применение в устройствах магнитной записи. В современных компьютерах модули чтения и записи на магнитные носители используют датчики на основе эффекта гигантского магнитосопротивления. Однако чувствительность таких датчиков существенно ниже чувствительности датчиков ГМИ. В связи с этим, датчики на основе ГМИ с плёночной структурой в качестве чувствительного элемента представляют большой интерес для будущего развития устройств магнитной записи с высокой плотностью [369].

Использование магнитных методов диагностики заболеваний нашло широкое применение для различных медицинских приложений [5]. Источники магнитного поля в биологических системах, таких как мозг и тело человека, достаточно малы, и создаваемые магнитные поля лежат в диапазоне $10^{-10} \div 10^{-5}$ Э. Для обнаружения таких малых полей необходимы датчики с высокой чувствительностью. Миниатюрные датчики на основе эффекта ГМИ являются идеальными кандидатами для медицинских приложений, вследствие их высокой чувствительности (вплоть до 10^{-8} Э) и низкой стоимости. Медицинское направле-

ние применения ГМИ получило большое развитие в последние годы, и был предложен целый ряд различных прототипов биосенсоров [370–373].

Магнитомягкие проводники, в которых проявляется эффект ГМИ, также предоставляют новые возможности в области создания композитных материалов для высокочастотных приложений. Предложенные композитные материалы, состоящие из коротких микропроволок, помещённых в полимерную [374] или диэлектрическую [375,376] матрицу, могут быть использованы для различных приложений. При воздействии микроволнового излучения на композитный материал, эффективная диэлектрическая проницаемость композита может иметь резонансный или релаксационный характер, в зависимости от распределения тока вдоль микроволоок. Вблизи резонансной частоты изменения поверхностного импеданса микроволоок приводят к существенным изменениям в распределении токов и, следовательно, к изменениям эффективной диэлектрической проницаемости композита. Таким образом, дисперсия эффективной диэлектрической проницаемости может быть изменена с резонансного типа на релаксационный при приложении магнитного поля или растягивающих напряжений [377]. В работах [378–380] был предложен целый ряд приложений, основанных на изменении диэлектрической проницаемости композитных материалов при воздействии внешнего магнитного поля, напряжений или температуры. Важное преимущество таких композитных материалов заключается в том, что отклик композита на внешние воздействия может измеряться без применения проводов.

Глава 2. Магнитоимпеданс композитных проволок

2.1. Распределение полей: основные уравнения

Рассмотрим композитную проволоку, состоящую из высокопроводящей немагнитной центральной области радиуса r_1 и магнитомягкой оболочки толщины t_m . Через проволоку пропускается переменный ток $I = I_0 \exp(-i\omega t)$, и внешнее постоянное магнитное поле H_e параллельно оси проволоки (оси z). Расчёт распределения полей внутри проволоки основан на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица. Аналитическое решение можно получить в линейном приближении относительно параметров, зависящих от времени, и в предположении о локальной связи между магнитным полем и намагниченностью. В дальнейшем будем пренебрегать доменной структурой в оболочке и предположим, что магнитная проницаемость определяется процессом вращения намагниченности.

Распределение лёгких осей намагниченности в оболочке зависит от напряжений, возникающих в процессе изготовления проволоки, условий отжига проволоки и может изменяться по толщине оболочки. Будем предполагать, что оболочка имеет геликоидальную магнитную анизотропию, и ось анизотропии направлена под углом ψ к азимутальному направлению. При расчёте магнитной проницаемости будем пренебрегать размагничивающими полями и вкладом обменной энергии. Тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ может быть найден при помощи стандартной процедуры решения линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица и имеет вид [63]:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} 1 + \mu_1 & -i\mu_a \sin \theta & i\mu_a \cos \theta \\ i\mu_a \sin \theta & 1 + \mu_2 \sin^2 \theta & -\mu_2 \sin \theta \cos \theta \\ -i\mu_a \cos \theta & -\mu_2 \sin \theta \cos \theta & 1 + \mu_2 \cos^2 \theta \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

где

$$\begin{aligned}\mu_1 &= \frac{\gamma 4\pi M (\omega_1 - i\kappa\omega)}{(\omega_1 - i\kappa\omega)(\omega_2 - i\kappa\omega) - \omega^2}, \\ \mu_2 &= \frac{\gamma 4\pi M (\omega_2 - i\kappa\omega)}{(\omega_1 - i\kappa\omega)(\omega_2 - i\kappa\omega) - \omega^2}, \\ \mu_a &= \frac{\gamma 4\pi M \omega}{(\omega_1 - i\kappa\omega)(\omega_2 - i\kappa\omega) - \omega^2},\end{aligned}\tag{2.2}$$

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \gamma[H_a \cos^2(\theta - \psi) + H_e \sin \theta], \\ \omega_2 &= \gamma[H_a \cos\{2(\theta - \psi)\} + H_e \sin \theta].\end{aligned}\tag{2.3}$$

Здесь M – намагниченность насыщения, H_a – поле анизотропии, γ – гиромагнитное отношение, κ – параметр затухания Гилберта и θ – равновесный угол между вектором намагниченности и азимутальным направлением. Угол θ определяется из условия минимума свободной энергии, которая может быть представлена в виде суммы энергии анизотропии и энергии Зеемана. Минимизации свободной энергии приводит к следующему уравнению для равновесного угла:

$$H_a \sin(\theta - \psi) \cos(\theta - \psi) - H_e \cos \theta = 0.\tag{2.4}$$

Полагая, что электрическое и магнитное поля зависят только от радиальной координаты, и учитывая цилиндрическую симметрию, уравнения Максвелла в немагнитной центральной области ($\rho < r_1$) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned}\frac{\partial e_z^{(1)}}{\partial \rho} &= -\frac{i\omega}{c} h_\varphi^{(1)}, & \frac{\partial e_\varphi^{(1)}}{\partial \rho} + \frac{e_\varphi^{(1)}}{\rho} &= \frac{i\omega}{c} h_z^{(1)}, \\ \frac{\partial h_z^{(1)}}{\partial \rho} &= -\frac{4\pi\sigma_1}{c} e_\varphi^{(1)}, & \frac{\partial h_\varphi^{(1)}}{\partial \rho} + \frac{h_\varphi^{(1)}}{\rho} &= \frac{4\pi\sigma_1}{c} e_z^{(1)}.\end{aligned}\tag{2.5}$$

Здесь σ_1 – удельная проводимость центральной области, c – скорость света в вакууме, а индексы φ и z соответствуют циркулярной и продольной компонентам полей. Общее решение уравнений Максвелла (2.5) имеет вид:

$$\begin{aligned}
e_z^{(1)}(\rho) &= A_1 J_0(k\rho), \\
h_\varphi^{(1)}(\rho) &= (4\pi\sigma_1 / ck) A_1 J_1(k\rho), \\
e_\varphi^{(1)}(\rho) &= A_2 J_1(k\rho), \\
h_z^{(1)}(\rho) &= (4\pi\sigma_1 / ck) A_2 J_0(k\rho),
\end{aligned} \tag{2.6}$$

где $J_0(x)$ и $J_1(x)$ – функции Бесселя первого рода, $k = (1 + i) / \delta_1$, $\delta_1 = c / (2\pi\sigma_1\omega)^{1/2}$, A_1 и A_2 – постоянные.

В магнитомягкой оболочке ($r_1 < \rho < r_1 + t_m$) уравнения Максвелла могут быть сведены к двум связанным дифференциальным уравнениям для компонент магнитного поля [6,62,63,237]:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 h_\varphi^{(2)}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h_\varphi^{(2)}}{\partial \rho} - \frac{h_\varphi^{(2)}}{\rho^2} + \frac{2i}{\delta_2^2} \times [\mu_{\varphi\varphi} h_\varphi^{(2)} + \mu_{\varphi z} h_z^{(2)}] &= 0, \\
\frac{\partial^2 h_z^{(2)}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h_z^{(2)}}{\partial \rho} + \frac{2i}{\delta_2^2} \times [\mu_{\varphi z} h_\varphi^{(2)} + \mu_{zz} h_z^{(2)}] &= 0.
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Здесь $\delta_2 = c / (2\pi\sigma_2\omega)^{1/2}$, σ_2 – удельная проводимость магнитной оболочки ($\sigma_2 < \sigma_1$) и

$$\begin{aligned}
\mu_{\varphi\varphi} &= 1 + \mu \sin^2 \theta, \\
\mu_{zz} &= 1 + \mu \cos^2 \theta, \\
\mu_{\varphi z} &= -\mu \sin \theta \cos \theta.
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Из выражений (2.8) следует, что магнитные свойства композитной проволоки зависят только от эффективной магнитной проницаемости μ , которая определяется выражением [6,62,63]

$$\mu = \frac{\gamma 4\pi M (\gamma 4\pi M + \omega_1 - i k \omega)}{(\gamma 4\pi M + \omega_1 - i k \omega)(\omega_2 - i k \omega) - \omega^2}. \tag{2.9}$$

Электрическое поле в магнитной оболочке может быть найдено при помощи следующих соотношений:

$$\begin{aligned}
e_{\varphi}^{(2)} &= -\frac{c}{4\pi\sigma_2} \frac{\partial h_z^{(2)}}{\partial \rho}, \\
e_z^{(2)} &= \frac{c}{4\pi\sigma_2} \left[\frac{\partial h_{\varphi}^{(2)}}{\partial \rho} + \frac{h_{\varphi}^{(2)}}{\rho} \right].
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Компоненты электрического и магнитного полей должны удовлетворять условиям непрерывности на границе между центральной областью и оболочкой:

$$\begin{aligned}
e_z^{(1)}(r_1) &= e_z^{(2)}(r_1), \\
e_{\varphi}^{(1)}(r_1) &= e_{\varphi}^{(2)}(r_1), \\
h_{\varphi}^{(1)}(r_1) &= h_{\varphi}^{(2)}(r_1), \\
h_z^{(1)}(r_1) &= h_z^{(2)}(r_1).
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Кроме того, амплитуда магнитного поля на поверхности проволоки определяется условиями возбуждения проволоки переменным током:

$$\begin{aligned}
h_{\varphi}^{(2)}(D) &= 4I_0 / cD, \\
h_z^{(2)}(D) &= 0,
\end{aligned} \tag{2.12}$$

где $D = 2(r_1 + t_m)$ – диаметр проволоки.

Таким образом, распределение полей в композитной проволоке описывается уравнениями (2.6), (2.7) и (2.10)–(2.12). Диагональный импеданс проволоки Z_{zz} может быть выражен через диагональную компоненту тензора поверхностного импеданса ζ_{zz} :

$$Z_{zz} = (4l / cD) \zeta_{zz} = (4l / cD) \times \frac{e_z^{(2)}(D/2)}{h_{\varphi}^{(2)}(D/2)}, \tag{2.13}$$

где l – длина проволоки.

Вследствие существования циркулярного электрического поля внутри проволоки напряжение в измерительной катушке, намотанной вокруг образца, отлично от нуля. Недиагональный импеданс $Z_{\varphi z}$ определяется как отношение

напряжения в катушке к току в образце и пропорционален недиагональной компоненте тензора поверхностного импеданса $\zeta_{\varphi z}$ [6,62,63,237]:

$$Z_{\varphi z} = (4\pi N / c)\zeta_{\varphi z} = (4\pi N / c) \times \frac{e_{\varphi}^{(2)}(D/2)}{h_{\varphi}^{(2)}(D/2)}, \quad (2.14)$$

где N – число витков в измерительной катушке.

Система уравнений (2.7) не может быть решена аналитически в общем случае. Асимптотические решения для распределения полей могут быть получены в двух предельных случаях: высоких частот (когда эффективная толщина скин-слоя в оболочке мала по сравнению с радиусом проволоки) и низких частот (когда толщина скин-слоя много больше радиуса проволоки). Эти решения позволяют описать зависимости импеданса композитной проволоки от частоты и внешнего магнитного поля во всём частотном диапазоне.

2.2. Выражения для импеданса композитных проволок при высоких и низких частотах

При достаточно высоких частотах переменного тока толщина скин-слоя в магнитном материале мала по сравнению с диаметром проволоки. В этом случае магнитное поле в оболочке может быть представлено в следующем виде [6, 62,63,237]:

$$h_{\varphi}^{(2)}(\rho), h_z^{(2)}(\rho) \propto \exp\{\lambda(\rho - D/2)\}. \quad (2.15)$$

Учитывая в уравнениях (2.7) только члены высшего порядка, получаем следующие значения для параметра λ [62,63]:

$$\lambda_{1,2} = \pm(1-i)/\delta_2, \quad \lambda_{3,4} = \pm(1-i)(\mu+1)^{1/2}/\delta_2. \quad (2.16)$$

Отношение между амплитудами компонент магнитного поля $h_{\varphi}^{(2)}$ и $h_z^{(2)}$ может быть найдено из уравнений (2.7), что приводит к следующим выражениям:

$$\begin{aligned}
h_{\varphi}^{(2)}(\rho) &= \cos\theta[B_1 \exp\{\lambda_1(\rho - D/2)\} + B_2 \exp\{\lambda_2(\rho - D/2)\}] \\
&\quad + \sin\theta[B_3 \exp\{\lambda_3(\rho - D/2)\} + B_4 \exp\{\lambda_4(\rho - D/2)\}], \\
h_z^{(2)}(\rho) &= \sin\theta[B_1 \exp\{\lambda_1(\rho - D/2)\} + B_2 \exp\{\lambda_2(\rho - D/2)\}] \\
&\quad - \cos\theta[B_3 \exp\{\lambda_3(\rho - D/2)\} + B_4 \exp\{\lambda_4(\rho - D/2)\}].
\end{aligned} \tag{2.17}$$

Здесь B_j ($j=1 \div 4$) – постоянные. Компоненты электрического поля в оболочке определяются при помощи уравнений (2.10) и (2.17):

$$\begin{aligned}
e_z^{(2)}(\rho) &= (c/4\pi\sigma_2) \cos\theta[B_1\lambda_1 \exp\{\lambda_1(\rho - D/2)\} + B_2\lambda_2 \exp\{\lambda_2(\rho - D/2)\}] \\
&\quad + (c/4\pi\sigma_2) \sin\theta[B_3\lambda_3 \exp\{\lambda_3(\rho - D/2)\} + B_4\lambda_4 \exp\{\lambda_4(\rho - D/2)\}], \\
e_{\varphi}^{(2)}(\rho) &= -(c/4\pi\sigma_2) \sin\theta[B_1\lambda_1 \exp\{\lambda_1(\rho - D/2)\} + B_2\lambda_2 \exp\{\lambda_2(\rho - D/2)\}] \\
&\quad + (c/4\pi\sigma_2) \cos\theta[B_3\lambda_3 \exp\{\lambda_3(\rho - D/2)\} + B_4\lambda_4 \exp\{\lambda_4(\rho - D/2)\}].
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Из выражений (2.16)–(2.18) следует, что высокочастотное приближение справедливо, если $\delta_2/(\mu+1)^{1/2} \ll D/2$. Отметим, что для однородных аморфных проволок решение для магнитных и электрических полей содержит только слагаемые с положительным знаком действительной части параметра λ [6,62, 63]. Для композитных проволок необходимо учитывать все четыре экспоненциальных слагаемых, так как в этом случае не требуется выполнение условия конечных значений для полей при $\rho=0$.

Постоянные A_1, A_2, B_1, B_2, B_3 и B_4 могут быть найдены из граничных условий (2.11) и (2.12). Компоненты импеданса определяются выражениями:

$$Z_{zz} = \frac{(1-i)cl}{4\pi\sigma_2\delta_2 I_0} \times [(B_3 - B_4)(\mu+1)^{1/2} \sin\theta + (B_1 - B_2)\cos\theta], \tag{2.19}$$

$$Z_{\varphi z} = \frac{(1-i)NcD}{4\sigma_2\delta_2 I_0} \times [(B_3 - B_4)(\mu+1)^{1/2} \cos\theta - (B_1 - B_2)\sin\theta]. \tag{2.20}$$

В пределе сильного скин-эффекта в магнитной оболочке, когда $\delta_2/(\mu+1)^{1/2} \ll t_m$, выражения для полей упрощаются. В этом случае $A_1=A_2=B_1=B_3=0$, и распределение полей в оболочке проволоки совпадает с известным решением для аморфных проволок с геликоидальной анизотропией

[62,63]. Соответственно, выражения (2.19) и (2.20) для диагонального и недиагонального импеданса имеют более простой вид [6,61–64,237,285,381]:

$$Z_{zz} = \frac{(1-i)l}{\pi\sigma_2 D \delta_2} \times [(\mu+1)^{1/2} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta], \quad (2.21)$$

$$Z_{\varphi z} = \frac{(1-i)N}{\sigma_2 \delta_2} \times [(\mu+1)^{1/2} - 1] \sin \theta \cos \theta. \quad (2.22)$$

При низких частотах решение уравнений (2.7) может быть найдено в виде рядов. Аналогичный подход использовался ранее для анализа магнитоимпеданса аморфных проволок при низких частотах [62,63]. Решение уравнений (2.7) может быть представлено в виде линейной комбинации рядов

$$\begin{aligned} h_\varphi^{(2)}(\rho) &= B_1 U_1 + B_2 U_2 + B_3 U_3 + B_4 U_4, \\ h_z^{(2)}(\rho) &= B_1 V_1 + B_2 V_2 + B_3 V_3 + B_4 V_4, \end{aligned} \quad (2.23)$$

где функции U_j, V_j ($j=1 \div 4$) определяются выражениями

$$\begin{aligned} U_1 &= \sum_n \alpha_n (2\rho/D)^n, & V_1 &= \sum_n \beta_n (2\rho/D)^n, & n &= 2k+1, & k &= 0,1,\dots, \\ U_2 &= \sum_n \alpha_n (2\rho/D)^n, & V_2 &= \sum_n \beta_n (2\rho/D)^n, & n &= 2k, & k &= 0,1,\dots, \\ U_3 &= D/2\rho + \sum_n (2\rho/D)^n \{a_n \log(2\rho/D) + c_n\}, & n &= 2k+1, & k &= 0,1,\dots, \\ V_3 &= \sum_n (2\rho/D)^n \{b_n \log(2\rho/D) + d_n\}, & n &= 2k+1, & k &= 0,1,\dots, \\ U_4 &= \sum_n (2\rho/D)^n \{a_n \log(2\rho/D) + c_n\}, & n &= 2k, & k &= 0,1,\dots, \\ V_4 &= \sum_n (2\rho/D)^n \{b_n \log(2\rho/D) + d_n\}, & n &= 2k, & k &= 0,1,\dots \end{aligned} \quad (2.24)$$

Отметим, что при $\mu_{\varphi z} = 0$ выражения (2.23) и (2.24) представляют собой разложения в ряд Тейлора соответствующих функций Бесселя, являющихся решениями уравнений (2.7) при $\mu_{\varphi z} = 0$. Коэффициенты в выражениях (2.24) при

$k > 0$ могут быть найдены при помощи рекуррентных соотношений. Используя уравнения (2.7), имеем:

$$\begin{aligned}
\alpha_n &= -\frac{iD^2}{2\delta_2^2(n^2-1)} \times (\mu_{\varphi\varphi}\alpha_{n-2} + \mu_{\varphi z}\beta_{n-2}), \\
\beta_n &= -\frac{iD^2}{2\delta_2^2 n^2} \times (\mu_{\varphi z}\alpha_{n-2} + \mu_{zz}\beta_{n-2}), \\
a_n &= -\frac{iD^2}{2\delta_2^2(n^2-1)} \times (\mu_{\varphi\varphi}a_{n-2} + \mu_{\varphi z}b_{n-2}), \\
b_n &= -\frac{iD^2}{2\delta_2^2 n^2} \times (\mu_{\varphi z}a_{n-2} + \mu_{zz}b_{n-2}), \\
c_n &= -\frac{iD^2}{2\delta_2^2(n^2-1)} \times (\mu_{\varphi\varphi}c_{n-2} + \mu_{\varphi z}d_{n-2}) - \frac{2na_n}{n^2-1}, \\
d_n &= -\frac{iD^2}{2\delta_2^2 n^2} \times (\mu_{\varphi z}c_{n-2} + \mu_{zz}d_{n-2}) - \frac{2b_n}{n}.
\end{aligned} \tag{2.25}$$

Начальные коэффициенты могут быть определены из стационарного решения уравнений (2.7):

$$\begin{aligned}
\alpha_0 &= 0, \quad \alpha_1 = 1, \quad \beta_0 = 1, \quad \beta_1 = 0, \\
a_0 &= 0, \quad c_0 = 0, \quad b_0 = 1, \quad d_0 = 1, \\
a_1 &= c_1 = -i(D^2/\delta_2^2)\mu_{\varphi\varphi}, \quad b_1 = 0, \quad d_1 = 0.
\end{aligned} \tag{2.26}$$

Таким образом, при низких частотах распределение магнитного поля внутри проволоки определяется выражениями (2.6), (2.23)–(2.26). Постоянные находятся из граничных условий (2.11) и (2.12). Компоненты импеданса композитной проволоки могут быть найдены при помощи соотношений

$$Z_{zz} = (cl/4\pi\sigma_2 I_0 D) \times \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} [\rho(B_1 U_1 + B_2 U_2 + B_3 U_3 + B_4 U_4)] \right] \Big|_{\rho=D/2}, \tag{2.27}$$

$$Z_{\varphi z} = -(NcD/4\sigma_2 I_0) \times \left[\frac{\partial}{\partial \rho} (B_1 V_1 + B_2 V_2 + B_3 V_3 + B_4 V_4) \right] \Big|_{\rho=D/2}. \tag{2.28}$$

2.3. Анализ распределения тока и зависимостей магнитоимпеданса в композитных проволоках от частоты и внешнего поля

На Рис. 2.1 представлено распределение продольного электрического поля в зависимости от радиальной координаты при различных частотах $f = \omega / 2\pi$. При дальнейших расчётах использовались следующие параметры композитной проволоки: $M = 600$ Гс, $H_a = 2$ Э, $\sigma_1 = 5 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_2 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $\kappa = 0.1$. Значения электрического поля на Рис. 2.1 отнесены к соответствующей величине поля при постоянном токе I_0 : $e_{\text{dc}} = (I_0 / \pi) \times [\sigma_1 r_1^2 + \sigma_2 t_m (2r_1 + t_m)]^{-1}$. При низких частотах ток течёт в основном по немагнитной области. С увеличением частоты продольное электрическое поле и, соответственно, плотность тока в центральной области постепенно уменьшаются. При достаточно высоких частотах электрическое поле в центральной области падает практически до нуля, и ток течёт по магнитной оболочке.

Рис. 2.2 иллюстрирует влияние внешнего магнитного поля H_e на распределение продольного электрического поля внутри композитной проволоки. С увеличением внешнего поля магнитная проницаемость оболочки возрастает. Это приводит к увеличению электрического поля и плотности тока в оболочке. Когда внешнее магнитное поле превышает поле анизотропии H_a , магнитная проницаемость начинает падать, и электрическое поле в центральной области возрастает. При больших внешних полях ток течёт главным образом по центральной области с высокой проводимостью.

Полный ток, текущий по центральной области, может быть определён при помощи интегрирования плотности продольного тока по поперечному сечению. Зависимость действительной части тока I_1 , текущего по немагнитной области, от частоты показана на Рис. 2.3 для различных значений внешнего магнитного поля H_e . Ток в центральной области падает с увеличением частоты,

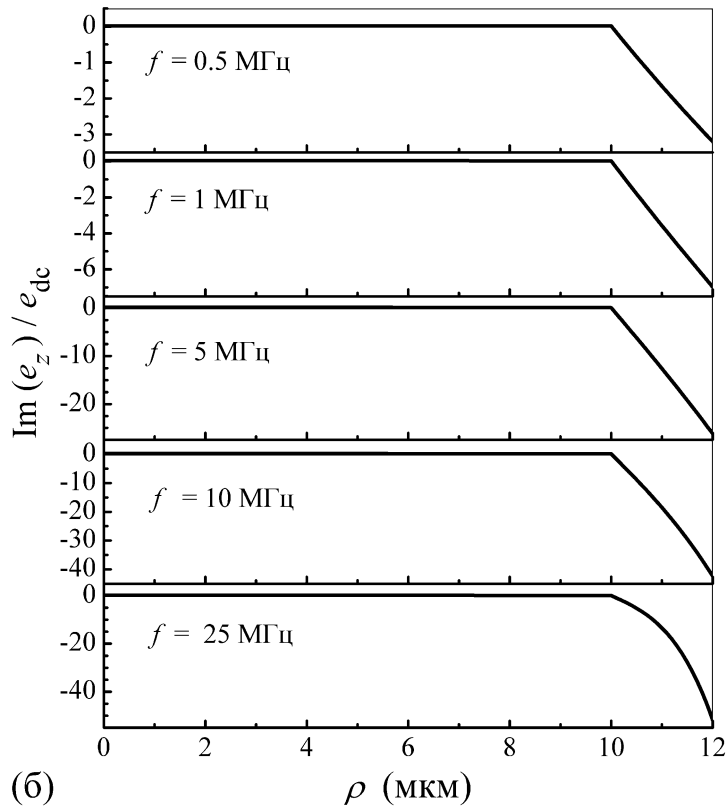
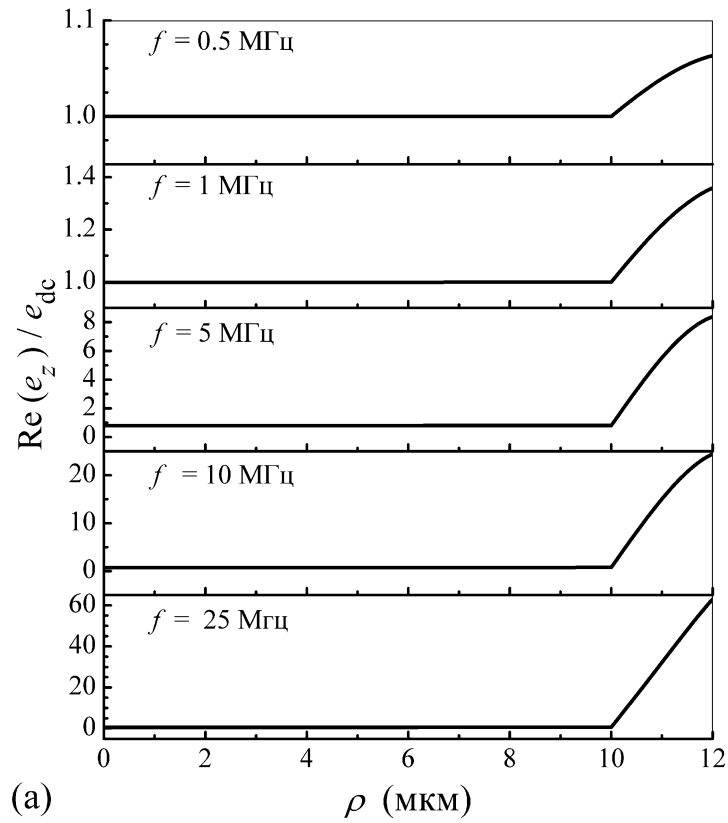


Рис. 2.1. Зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей продольного электрического поля от радиальной координаты при $H_e = 1$ Э и различных частотах. Параметры, использованные при расчётах: $r_1 = 10$ мкм, $t_m = 2$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 2$ Э, $\psi = 0.1\pi$, $\sigma_1 = 5 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_2 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

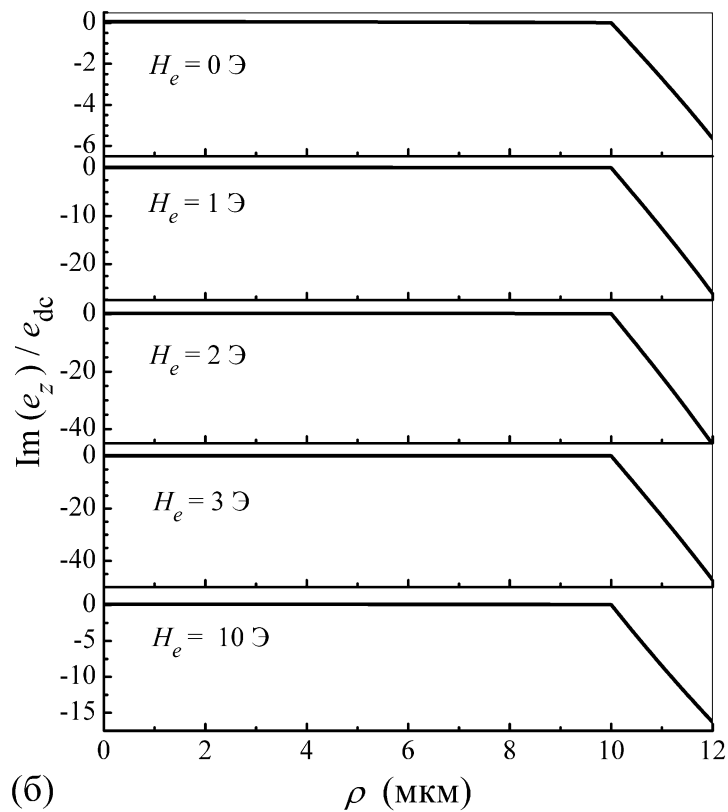
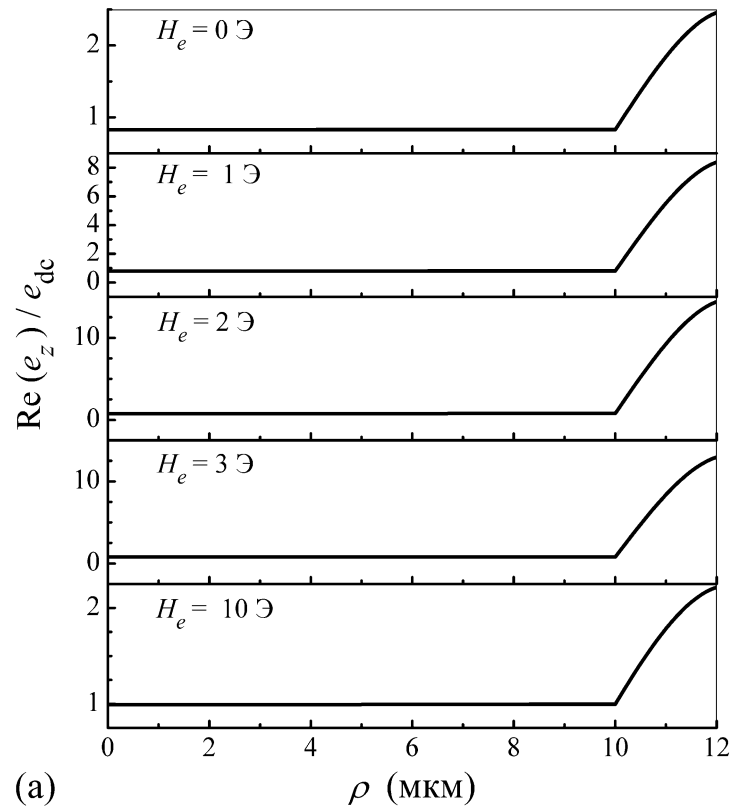


Рис. 2.2. Зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей продольного электрического поля от радиальной координаты при $f=5$ МГц и различных значениях внешнего поля. Параметры, использованные при расчётах такие же, как на Рис. 2.1.

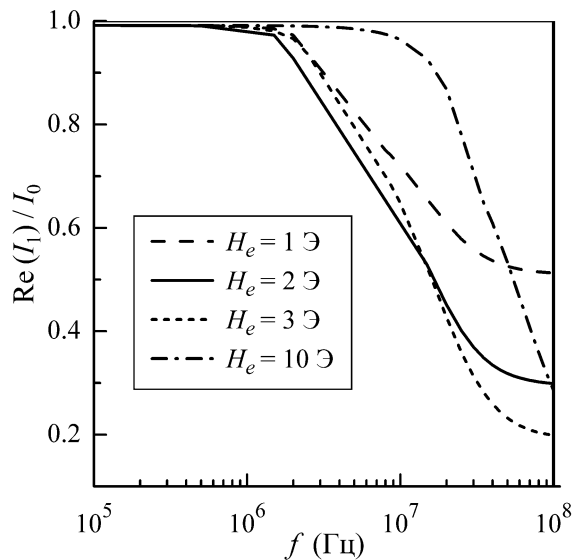


Рис. 2.3. Зависимость действительной части тока I_1 , текущего через центральную область, от частоты для различных значений внешнего поля H_e . Параметры, использованные при расчётах такие же, как на Рис. 2.1.

и распределение тока существенно зависит от внешнего магнитного поля, что приводит к зависимости импеданса от поля.

Зависимости диагонального и недиагонального импеданса от поля показаны на Рис. 2.4 при различных значениях угла анизотропии ψ . Значения импеданса отнесены к сопротивлению проволоки при постоянном токе $R_{dc} = (l/\pi)[\sigma_1 r_1^2 + \sigma_2 t_m(2r_1 + t_m)]^{-1}$. Отметим, что результаты представлены только для области положительных внешних полей, так как рассчитанные кривые симметричны по отношению к знаку внешнего поля. При малых углах оси анизотропии ψ импеданс возрастает с увеличением поля, достигает максимума при $H_e \cong H_a$ и затем уменьшается. При $\psi > \pi/4$, импеданс имеет максимум при $H_e = 0$ и монотонно уменьшается с ростом поля. Следует отметить, что угол оси анизотропии по отношению к азимутальному направлению может быть изменён отжигом композитных проволок, и аналогичный переход от зависимости с максимумом импеданса при $H_e \cong H_a$ к зависимости с пиком при $H_e = 0$ наблюдался в композитных проволоках после отжига в продольном магнитном поле [145]. Чувствительность диагонального и недиагонального импеданса к внешнему

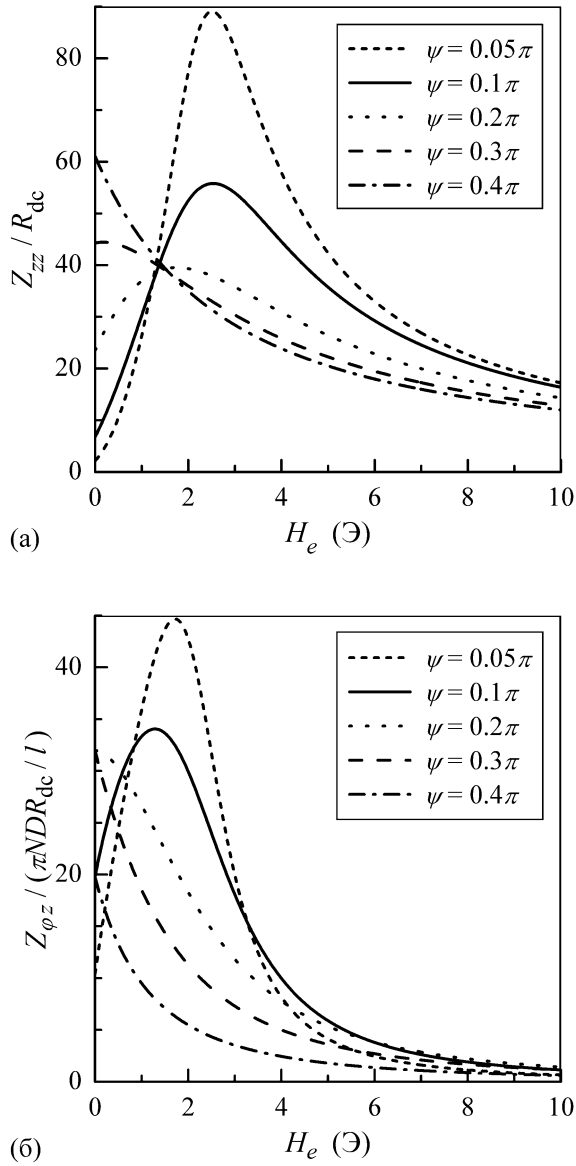


Рис. 2.4. Зависимости диагонального (а) и недиагонального (б) импеданса от внешнего поля при $f = 10$ МГц и различных значениях угла анизотропии ψ . Параметры, использованные при расчётах: $r_1 = 10$ мкм, $t_m = 2$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 2$ Э, $\psi = 0.1\pi$, $\sigma_1 = 5 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_2 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

магнитному полю возрастает с уменьшением угла ψ , и максимальная чувствительность достигается в случае циркулярной анизотропии ($\psi = 0$).

Рис. 2.5 иллюстрирует влияние толщины магнитной оболочки на зависимость импеданса от внешнего поля. При фиксированной частоте относительное изменение импеданса возрастает с увеличением толщины оболочки и достигает максимума вблизи некоторого критического значения. При бóльших значениях толщины оболочки величина относительного изменения импеданса уменьшает-

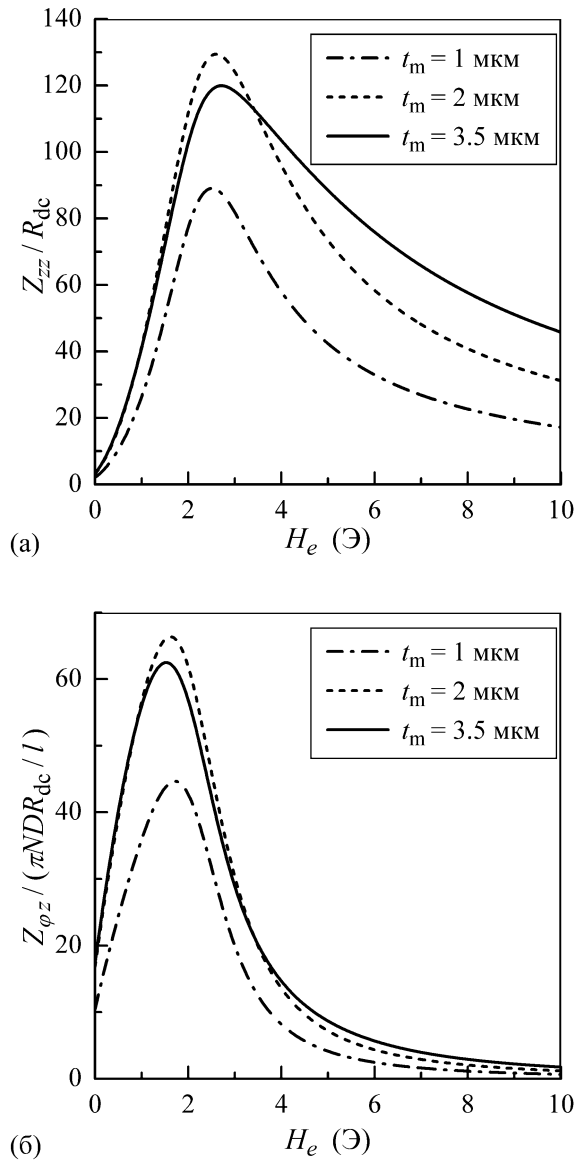


Рис. 2.5. Зависимости диагонального (а) и недиагонального (б) импеданса от внешнего поля при $f = 10$ МГц и различных значениях толщины оболочки t_m . Параметры, использованные при расчётах: $r_1 = 10$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 2$ Э, $\psi = 0.05\pi$, $\sigma_1 = 5 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_2 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

ся (см. Рис. 2.5). Частотные зависимости максимальных изменений импеданса ΔZ_{zz} и $\Delta Z_{\phi z}$ показаны на Рис. 2.6 при различной толщине магнитной оболочки. Эти величины определены как разница между максимальным значением импеданса и значением импеданса в нулевом магнитном поле. При высоких частотах композитная проволока с толстой магнитной оболочкой имеет меньшее изменение импеданса. Это результат может быть объяснён следующим образом. С увеличением частоты толщина скин-слоя в магнитной оболочке уменьшается. При некоторой критической частоте скин-слой становится меньше толщины

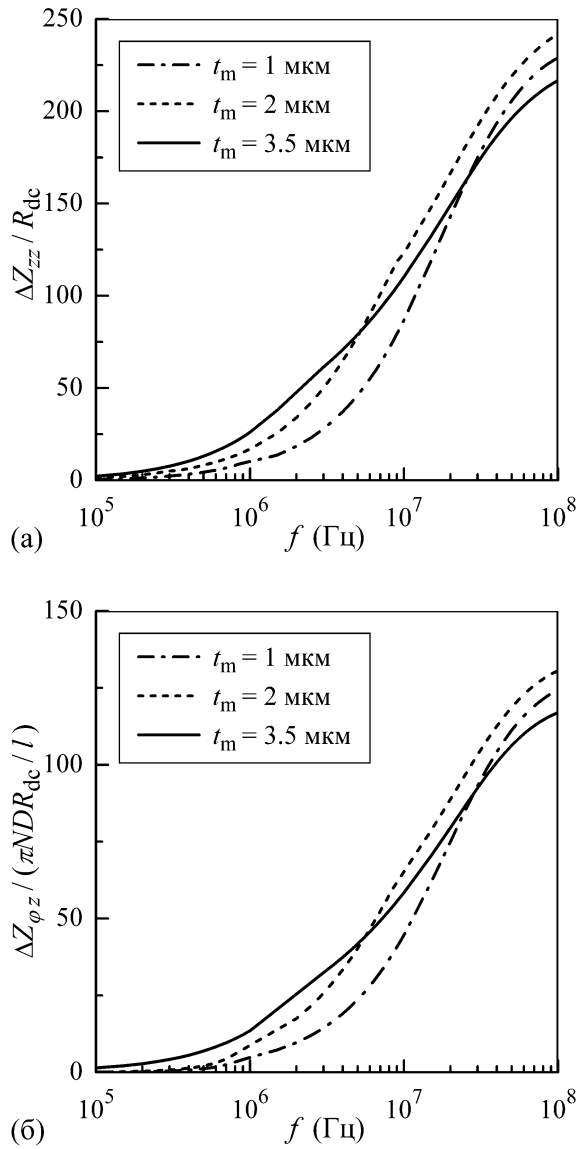


Рис. 2.6. Зависимости изменения диагонального (а) и недиагонального (б) импеданса от частоты при различных значениях толщины оболочки t_m . Параметры, использованные при расчётах, такие же, как на Рис. 2.5.

магнитной оболочки, практически весь ток течёт по оболочке, и сопротивление композитной проволоки достаточно велико.

Результаты расчётов показывают, что оптимальная толщина магнитной оболочке равна эффективной глубине скин-слоя в магнитном материале: $t_{opt} = \delta_2 / (\mu + 1)^{1/2}$. Отметим, что этот результат совпадает с полученными ранее более простыми оценками [168,170]. Зависимость оптимальной толщины магнитной оболочки от частоты показана на Рис. 2.7 при различных значениях угла анизотропии ψ . При относительно низких частотах оптимальная толщина обо-

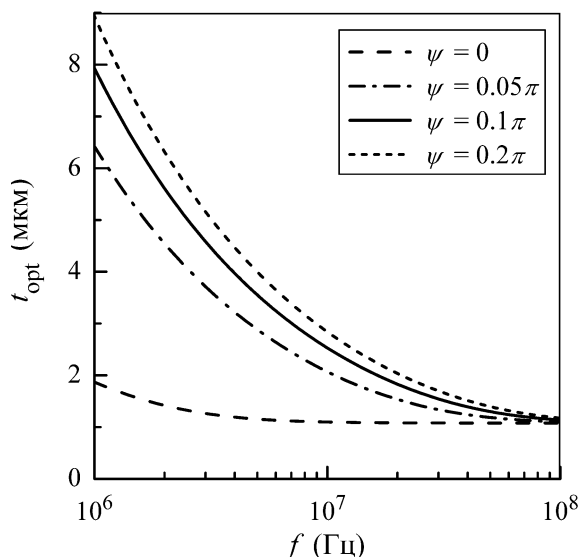


Рис. 2.7. Зависимость оптимальной толщины оболочки от частоты при различных значениях угла оси анизотропии ψ . Параметры, использованные при расчётах: $M = 600$ Гс, $H_a = 2$ Э, $\sigma_1 = 5 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_2 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

лочки резко возрастает с ψ , а при высоких частотах оптимальная толщина оболочки мала и слабо зависит от угла наклона оси анизотропии.

Таким образом, предложенная модель позволяет описать основные особенности зависимостей диагонального и недиагонального импеданса композитных проволок от частоты и внешнего магнитного поля. Выше предполагалось, что магнитная проницаемость образца определяется процессом вращения намагниченности в оболочке. Такое предположение справедливо при достаточно высоких частотах, когда движение доменных границ затухает из-за вихревых токов. В области низких частот (порядка 1 МГц и ниже) в композитных проволоках наблюдалась зависимость импеданса от поля с максимумом в нулевом магнитном поле при любом значении угла оси анизотропии [157], что связано с влиянием движения доменных границ. Вклад движения доменных границ в магнитную проницаемость образца и импеданс при низких частотах можно оценить, используя методы, описанные в работах [24,57,59]. Следует отметить также, что в композитных проволоках поле анизотропии H_a и угол наклона оси анизотропии ψ могут изменяться по толщине магнитной оболочки. Чтобы учесть это обстоятельство, можно разбить оболочку на несколько слоёв с постоянными H_a и ψ .

Выше мы ограничили рассмотрение случаем возбуждения композитной проволоки переменным током. Предложенный подход позволяет также учесть влияние слабого переменного магнитного поля на импеданс. В этом случае все выражения для распределения полей остаются прежними, и единственное отличие заключается в изменении граничного условия (2.12) для продольного магнитного поля на поверхности проволоки [63,237]. Кроме того, в рамках предложенной модели может быть рассчитан асимметричный магнитоимпеданс, обусловленный влиянием пропускаемого через образец постоянного тока, аналогично подходу, использованному для аморфных проволок на основе кобальта [237,239,285]. Для учёта влияния постоянного тока на импеданс необходимо модифицировать уравнение (2.4) для равновесного угла намагниченности.

Полученные результаты могут быть применены для моделирования магнитоимпеданса в магнитомягких проволоках с неоднородным распределением анизотропии по радиусу образца. В частности, решение для распределения полей, аналогичное рассмотренному выше, может быть получено для аморфной проволоки с отрицательной магнитострикцией, у которой ось анизотропии в центральной области имеет продольное направление, а в поверхностной области анизотропия является циркулярной или геликоидальной. Такой подход был использован для анализа относительного вклада двух областей с различным направлением оси анизотропии в магнитоимпеданс аморфных микропроволок на основе кобальта в стеклянной оболочке [382].

2.4. Влияние доменной структуры на поглощение микроволнового излучения композитными проволоками

Полученные выше решения для распределения полей могут быть использованы для анализа влияния доменной структуры на поглощение микроволнового излучения композитной проволокой. Зависимость поглощения излучения от слабого внешнего магнитного поля наблюдалась экспериментально для раз-

личных магнитомягких проволок [383–389], и этот эффект привлекает внимание в связи с возможностью создания композитных материалов для высокочастотных приложений [376].

Будем полагать, что магнитомягкая оболочка композитной проволоки имеет циркулярную анизотропию ($\psi=0$), а постоянное магнитное поле H_e и микроволновое поле $h=h_0 \exp(-i\omega t)$ направлены вдоль оси проволоки. В случае отсутствия доменной структуры распределение полей внутри проволоки описывается выражениями (2.6), (2.7), (2.11) и граничными условиями на поверхности образца

$$\begin{aligned} h_\varphi(D/2) &= 0, \\ h_z(D/2) &= h_0. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Мощность поглощения микроволнового излучения на единицу длины проволоки P определяется выражением

$$P = 2\pi \int_0^{D/2} \sigma [e_\varphi e_\varphi^* + e_z e_z^*] \rho d\rho, \quad (2.30)$$

где компоненты электрического поля в магнитомягкой оболочке могут быть получены в рамках приближения сильного скин-эффекта.

На Рис. 2.8 показана зависимость поглощения микроволнового излучения от внешнего поля для композитной проволоки, рассчитанная при различных частотах. При $f=10$ ГГц поглощение излучения P монотонно уменьшается вплоть до внешнего поля $H_e=H_a$, тогда как при более высоких частотах величина P монотонно возрастает с увеличением поля. При $H_e>H_a$ поглощение перестаёт зависеть от внешнего поля, так как компоненты тензора магнитной проницаемости теряют свою чувствительность к полю.

Обсудим влияние доменной структуры в оболочке проволоки, состоящей из доменов одинаковой ширины с противоположными циркулярными компонентами намагниченности, на поглощение излучения. В присутствии доменной структуры равновесная намагниченность должна усредняться по длине прово-

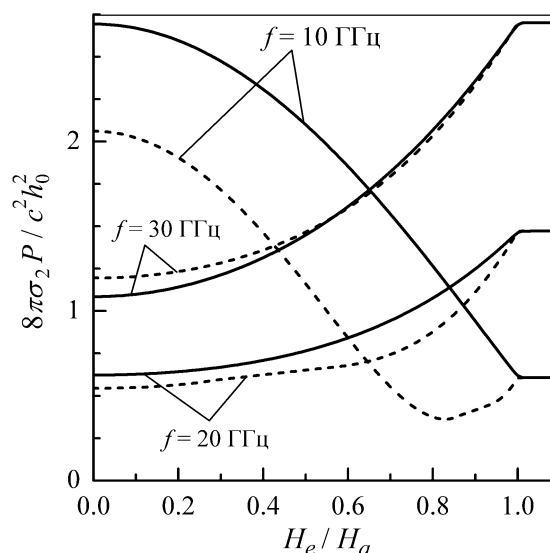


Рис. 2.8. Зависимость мощности поглощения микроволнового излучения P на единицу длины композитной проволоки от внешнего поля H_e при различных частотах f . Сплошные линии – однодоменная структура в оболочке, пунктирные линии – регулярная доменная структура. Параметры, использованные при расчётах: $2r_1 = 25$ мкм, $t_m = 2$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_2 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

локи. Тогда уравнения (2.7) упрощаются, и в них исчезают перекрёстные слагаемые, так как множитель $\cos \theta$ имеет противоположные знаки в соседних доменах [6,239]. В результате уравнения (2.7) становятся независимыми, а циркулярная компонента магнитного поля внутри проволоки равна нулю. Решение для продольного магнитного поля и циркулярного электрического поля в оболочке проволоки может быть представлено в виде линейной комбинации функций Бесселя первого и второго рода [390].

Для сравнения на Рис. 2.8 пунктирными линиями показана зависимость поглощения излучения от внешнего поля для композитной проволоки с регулярной доменной структурой. Присутствие доменной структуры резко изменяет зависимость поглощения от внешнего поля. При относительно малых частотах величина P имеет минимум при некотором внешнем поле. Возникновение этого минимума связано ферромагнитным антирезонансом [390]. При высоких частотах минимум в зависимости поглощения от поля исчезает, и величина P монотонно возрастает с полем. В проволоке с однодоменной структурой в оболочке

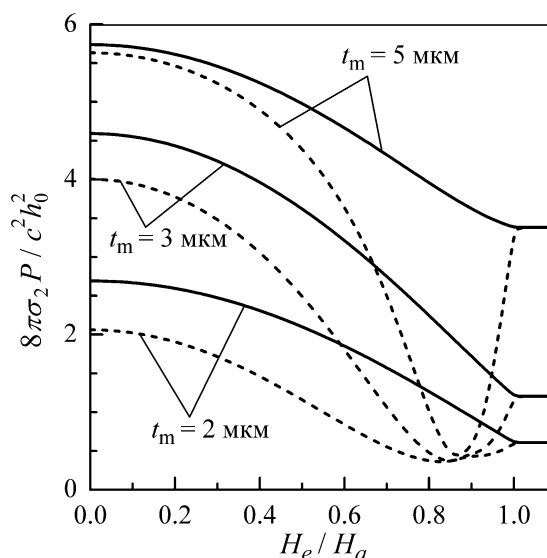


Рис. 2.9. Зависимость мощности поглощения микроволнового излучения P на единицу длины композитной проволоки от внешнего поля от H_e при $f = 10$ ГГц и различных значениях толщины магнитомягкой оболочки t_m . Сплошные линии – однодоменная структура в оболочке, пунктирные линии – регулярная доменная структура. Параметры, использованные при расчётах: $2r_1 = 25$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_2 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

ферромагнитный антирезонанс не наблюдается вследствие вклада продольного электрического поля в мощность поглощения.

Рис. 2.9 иллюстрирует влияние толщины магнитомягкой оболочки на поглощение микроволнового излучения композитной проволокой. С увеличением t_m величина поглощения возрастает, и для проволок с доменной структурой минимум в зависимости P от поля становится более ярко выраженным. С другой стороны, относительное изменение в поглощении излучения $\Delta P = P(0) - P(H_a)$ имеет максимум при некоторой величине t_m , когда толщина оболочки примерно равна толщине скин-слоя.

2.5. Магнитоимпеданс композитных проволок с изолирующим слоем

Исследуем влияние изолирующего слоя между центральной областью и оболочкой на магнитоимпеданс композитной проволоки. Хотя изолирующий слой препятствует перетеканию переменного тока в магнитомягкую оболочку,

изменение магнитного потока индуцирует в ней вихревые токи. Так как магнитная проницаемость оболочки существенно зависит от внешнего магнитного поля, распределение вихревых токов в центральной области и оболочке изменяется с полем, что приводит к эффекту ГМИ.

Будем предполагать, что изолирующий слой имеет толщину t_i , и переменное электрическое поле $e = e_0 \exp(-i\omega t)$ приложено только к немагнитной области. Распределение полей внутри немагнитной области ($\rho \leq r_1$) определяется приложенным полем и вихревыми токами и может быть найдено из выражений (2.6). В области изолирующего слоя ($r_1 \leq \rho \leq r_1 + t_i$) распределение полей, удовлетворяющее условиям непрерывности на границе с центральной областью, имеет вид:

$$\begin{aligned} e_z^{(i)}(\rho) &= A_1[J_0(kr_1) + kr_1 J_1(kr_1) \ln(r_1/\rho)] - e_0, \\ e_\varphi^{(i)}(\rho) &= A_2[k(\rho^2 - r_1^2)J_0(kr_1)/2 + r_1 J_1(kr_1)]/\rho, \\ h_\varphi^{(i)}(\rho) &= (4\pi\sigma_1/ck)(r_1/\rho)A_1 J_1(kr_1), \\ h_z^{(i)}(\rho) &= (4\pi\sigma_1/ck)A_2 J_0(kr_1). \end{aligned} \quad (2.31)$$

Распределение полей внутри магнитомягкой оболочки определяется выражениями (2.17), (2.18), (2.23)–(2.26) с учётом того, что диаметр проволоки с изолирующим слоем равен $D = 2(r_1 + t_i + t_m)$. Для расчёта импеданса в случае поля фиксированной амплитуды, приложенного к проволоке, необходимо найти распределение полей вне образца. В случае возбуждения проволоки переменным током, продольная компонента магнитного поля вне проволоки мала по сравнению с циркулярной компонентой магнитного поля [62]. Кроме того, в дальнейшем мы будем пренебрегать излучением проволоки, так как оно мало при частотах ниже нескольких десятков МГц для образцов длиной порядка 1 см. Тогда, распределение полей вне проволоки ($\rho \geq D/2$) может быть представлено в виде [171]

$$\begin{aligned} e_z^{(e)}(\rho) &= C \ln(l/\rho), \\ h_\varphi^{(e)}(\rho) &= -i(c/\omega)C/\rho. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Здесь C – постоянная и $l \gg D$.

Постоянные $A_1, A_2, B_1, B_2, B_3, B_4$ и C определяются из условий непрерывности для полей при $\rho = r_1 + t_1$ и $\rho = D/2$. Недиагональный импеданс $Z_{\varphi z}$ определяется выражением (2.13), а диагональная компонента импеданса Z_{zz} может быть найдена как отношение приложенного напряжения le_0 к полному току, протекающему по центральной области [171]:

$$Z_{zz} = \frac{le_0 k}{2\pi\sigma_1 r_1 A_1 J_1(kr_1)}. \quad (2.33)$$

Распределение компонент электрического поля в зависимости от радиальной координаты для композитной проволоки с изолирующим слоем показано на Рис. 2.10. Скачок в зависимости продольного поля связан с тем, что возбуждающее поле приложено только к центральной области. Для сравнения на Рис. 2.10 показаны также распределения компонент электрического поля для проволоки без изолирующего слоя. Продольное электрическое поле внутри оболочки в проволоке с изолирующим слоем уменьшается от границы между изолирующим слоем и оболочкой к поверхности проволоки. Для проволоки без изолирующего слоя продольное поле достигает максимума на поверхности проволоки. Напротив, циркулярная компонента электрического поля имеет аналогичное поведение для обеих проволок, так как она связана с появлением продольного магнитного поля в оболочке и слабо зависит от присутствия изолирующего слоя.

Хотя распределения полей различаются для проволок с изолирующим слоем и без него, диагональный импеданс ΔZ_{zz} существенно не изменяется. Зависимость изменения импеданса ΔZ_{zz} от частоты представлена на Рис. 2.11 для различных значений толщины изолирующего слоя t_1 . Для проволок с тонким изолирующим слоем изменение импеданса слабо возрастает по сравнению с

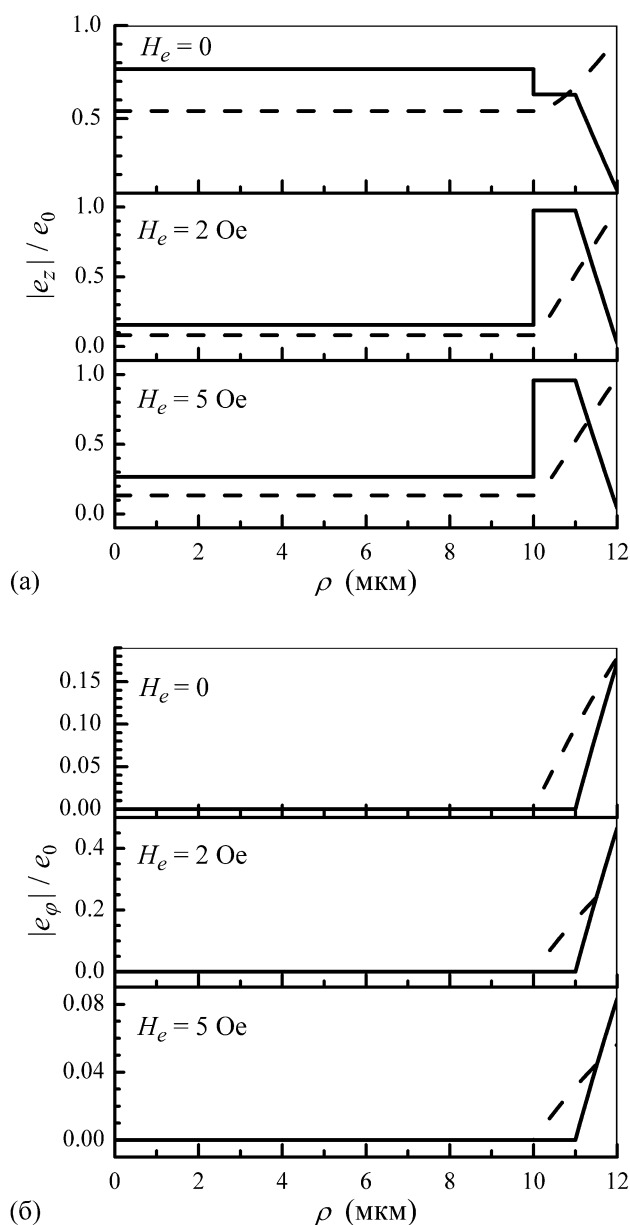


Рис. 2.10. Зависимости продольной (а) и циркулярной (б) компонент электрического поля от радиальной координаты. Сплошные линии – проволока с изолирующим слоем; пунктирные линии – проволока без изолирующего слоя. Параметры, использованные при расчётах: $r_1 = 10$ мкм, $t_i = 1$ мкм, $t_m = 1$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 2$ Э, $\psi = 0.1\pi$, $\sigma_1 = 5 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_2 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

проволокой без изолирующего слоя. С увеличением t_i изменение импеданса падает вследствие уменьшения вихревых токов, индуцируемых в оболочке. Отметим, что схожие расчёты импеданса были проведены для магнитных индукторов в виде плёночных структур с постоянной скалярной магнитной проницаемостью [391,392]. Было показано, что добавление изолирующего слоя не приводит к существенным изменениям импеданса вплоть до очень высоких частот.

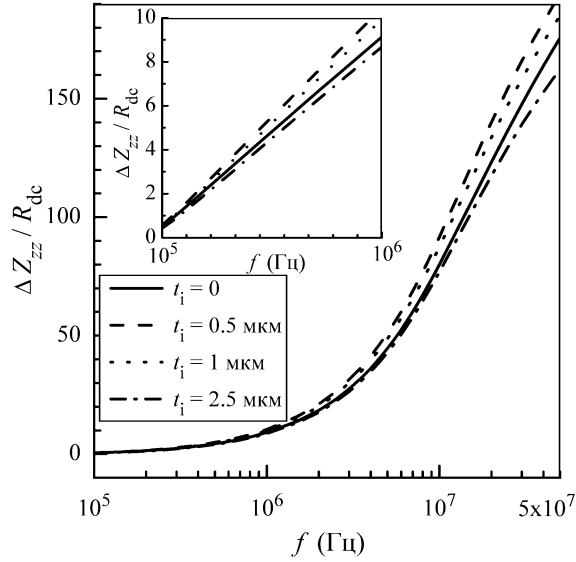


Рис. 2.11. Зависимость изменения диагонального импеданса от частоты при различных значениях толщины изолирующего слоя, $R_{dc} = l / \pi \sigma_1 r_1^2$. На вставке показан увеличенный масштаб для низких частот. Параметры, использованные при расчётах: $r_1 = 10$ мкм, $t_m = 2$ мкм, $l = 1$ см, $M = 600$ Гс, $H_a = 2$ Э, $\psi = 0.1\pi$, $\sigma_1 = 5 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_2 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

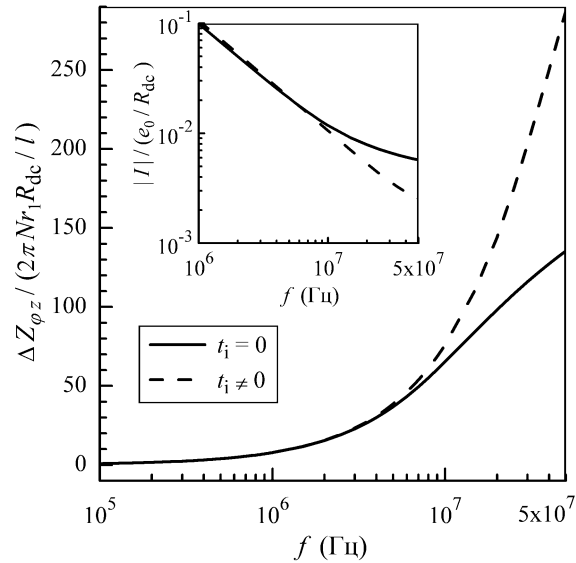


Рис. 2.12. Зависимость изменения недиагонального импеданса от частоты для проволок с изолирующим слоем и без него. На вставке показана зависимость полного тока от частоты при $H_e = 2$ Э. Параметры, использованные при расчётах такие же, как на Рис. 2.11.

На Рис. 2.12 показано изменение недиагонального импеданса $\Delta Z_{\phi z}$ для проволок с изолирующим слоем и без него. Недиагональный импеданс не зависит от толщины изолирующего слоя, так как циркулярное магнитное поле в оболочке существенно выше, чем в центральной области, и слабо зависит от

толщины изолирующего слоя. Добавление изолирующего слоя приводит к существенному возрастанию недиагонального импеданса при высоких частотах. Это обстоятельство связано с изменением полного тока, текущего через композитную проволоку. При высоких частотах ток в проволоке с изолирующим слоем уменьшается более резко по сравнению с проволокой без изолирующего слоя (см. вставку на Рис. 2.12).

Выше предполагалось, что магнитные свойства композитной проволоки не изменяются после добавления изолирующего слоя. Однако присутствие изолирующего слоя может улучшать магнитомягкие свойства оболочки, что приводит к дополнительному возрастанию импеданса. По всей вероятности, это обстоятельство может объяснить увеличение эффекта ГМИ, наблюдавшееся в работах [173,174].

Глава 3. Асимметричный магнитоимпеданс в аморфных проводниках с поверхностными кристаллическими слоями

3.1. Динамика доменных границ и частотная зависимость асимметричного гигантского магнитоимпеданса в аморфных лентах, отождённых в продольном магнитном поле

Связь между импедансом и магнитной проницаемостью проводника может быть описана в рамках представления о классическом скин-эффекте [46]. При некоторых упрощающих предположениях импеданс Z аморфной ленты может быть представлен в следующем виде [24,67]:

$$Z = R_{dc}(\lambda D/2)\operatorname{cth}(\lambda D/2), \quad (3.1)$$

где $R_{dc} = l/\sigma Dw$ – сопротивление ленты при постоянном токе, l , w , D и σ – длина, ширина, толщина и удельная проводимость ленты, соответственно, $\lambda = (1-i)/\delta$, $\delta = c/(2\pi\sigma\omega\mu_{tr})^{1/2}$ – толщина скин-слоя, ω – угловая частота тока и μ_{tr} – поперечная магнитная проницаемость. Зависимости поперечной магнитной проницаемости от частоты и поля определяют эффект ГМИ. В аморфных материалах поперечная магнитная проницаемость зависит от множества факторов, таких как конфигурация доменной структуры, распределение осей анизотропии и т.д. Влияние этих факторов является довольно сложным, что приводит к трудностям при создании моделей для реальных материалов.

Будем полагать, что аморфная лента имеет полосовую доменную структуру, которая состоит из доменов двух типов. Геометрия задачи и используемая система координат схематически показаны на Рис. 3.1. Предполагается, что лента имеет одноосную анизотропию. Поле анизотропии H_a и угол оси анизотропии ψ по отношению к поперечному направлению постоянны по толщине ленты. Угол наклона доменных границ совпадает с углом оси анизотропии.

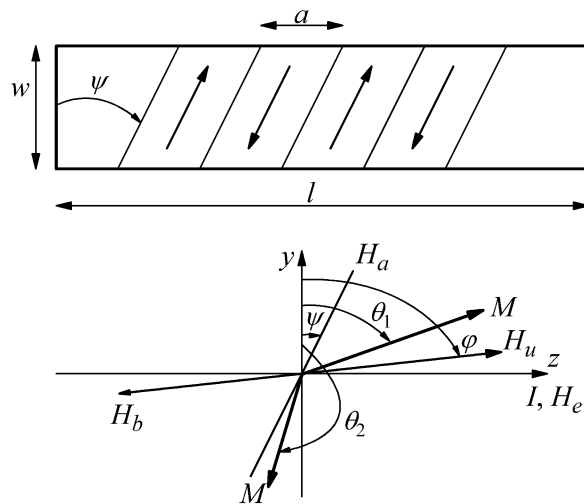


Рис. 3.1. Схематическое изображение доменной структуры и системы координат, используемой для анализа. Все векторы лежат в плоскости ленты (в плоскости $y-z$).

Отжиг в магнитном поле приводит к кристаллизации поверхностных слоёв ленты [288]. Вследствие присутствия магнитного поля при отжиге, кристаллиты упорядочиваются, что приводит к возникновению однонаправленной анизотропии на поверхности. Поле однонаправленной анизотропии H_u достаточно велико и достигает нескольких сотен Эрстед [292]. Предположим, что поле однонаправленной анизотропии H_u имеет постоянный угол φ по отношению к поперечному направлению (Рис. 3.1). Отличие направления поля H_u от направления поля отжига может быть связано с влиянием анизотропии в аморфной фазе на процесс кристаллизации в поверхностном слое. В результате угол однонаправленной анизотропии в кристаллическом слое может отклоняться от оси ленты и лежит в промежутке значений между углом анизотропии ψ и углом поля отжига.

Вследствие магнитостатического взаимодействия между аморфной и кристаллической фазами в аморфной области появляется эффективное поле сдвига H_b . Будем полагать, что поле сдвига имеет направление, противоположное направлению поля H_u [292,293] (угол поля сдвига по отношению к поперечному направлению равен $\varphi + \pi$, см. Рис. 3.1). Предположим также, что величина поля H_b и угол наклона поля сдвига φ постоянны по толщине образца. Хотя такое

приближение существенно упрощает реальное распределение поля сдвига в лентах, оно позволяет получить аналитические выражения для зависимостей импеданса от поля и частоты.

Пренебрежём толщиной поверхностных кристаллических слоёв и будем считать, что вклад в поперечную магнитную проницаемость вносит только аморфная область. В рамках модели учитывается как движение доменных границ, так и вращение намагниченности, что позволяет исследовать относительный вклад этих процессов в магнитную проницаемость и эффект ГМИ.

Равновесные значения углов вектора намагниченности в доменах θ_1 и θ_2 и равновесное положение доменной границы z_0 могут быть найдены при помощи минимизации свободной энергии. Плотность свободной энергии U может быть представлена в виде [55,56]:

$$U = U_a + U_b + U_Z + U_w, \quad (3.2)$$

где U_a – энергия анизотропии, U_b – энергия поля сдвига, U_Z – энергия Зеемана во внешнем магнитном поле H_e , U_w – энергия доменной границы. Вклады в свободную энергию описываются следующими выражениями:

$$U_a = (MH_a/2)\{\alpha \sin^2(\theta_1 - \psi) + (1 - \alpha) \sin^2(\theta_2 - \psi)\}, \quad (3.3)$$

$$U_b = MH_b\{\alpha \cos(\theta_1 - \varphi) + (1 - \alpha) \cos(\theta_2 - \varphi)\}, \quad (3.4)$$

$$U_Z = -MH_e\{\alpha \sin \theta_1 + (1 - \alpha) \sin \theta_2\}, \quad (3.5)$$

$$U_w = (\beta/2)(z_0/a)^2. \quad (3.6)$$

Здесь $\alpha = 1/2 + z_0/a$ – доля образца, занятая доменами с равновесным углом намагниченности θ_1 , a – размер доменов в нулевом магнитном поле и при отсутствии поля сдвига, β – параметр пиннинга доменной границы, а энергия доменной границы представлена в выражении (3.6) в виде стандартного параболического потенциала [55,56].

Равновесные углы намагниченности в доменах определяются условиями $\partial U / \partial \theta_1 = \partial U / \partial \theta_2 = 0$, что приводит к следующему уравнению:

$$H_a \sin(\theta_j - \psi) \cos(\theta_j - \psi) - H_b \sin(\theta_j - \varphi) - H_e \cos \theta_j = 0, \quad (3.7)$$

где $j=1,2$. Уравнение (3.7) имеет два решения, соответствующих минимуму свободной энергии, в некотором диапазоне значений внешнего магнитного поля. В этом диапазоне может существовать полосовая доменная структура. Равновесное положение доменной границы z_0 определяется из условия $\partial U / \partial z_0 = 0$:

$$z_0 = (aM / \beta) [H_e \{ \sin \theta_1 - \sin \theta_2 \} - H_b \{ \cos(\theta_1 - \varphi) - \cos(\theta_2 - \varphi) \} - (H_a / 2) \{ \sin^2(\theta_1 - \psi) - \sin^2(\theta_2 - \psi) \}]. \quad (3.8)$$

Вклад движения доменных границ в поперечную магнитную восприимчивость χ_{dw} может быть найден при помощи стандартной процедуры анализа динамики доменных границ в поле h , индуцированном переменным током. Движение доменных границ под действием поля тока описывается следующим уравнением [253,393]:

$$\varepsilon \frac{dz}{dt} + \beta \frac{z}{a} = Mh(t)(\cos \theta_1 - \cos \theta_2). \quad (3.9)$$

Здесь z – координата доменной границы и ε – её подвижность, пропорциональная потерям на вихревые токи, возникающим, когда доменная граница движется вдоль образца. Подвижность доменной границы может быть определена при помощи выражения

$$\varepsilon = 45\sigma DM^2 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)^2 / 2c^2. \quad (3.10)$$

Отметим, что выражения, аналогичные (3.10), были получены ранее в работах [24,59]. Используя уравнение (3.9), для вклада движения доменных границ в поперечную магнитную восприимчивость после простых преобразований получим:

$$\chi_{dw} = \frac{\chi_0 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)^2}{1 - i\omega / \omega_{dw}}, \quad (3.11)$$

где $\chi_0 = M^2 / \beta$ – статическая магнитная восприимчивость и $\omega_{dw} = \beta / \varepsilon a$ – частота релаксации движения доменных границ.

Вклад в магнитную восприимчивость процесса вращения намагниченности может быть найден при помощи решения линейризованного уравнения Ландау–Лифшица. В общем случае магнитная восприимчивость имеет вид недиагонального тензора даже после усреднения по доменной структуре [24,63,206]. Усреднённая по доменной структуре поперечная магнитная восприимчивость $\langle \chi_{\text{rot}} \rangle$ определяется выражением [24]

$$\langle \chi_{\text{rot}} \rangle = \langle \chi_2 \rangle - \frac{4\pi \langle \chi_3 \rangle}{1 + 4\pi \langle \chi_1 \rangle}, \quad (3.12)$$

где усреднённые компоненты магнитной восприимчивости $\langle \chi_k \rangle$ ($k=1,2,3$) имеют вид [63]:

$$\begin{aligned} \langle \chi_k \rangle &= \left(\frac{1}{2} + \frac{z_0}{a} \right) \chi_k^{(1)} + \left(\frac{1}{2} - \frac{z_0}{a} \right) \chi_k^{(2)}, \\ \chi_1^{(j)} &= \frac{\gamma 4\pi M (\omega_1^{(j)} - i\kappa\omega)}{(\omega_1^{(j)} - i\kappa\omega)(\omega_2^{(j)} - i\kappa\omega) - \omega^2}, \\ \chi_2^{(j)} &= \frac{\gamma 4\pi M (\omega_2^{(j)} - i\kappa\omega)}{(\omega_1^{(j)} - i\kappa\omega)(\omega_2^{(j)} - i\kappa\omega) - \omega^2}, \\ \chi_3^{(j)} &= \frac{\gamma 4\pi M \omega \sin \theta_j}{(\omega_1^{(j)} - i\kappa\omega)(\omega_2^{(j)} - i\kappa\omega) - \omega^2}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \omega_1^{(j)} &= \gamma [H_a \cos^2(\theta_j - \psi) + H_e \cos \theta_j + H_b \cos(\theta_j - \varphi)], \\ \omega_2^{(j)} &= \gamma [H_a \cos \{2(\theta_j - \psi)\} + H_e \cos \theta_j + H_b \cos(\theta_j - \varphi)]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Поперечная магнитная проницаемость ленты определяется выражением

$$\mu_{\text{tr}} = 1 + 4\pi (\chi_{\text{dw}} + \langle \chi_{\text{rot}} \rangle). \quad (3.15)$$

Таким образом, зависимости импеданса ленты Z от внешнего магнитного поля и частоты могут быть найдены при помощи выражений (3.1), (3.7), (3.8), (3.11)–(3.15).

Так как мы пренебрегли магнитостатической энергией, образование доменной структуры не может быть описано в рамках предложенной модели. В связи с этим, будем предполагать, что полосовая доменная структура возникает, когда уравнение (3.7) имеет два различных решения для равновесного угла намагниченности, и процессы движения доменных границ и вращения намагниченности рассматриваются как негистерезисные. В реальных лентах процесс образования доменной структуры носит более сложный характер, и в результате наблюдаемые зависимости ГМИ проявляют гистерезис [287,292,293].

Из уравнений (3.8), (3.11) и (3.13) следует, что равновесное смещение доменных границ и поперечная магнитная проницаемость существенно зависят от параметра пиннинга β . В общем случае, величина β является функцией поля анизотропии, поля сдвига и угла наклона оси анизотропии. Для упрощения будем полагать, что параметр пиннинга β является константой.

Зависимость импеданса от внешнего поля H_e , рассчитанная для двух частот при различных значениях поля сдвига H_b , показана на Рис. 3.2. При низких частотах основной вклад в поперечную магнитную проницаемость вносит движение доменных границ. Хорошо известно, что в этом случае зависимость импеданса от внешнего поля имеет один максимум [48,49,265]. Если поле сдвига равно нулю, эта зависимость является симметричной по отношению к внешнему магнитному полю (см. Рис. 3.2 (a)). При $H_b \neq 0$ поле, при котором импеданс имеет максимум, смещается в сторону положительных значений H_e , так как диапазон магнитных полей, в котором существует доменная структура, также сдвигается. Отметим, что предсказание модели находится в согласии с анализом спектра магнитной проницаемости, определённом из экспериментальных значений ГМИ [293]. Из Рис. 3.2 (a) следует, что при $f = 100$ кГц зависимость импеданса от поля является асимметричной и проявляет скачкообразное возрастание в присутствии поля сдвига. Асимметрия и величина ГМИ возрастают с увеличением поля сдвига H_b .

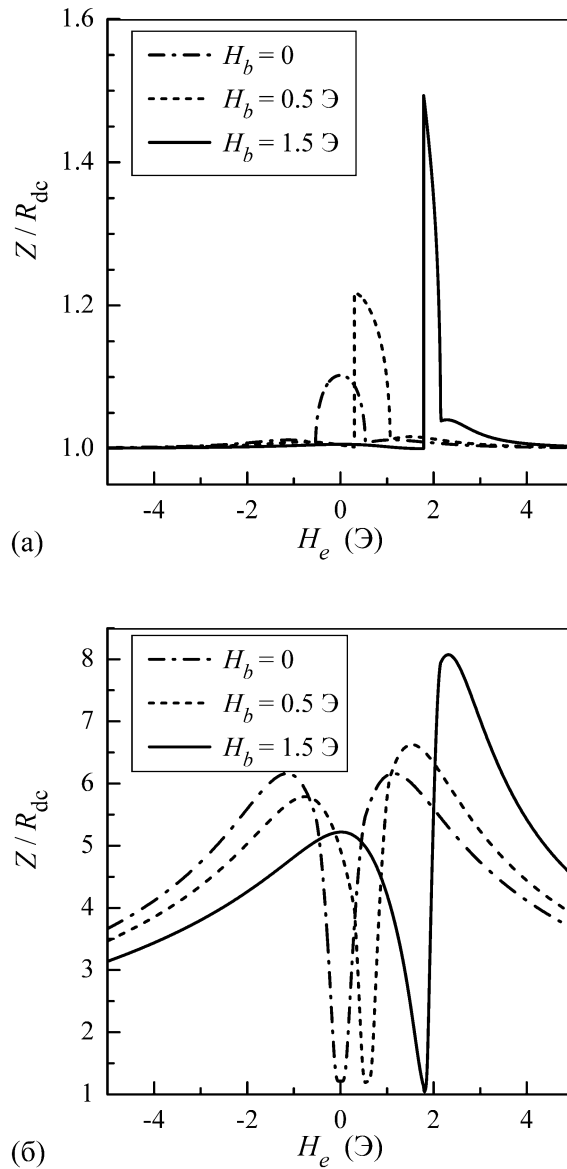


Рис. 3.2. Зависимость импеданса Z от внешнего поля H_e при различных значениях H_b : $f = 100 \text{ кГц}$ (а) и $f = 10 \text{ МГц}$ (б). Параметры, использованные при расчётах: $D = 20 \text{ мкм}$, $a = 5 \text{ мкм}$, $\sigma = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $M = 600 \text{ Гс}$, $H_a = 1 \text{ Э}$, $\beta/MH_a a = 0.5$, $\kappa = 0.1$, $\psi = 0.15\pi$, $\varphi = 0.45\pi$.

При высоких частотах движение доменных границ затухает из-за влияния вихревых токов, и поперечная магнитная проницаемость определяется процессом вращения намагниченности. Влияние движения доменных границ на импеданс может быть существенным только в окрестности поля, где импеданс имеет минимум. При $f = 10 \text{ МГц}$ зависимость импеданса от поля имеет два максимума (Рис. 3.2(б)). Вследствие влияния поля сдвига H_b , эта зависимость является асимметричной. С увеличением H_b различие в величинах максимумов возраста-

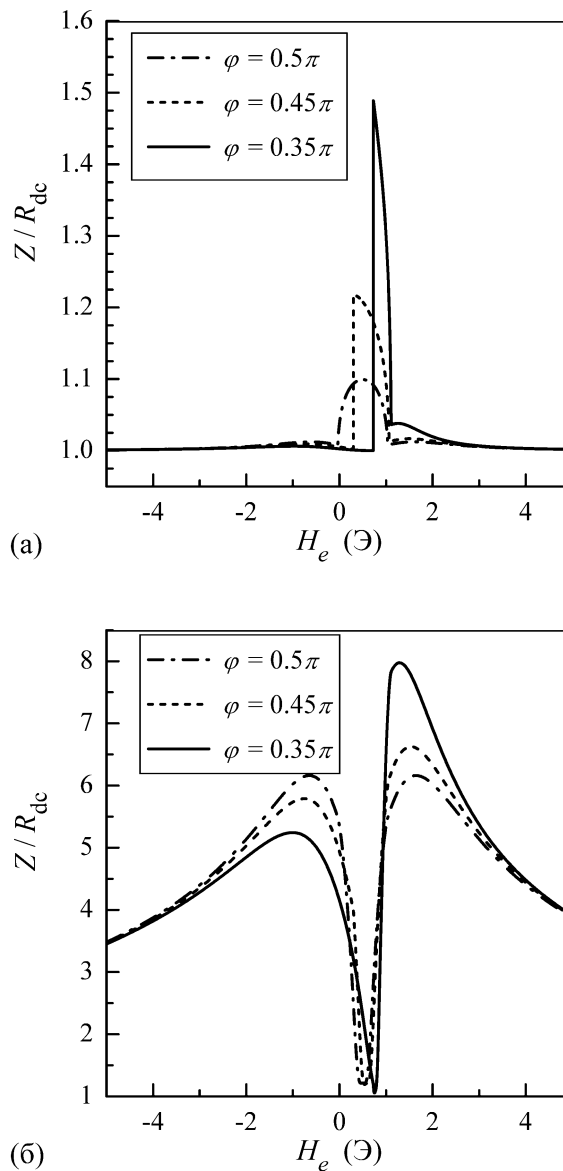


Рис. 3.3. Зависимость импеданса Z от внешнего поля H_e при различных значениях φ : $f = 100$ кГц (а) и $f = 10$ МГц (б). Параметры, использованные при расчётах: $D = 20$ мкм, $a = 5$ мкм, $\sigma = 10^{16}$ с $^{-1}$, $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $\beta/MH_a a = 0.5$, $H_b = 0.5$ Э, $\kappa = 0.1$, $\psi = 0.15\pi$.

ет, и значения H_e , при которых импеданс имеет максимумы, сдвигаются в сторону положительных значений поля.

В рамках модели предполагается, что направление анизотропии в поверхностном слое может отличаться от направления поля отжига. Соответственно, поле сдвига также отклоняется от оси ленты. Зависимость импеданса от внешнего поля показана на Рис. 3.3 для различных значений угла φ . Если поле сдвига направлено вдоль оси образца, максимум импеданса сдвигается в область положительных значений поля, но зависимость $Z(H_e)$ остается симметричной

(см. Рис. 3.3). Асимметрия возникает, если поле сдвига отклоняется от продольной оси ленты, и возрастает с увеличением угла отклонения от оси образца.

Выше полагалось, что эффективное поле сдвига H_b направлено противоположно полю анизотропии в поверхностном кристаллическом слое H_u , то есть взаимодействие между фазами является антиферромагнитным. В этом случае максимум зависимости импеданса от поля при низких частотах возникает при положительных значениях поля, а при высоких частотах максимум импеданса при положительном значении поля больше, чем при отрицательном значении поля. Эти результаты согласуются с зависимостями ГМИ, наблюдавшимися в экспериментах [291–293]. Если H_b параллельно H_u (ферромагнитное взаимодействие), возникает обратная зависимость ГМИ от поля, то есть при низких частотах пик зависимости ГМИ возникает в области отрицательных полей [394]. Таким образом, на основании проведённого анализа можно сделать вывод, что связь между двумя фазами является антиферромагнитной.

Рассчитанные зависимости импеданса находятся в качественном согласии с результатами экспериментальных исследований ГМИ в аморфных лентах, отождённых в присутствии продольного магнитного поля [291–293]. Предложенная модель позволяет описать изменения зависимости импеданса от внешнего поля с возрастанием частоты. Отметим, что рассчитанные значения импеданса при низких частотах имеют тот же порядок величины, что и в эксперименте [293]. Однако в области положительных полей величина импеданса уменьшается более быстро по сравнению с экспериментом. Это расхождение может быть связано с пространственным распределением поля сдвига по толщине ленты, которым мы пренебрегли в рамках модели. Кроме того, в экспериментах наблюдались более высокие значения импеданса в минимуме при высоких частотах [292,293], что может быть связано с влиянием поверхностного кристаллического слоя.

3.2. Влияние поверхностных кристаллических слоёв на асимметричный гигантский магнитоимпеданс аморфных лент

Предложенная в предыдущем разделе модель позволяет качественно описать зависимости импеданса от частоты и внешнего магнитного поля в аморфных лентах. Однако в рамках модели не учитывается влияние поверхностных кристаллических слоёв на асимметричный ГМИ. Кроме того, при расчёте импеданса использовалось упрощённое выражение (3.1). В данном разделе рассмотрена другая модель, учитывающая влияние поверхностных слоёв и основанная на решении уравнений Максвелла и линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица.

Рассмотрим ленту толщины D , состоящую из аморфной области и двух поверхностных кристаллических слоёв толщины d , возникающих после отжига в магнитном поле. Переменный ток $I = I_0 \exp(-i\omega t)$ течёт вдоль ленты (вдоль оси z), и внешнее постоянное магнитное поле H_e параллельно току. Система координат выбрана таким образом, что переменное магнитное поле, индуцированное током, параллельно оси y (см. Рис. 3.1). Так как длина и ширина ленты намного больше её толщины, пренебрегая краевыми эффектами, будем полагать, что значения полей зависят только от координаты, перпендикулярной плоскости ленты (координаты x).

В дальнейшем будем пренебрегать доменной структурой ленты и предположим, что магнитная проницаемость определяется только вращением намагниченности. Такое приближение справедливо для не слишком низких частот. При расчёте магнитной проницаемости не учитываются размагничивающие поля и вклад обменной энергии. Для упрощения будем полагать далее, что проводимость и намагниченность насыщения в аморфной и кристаллической областях одинаковы.

Так как поля зависят только от координаты, перпендикулярной плоскости ленты, уравнения Максвелла в аморфной области могут быть сведены к двум

связанным дифференциальным уравнениям для поперечной $h_y^{(a)}$ и продольной $h_z^{(a)}$ компонент магнитного поля [62,63]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 h_y^{(a)}}{dx^2} + \frac{2i}{\delta_0^2} (1 + \mu_1 \sin^2 \theta) h_y^{(a)} &= \frac{2i}{\delta_0^2} \mu_1 h_z^{(a)} \sin \theta \cos \theta, \\ \frac{d^2 h_z^{(a)}}{dx^2} + \frac{2i}{\delta_0^2} (1 + \mu_1 \cos^2 \theta) h_z^{(a)} &= \frac{2i}{\delta_0^2} \mu_1 h_y^{(a)} \sin \theta \cos \theta. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Здесь $\delta_0 = c / (2\pi\sigma\omega)^{1/2}$ – толщина скин-слоя в немагнитном материале и μ_1 – эффективная магнитная проницаемость аморфной области, определяемая выражением

$$\mu_1 = \frac{\gamma 4\pi M (\omega_1 - i\kappa\omega)}{(\omega_1 - i\kappa\omega)(\omega_2 - i\kappa\omega) - \omega^2}, \quad (3.17)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \gamma [\gamma 4\pi M + H_a \cos^2(\theta - \psi) - H_b \cos(\theta - \varphi) + H_e \sin \theta], \\ \omega_2 &= \gamma [H_a \cos \{2(\theta - \psi)\} - H_b \cos(\theta - \varphi) + H_e \sin \theta]. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Равновесный угол θ между вектором намагниченности и поперечным направлением может быть найден из условия минимума свободной энергии, что приводит к следующему уравнению для равновесного угла:

$$H_a \sin(\theta - \psi) \cos(\theta - \psi) - H_b \sin(\theta - \varphi) - H_e \cos \theta = 0. \quad (3.19)$$

Компоненты электрического поля в аморфной области определяются уравнениями

$$\begin{aligned} e_z^{(a)} &= \frac{c}{4\pi\sigma} \frac{dh_y^{(a)}}{dx}, \\ e_y^{(a)} &= -\frac{c}{4\pi\sigma} \frac{dh_z^{(a)}}{dx}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Так как поле однонаправленной анизотропии H_u в поверхностных слоях велико, будем полагать, что направление намагниченности в кристаллических

слоях не зависит от величины внешнего магнитного поля и совпадает с направлением H_u . Тогда, уравнения для компонент магнитного и электрического полей в поверхностных слоях могут быть представлены в виде

$$\frac{d^2 h_y^{(c)}}{dx^2} + \frac{2i}{\delta_0^2} (1 + \mu_2 \sin^2 \varphi) h_y^{(c)} = \frac{2i}{\delta_0^2} \mu_2 h_z^{(c)} \sin \varphi \cos \varphi, \quad (3.21)$$

$$\frac{d^2 h_z^{(c)}}{dx^2} + \frac{2i}{\delta_0^2} (1 + \mu_2 \cos^2 \varphi) h_z^{(c)} = \frac{2i}{\delta_0^2} \mu_2 h_y^{(c)} \sin \varphi \cos \varphi,$$

$$e_z^{(c)} = \frac{c}{4\pi\sigma} \frac{dh_y^{(c)}}{dx}, \quad (3.22)$$

$$e_y^{(c)} = -\frac{c}{4\pi\sigma} \frac{dh_z^{(c)}}{dx}.$$

Здесь μ_2 – эффективная магнитная проницаемость кристаллических слоёв:

$$\mu_2 = \frac{\gamma 4\pi M (\gamma 4\pi M + \gamma H_u - i\kappa\omega)}{(\gamma 4\pi M + \gamma H_u - i\kappa\omega)(\gamma H_u - i\kappa\omega) - \omega^2}. \quad (3.23)$$

Вследствие симметрии задачи в дальнейшем мы будем рассматривать только область ленты $x > 0$. Решение уравнений (3.16) и (3.20) в аморфной области ($x < D/2 - d$) имеет вид:

$$\begin{aligned} h_y^{(a)} &= A_1 \cos \theta \operatorname{sh}(k_0 x) + A_2 \sin \theta \operatorname{sh}(k_1 x), \\ h_z^{(a)} &= A_1 \sin \theta \operatorname{sh}(k_0 x) - A_2 \cos \theta \operatorname{sh}(k_1 x), \\ e_z^{(a)} &= (c/4\pi\sigma) \times [A_1 k_0 \cos \theta \operatorname{ch}(k_0 x) + A_2 k_1 \sin \theta \operatorname{ch}(k_1 x)], \\ e_y^{(a)} &= -(c/4\pi\sigma) \times [A_1 k_0 \sin \theta \operatorname{ch}(k_0 x) - A_2 k_1 \cos \theta \operatorname{ch}(k_1 x)], \\ k_0 &= (1-i)/\delta_0, \quad k_1 = (1-i)(\mu_1 + 1)^{1/2} / \delta_0, \end{aligned} \quad (3.24)$$

где A_1 и A_2 – постоянные. В поверхностном кристаллическом слое ($D/2 - d < x < D/2$) решение уравнений (3.21) и (3.22) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned}
h_y^{(c)} &= \cos \varphi \{ B_1 \operatorname{sh}(k_0 x) + B_2 \operatorname{ch}(k_0 x) \} + \sin \varphi \{ B_3 \operatorname{sh}(k_2 x) + B_4 \operatorname{ch}(k_2 x) \}, \\
h_z^{(c)} &= \sin \varphi \{ B_1 \operatorname{sh}(k_0 x) + B_2 \operatorname{ch}(k_0 x) \} - \cos \varphi \{ B_3 \operatorname{sh}(k_2 x) + B_4 \operatorname{ch}(k_2 x) \}, \\
e_z^{(c)} &= (c / 4\pi\sigma) \times [k_0 \cos \varphi \{ B_1 \operatorname{ch}(k_0 x) + B_2 \operatorname{sh}(k_0 x) \} \\
&\quad + k_2 \sin \varphi \{ B_3 \operatorname{ch}(k_2 x) + B_4 \operatorname{sh}(k_2 x) \}], \\
e_y^{(c)} &= -(c / 4\pi\sigma) \times [k_0 \sin \varphi \{ B_1 \operatorname{ch}(k_0 x) + B_2 \operatorname{sh}(k_0 x) \} \\
&\quad - k_2 \cos \varphi \{ B_3 \operatorname{ch}(k_2 x) + B_4 \operatorname{sh}(k_2 x) \}], \\
k_2 &= (1 - i)(\mu_2 + 1)^{1/2} / \delta_0.
\end{aligned} \tag{3.25}$$

Здесь B_1, B_2, B_3 и B_4 – постоянные. Компоненты магнитного поля на поверхности ленты определяются условиями возбуждения образца переменным током:

$$\begin{aligned}
h_y^{(c)}(D/2) &= 2\pi I_0 / cw, \\
h_z^{(c)}(D/2) &= 0.
\end{aligned} \tag{3.26}$$

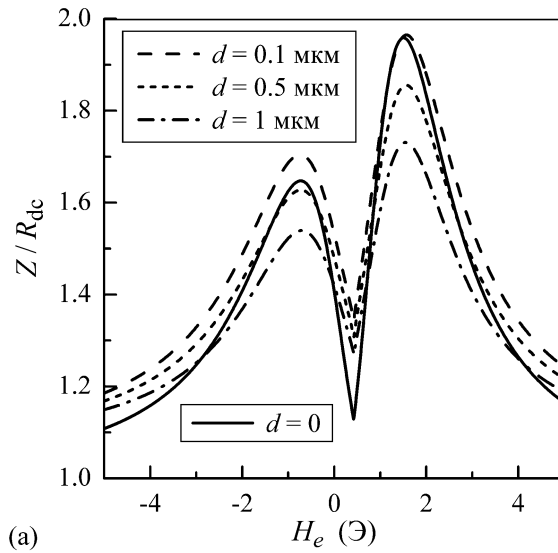
Кроме того, компоненты полей должны удовлетворять условиям непрерывности на границе между аморфной областью и кристаллическим поверхностным слоем:

$$\begin{aligned}
e_z^{(a)}(D/2 - d) &= e_z^{(c)}(D/2 - d), \\
e_y^{(a)}(D/2 - d) &= e_y^{(c)}(D/2 - d), \\
h_y^{(a)}(D/2 - d) &= h_y^{(c)}(D/2 - d), \\
h_z^{(a)}(D/2 - d) &= h_z^{(c)}(D/2 - d).
\end{aligned} \tag{3.27}$$

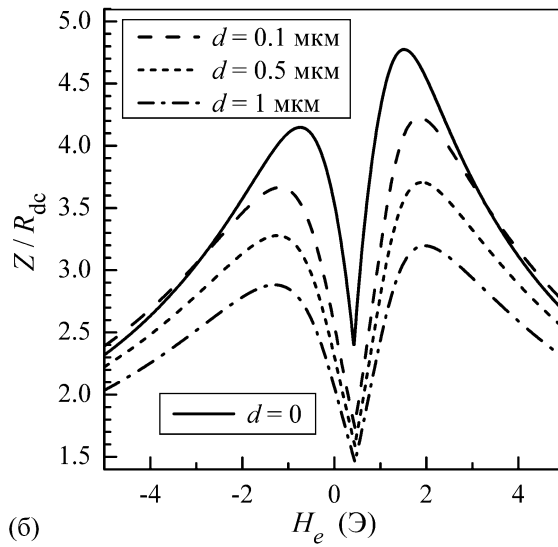
Постоянные в выражениях (3.24) и (3.25) могут быть найдены из решения системы уравнений (3.26) и (3.27). Импеданс ленты определяется выражением

$$Z = \frac{l e_z^{(c)}(D/2)}{I_0} = \frac{2\pi l}{cw} \times \frac{e_z^{(c)}(D/2)}{h_y^{(c)}(D/2)}. \tag{3.28}$$

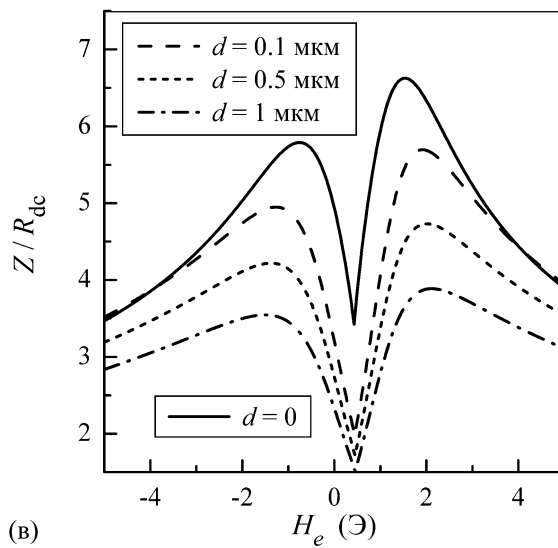
Используя (3.25), выражение (3.28) можно представить в виде



(a)



(б)



(в)

Рис. 3.4. Зависимость импеданса Z от поля H_e при различных значениях d : $f=1$ МГц (а), $f=5$ МГц (б) и $f=10$ МГц (в). Параметры, использованные при расчётах: $D=20$ мкм, $\sigma=10^{16}$ с $^{-1}$, $M=600$ Гс, $H_a=1$ Э, $H_b=0.5$ Э, $H_u=300$ Э, $\kappa=0.1$, $\psi=0.15\pi$, $\varphi=0.45\pi$.

$$Z = (cl / 4\pi\sigma I_0) \times [k_0 \cos \varphi \{B_1 \operatorname{ch}(k_0 D / 2) + B_2 \operatorname{sh}(k_0 D / 2)\} + k_2 \sin \varphi \{B_3 \operatorname{ch}(k_2 D / 2) + B_4 \operatorname{sh}(k_2 D / 2)\}]. \quad (3.29)$$

Отметим, что хотя параметры k_0 и k_2 не зависят от магнитного поля, выражение (3.29) описывает зависимость импеданса от внешнего поля и частоты через значения постоянных B_1 , B_2 , B_3 и B_4 .

Зависимость импеданса от внешнего поля показана на Рис. 3.4 для различных частот и значений толщины кристаллических слоёв. При расчётах магнитоимпеданса предполагалось, что в области малых внешних магнитных полей существует полосовая доменная структура. Процедура усреднения импеданса по доменной структуре аналогична использованной в предыдущем разделе. Возрастание импеданса с частотой связано с уменьшением толщины скин-слоя в аморфной области. Величина импеданса уменьшается с увеличением толщины кристаллического слоя, вследствие возрастания его относительного вклада в импеданс. Для сравнения на Рис. 3.4 сплошными линиями показаны результаты расчётов зависимости импеданса от поля в рамках модели, использованной в предыдущем разделе. Из Рис. 3.4 видно, что учёт конечной толщины поверхностного кристаллического слоя является существенным, особенно в области высоких частот. Следует отметить, что зависимость импеданса от поля качественно не изменяется с увеличением толщины поверхностного слоя, так как магнитная проницаемость кристаллического слоя не зависит от магнитного поля.

При расчёте магнитной проницаемости аморфной области мы пренебрегли пространственным распределением поля сдвига, учёт которого может быть существенным для детального описания асимметричного ГМИ в аморфных лентах. Отметим также, что мы полагали, что намагниченность насыщения, проводимость и параметр затухания Гилберта одинаковы для двух фаз. Соответствующие изменения для учёта отличий этих параметров в аморфной области и в кристаллических слоях могут быть легко сделаны в рамках предложенной модели. Тем не менее, даже упрощённый подход позволяет качественно

описать наблюдавшийся в экспериментах асимметричный ГМИ в лентах при высоких частотах [287–290,292].

3.3. Асимметричный недиагональный магнитоимпеданс в аморфных лентах, отожжённых в продольном магнитном поле

В настоящем разделе рассмотрена модель для описания асимметричного недиагонального магнитоимпеданса в аморфных лентах на основе кобальта, отожжённых в присутствии продольного магнитного поля. Эффект недиагонального магнитоимпеданса связан с изменением продольной компоненты намагниченности в поле переменного тока и проявляется в возникновении сигнала в измерительной катушке, намотанной вокруг образца.

В рамках моделей, рассмотренных в предыдущих разделах, недиагональный импеданс ленты равен нулю. Это обстоятельство связано с тем, что переменное магнитное поле, индуцированной током, имеет противоположное направление в двух частях ленты: $x < 0$ и $x > 0$. В результате вклады двух частей ленты в сигнал в измерительной катушке полностью компенсируют друг друга. Таким образом, для описания возникновения недиагонального магнитоимпеданса в лентах необходимо предположить, что распределение статической намагниченности неоднородно по толщине ленты. Будем полагать, что такая неоднородность связана с различной толщиной поверхностных кристаллических слоёв: d_1 и d_2 . Различие в толщине кристаллических слоёв может быть обусловлено особенностями процесса отжига, во время которого одна часть ленты находится на подложке, а другая на открытом воздухе.

Распределения полей в аморфной области ($-D/2 + d_2 < x < D/2 - d_1$) описываются уравнениями (3.16) и (3.20). Общее решение этих уравнений может быть представлено в следующем виде:

$$\begin{aligned}
h_y^{(a)} &= \cos \theta \{A_1 \operatorname{sh}(k_0 x) + A_2 \operatorname{ch}(k_0 x)\} + \sin \theta \{A_3 \operatorname{sh}(k_1 x) + A_4 \operatorname{ch}(k_1 x)\}, \\
h_z^{(a)} &= \sin \theta \{A_1 \operatorname{sh}(k_0 x) + A_2 \operatorname{ch}(k_0 x)\} - \cos \theta \{A_3 \operatorname{sh}(k_1 x) + A_4 \operatorname{ch}(k_1 x)\}, \\
e_z^{(a)} &= (c / 4\pi\sigma) \times [k_0 \cos \theta \{A_1 \operatorname{ch}(k_0 x) + A_2 \operatorname{sh}(k_0 x)\} \\
&\quad + k_1 \sin \theta \{A_3 \operatorname{ch}(k_1 x) + A_4 \operatorname{sh}(k_1 x)\}], \\
e_y^{(a)} &= -(c / 4\pi\sigma) \times [k_0 \sin \theta \{A_1 \operatorname{ch}(k_0 x) + A_2 \operatorname{sh}(k_0 x)\} \\
&\quad - k_1 \cos \theta \{A_3 \operatorname{ch}(k_1 x) + A_4 \operatorname{sh}(k_1 x)\}].
\end{aligned} \tag{3.30}$$

Распределения полей в поверхностных кристаллических слоях удовлетворяют уравнениям (3.21) и (3.22) и имеют вид:

$$\begin{aligned}
h_y^{(j)} &= \cos \varphi \{B_1^{(j)} \operatorname{sh}(k_0 x) + B_2^{(j)} \operatorname{ch}(k_0 x)\} \\
&\quad + \sin \varphi \{B_3^{(j)} \operatorname{sh}(k_2 x) + B_4^{(j)} \operatorname{ch}(k_2 x)\}, \\
h_z^{(j)} &= \sin \varphi \{B_1^{(j)} \operatorname{sh}(k_0 x) + B_2^{(j)} \operatorname{ch}(k_0 x)\} \\
&\quad - \cos \varphi \{B_3^{(j)} \operatorname{sh}(k_2 x) + B_4^{(j)} \operatorname{ch}(k_2 x)\}, \\
e_z^{(j)} &= (c / 4\pi\sigma) \times [k_0 \cos \varphi \{B_1^{(j)} \operatorname{ch}(k_0 x) + B_2^{(j)} \operatorname{sh}(k_0 x)\} \\
&\quad + k_2 \sin \varphi \{B_3^{(j)} \operatorname{ch}(k_2 x) + B_4^{(j)} \operatorname{sh}(k_2 x)\}], \\
e_y^{(j)} &= -(c / 4\pi\sigma) \times [k_0 \sin \varphi \{B_1^{(j)} \operatorname{ch}(k_0 x) + B_2^{(j)} \operatorname{sh}(k_0 x)\} \\
&\quad - k_2 \cos \varphi \{B_3^{(j)} \operatorname{ch}(k_2 x) + B_4^{(j)} \operatorname{sh}(k_2 x)\}].
\end{aligned} \tag{3.31}$$

Здесь индексы $j=1,2$ соответствуют областям $D/2 - d_1 < x < D/2$ и $-D/2 < x < -D/2 + d_2$.

Общее решение (3.30) и (3.31) содержит двенадцать постоянных, которые могут быть определены из условий для магнитного поля на поверхности образца и условий непрерывности полей на границах между аморфной областью и поверхностными кристаллическими слоями. После этого недиагональный импеданс ленты может быть рассчитан при помощи соотношения [63,381]

$$\begin{aligned}
Z_c &= (2\pi/c)N \left(\zeta_{yz} \Big|_{x=D/2} + \zeta_{yz} \Big|_{x=-D/2} \right) \\
&= (wN/I_0) [e_y^{(1)}(D/2) - e_y^{(2)}(-D/2)],
\end{aligned}
\tag{3.32}$$

где N – число витков в измерительной катушке и ζ_{yz} – недиагональная компонента тензора поверхностного импеданса.

Рассчитанная зависимость недиагонального импеданса Z_c от внешнего поля показана на Рис. 3.5 (а) для различных значений поля сдвига H_b . При расчётах недиагонального магнитоимпеданса предполагалось, что в области малых внешних полей существует полосовая доменная структура, и недиагональный импеданс усреднялся по доменной структуре. Следует отметить, что присутствие доменной структуры уменьшает недиагональный импеданс вследствие вклада с противоположными знаками от доменов с различной ориентацией поперечной компоненты намагниченности. Например, в аморфных проволоках на основе кобальта с регулярной «бамбуковой» доменной структурой отклик в катушке стремится к нулю, и измеряемый сигнал является нерегулярным [239]. В этом случае для наблюдения недиагонального магнитоимпеданса необходимо пропускать через образец дополнительный постоянный ток, который устраняет доменную структуру. В исследуемых лентах ось анизотропии в аморфной области отклоняется от поперечного направления. Кроме того, присутствие поле сдвига изменяет относительный объём доменов. Эти два фактора приводят к тому, что недиагональный импеданс отличен от нуля даже в присутствии полосовой доменной структуры, так как сигналы от различных доменов не компенсируются полностью.

Из Рис. 3.5 (а) видно, что зависимость недиагонального импеданса Z_c от поля является асимметричной и имеет два максимума. Асимметрия возрастает с увеличением поля сдвига H_b , максимум в области отрицательных полей уменьшается, и максимум при положительном значении поля возрастает. Значения полей H_e , при которых наблюдаются максимумы, сдвигаются к направ-

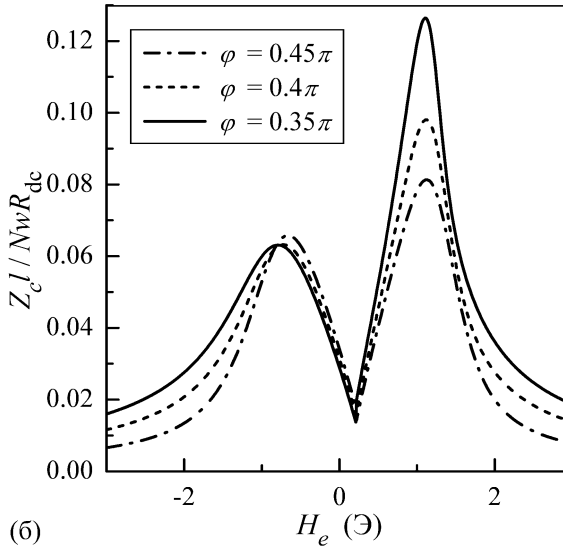
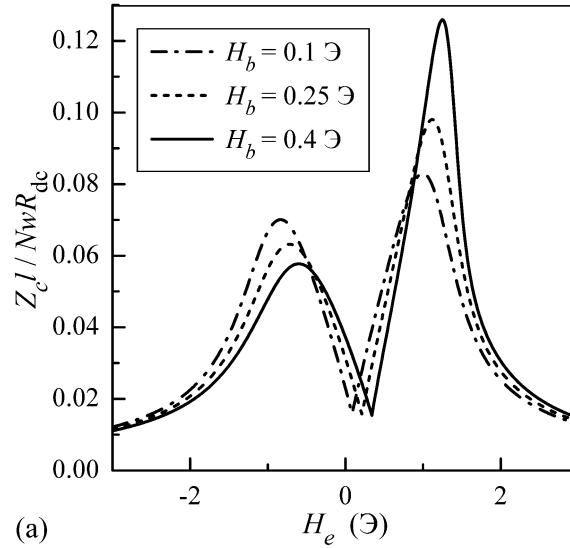


Рис. 3.5. Зависимость недиагонального импеданса Z_c от внешнего поля H_e при $\varphi = 0.4\pi$ и различных значениях H_b (а) и при $H_b = 0.25$ Э и различных значениях φ (б). Параметры, использованные при расчётах: $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $H_u = 200$ Э, $f = 500$ кГц, $\psi = 0.05\pi$, $\sigma = 10^{16}$ с $^{-1}$, $D = 20$ мкм, $d_1 = 1$ мкм, $d_2 = 0.5$ мкм, $\kappa = 0.1$.

лению поля отжига с увеличением H_b , что связано с существованием продольной компоненты поля сдвига. Из Рис. 3.5 (б) следует, что асимметрия в зависимости Z_c от поля возрастает с увеличением угла отклонения поля анизотропии в поверхностном слое от направления поля отжига.

На Рис. 3.6 проиллюстрировано влияние угла одноосной анизотропии ψ на зависимость недиагонального импеданса Z_c от внешнего поля. Недиагональный импеданс и асимметрия между максимумами возрастают с уменьшением

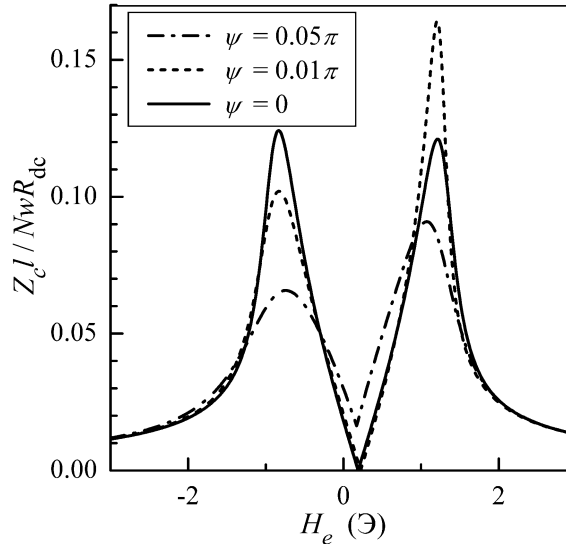


Рис. 3.6. Зависимость недиагонального импеданса Z_c от внешнего поля H_e при различных значениях ψ . Параметры, использованные при расчётах: $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $H_u = 200$ Э, $H_b = 0.2$ Э, $f = 500$ кГц, $\varphi = 0.4\pi$, $\sigma = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $D = 20$ мкм, $d_1 = 1$ мкм, $d_2 = 0.5$ мкм, $\kappa = 0.1$.

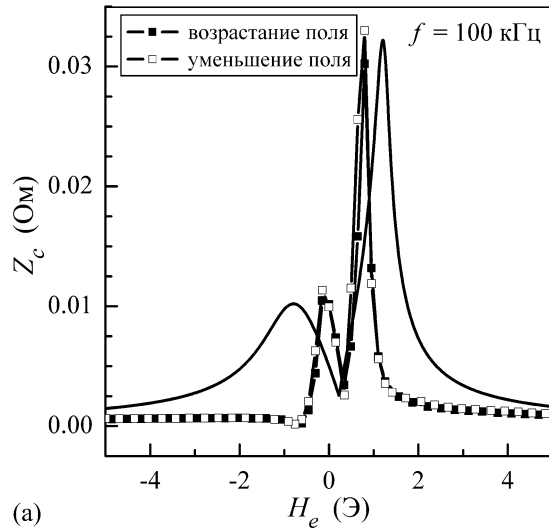
угла наклона анизотропии. Однако асимметрия исчезает в случае поперечной анизотропии ($\psi = 0$), когда зависимость Z_c от поля становится симметричной и только сдвигается по отношению к внешнему полю на величину $H_b \sin \varphi$ (см. Рис. 3.6). Это результат аналогичен полученному ранее при исследовании ГМИ в аморфных проволоках с циркулярной анизотропией, когда присутствие постоянного тока не приводит к асимметрии в зависимости импеданса от поля [63]. Отметим, что в случае поперечной анизотропии в аморфной области недиагональный импеданс отличен от нуля даже при наличии полосовой доменной структуры, так как поле сдвига изменяет равновесные значения угла намагниченности в доменах и приводит к различию в относительном объёме доменов.

Сравнение рассчитанных зависимостей недиагонального импеданса от внешнего поля с экспериментальными данными показано на Рис. 3.7. Экспериментальные исследования были проведены в Research Center for Advanced Magnetic Materials, Chungnam National University (Daejeon, Republic of Korea). Аморфные ленты состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$, изготовленные методом быстрого закаливания, отжигались на воздухе в течение 8 часов при температуре 380°C в

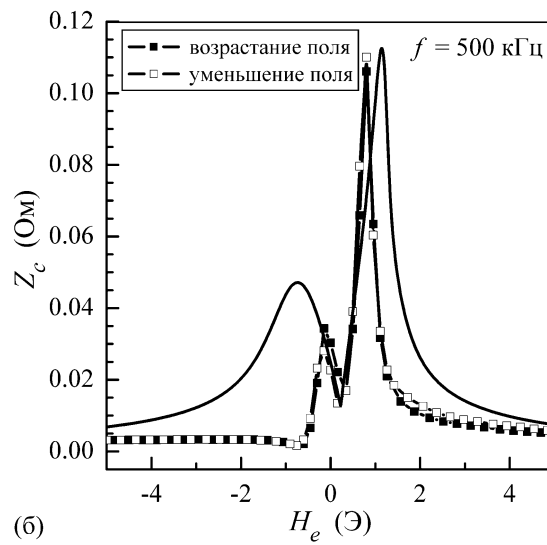
присутствии магнитного поля величиной 3 Э, приложенного вдоль оси ленты. Ширина образцов составляла 2 мм, а толщина – 20 мкм. В экспериментах использовались ленты длиной 3 см. Амплитуда переменного тока, пропускаемого через образец, составляла 1 мА, а частота тока изменялась от 0.1 до 1 МГц. Продольное магнитное поле, создаваемое катушкой Гельмгольца, изменялось в диапазоне от –40 до 40 Э. Направление положительного поля совпадало с направлением поля отжига. Вокруг исследованного образца наматывалась измерительная катушка, имевшая 25 витков и длину 5.5 мм. Амплитуда напряжения V_c в измерительной катушке измерялась при помощи усилителя SR844 RF в зависимости от частоты и величины продольного магнитного поля. Недиagonalный импеданс рассчитывался из измеренной амплитуды напряжения при помощи соотношения $Z_c = V_c / I_0$.

Из Рис. 3.7 следует, что рассчитанные зависимости находятся в качественном согласии с результатами эксперимента, и результаты расчётов и экспериментальные данные имеют один и тот же порядок величины. Однако из Рис. 3.7 видны некоторые расхождения между теоретическими и экспериментальными результатами. Асимметрия между максимумами в экспериментальных результатах для $f = 100$ кГц и $f = 500$ кГц является более выраженной, чем в рассчитанных зависимостях. Кроме того, в области отрицательных значений внешнего поля, измеренный недиагональный импеданс уменьшается более резко с возрастанием поля по сравнению с результатами расчётов. Эти расхождения могут быть связаны с приближениями, сделанными в рамках модели. Кроме того, для объяснения гистерезиса недиагонального магнитоимпеданса следует проанализировать влияние доменной структуры. Тем не менее, предложенный подход позволяет описать основные особенности экспериментальных результатов.

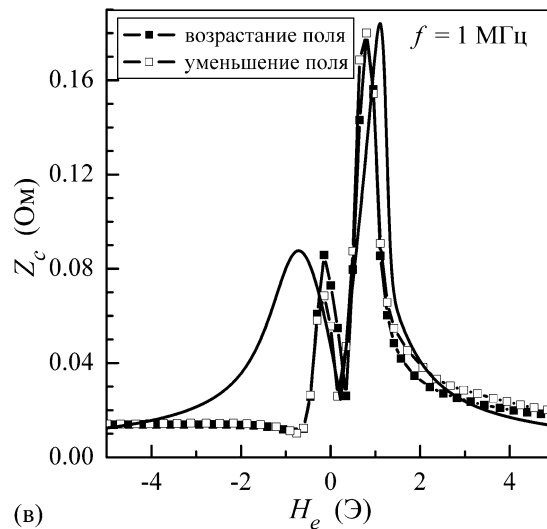
Зависимость недиагонального импеданса от поля имеет два максимума даже при низких частотах, так как вклад движения доменных границ в недиагональный импеданс относительно мал. Это обстоятельство может быть объясне-



(a)



(б)



(в)

Рис. 3.7. Зависимость недиагонального импеданса Z_c от внешнего поля H_e при различных частотах. Символы – экспериментальные данные, сплошные линии – результаты расчётов. Параметры, использованные при расчётах: $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $H_u = 200$ Э, $H_b = 0.3$ Э, $\psi = 0.05\pi$, $\varphi = 0.35\pi$, $\sigma = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $D = 20$ мкм, $d_1 = 1$ мкм, $d_2 = 0.65$ мкм, $\kappa = 0.1$.

но следующим образом. Вклад движения доменных границ в поперечную магнитную проницаемость, которая ответственна за эффект ГМИ, определяется выражением [24,55]

$$\mu_{tr} = 1 + 4\pi\chi_0(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)^2 / (1 - i\omega / \omega_{dw}). \quad (3.33)$$

Следуя процедуре, описанной в Разделе 3.1, вклад движения доменных границ в недиагональную компоненту магнитной проницаемости μ_{od} можно представить в виде

$$\mu_{od} = 4\pi\chi_0(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)(\sin\theta_1 - \sin\theta_2) / (1 - i\omega / \omega_{dw}). \quad (3.34)$$

Из сравнения выражений (3.33) и (3.34) следует, что μ_{tr} и μ_{od} имеют различные зависимости от внешнего поля. Отметим, что в случае поперечной анизотропии в аморфной области и $H_b = 0$, недиагональная компонента магнитной проницаемости μ_{od} равна нулю [24]. Расчёты при помощи выражений (3.33) и (3.34) показывают, что для типичных значений параметров лент недиагональная компонента μ_{od} на порядок меньше, чем μ_{tr} . Кроме того, антисимметричное распределение поперечного магнитного поля по толщине ленты приводит к вкладам разного знака в напряжение в измерительной катушке от двух частей образца: $x > 0$ и $x < 0$. Следовательно, вклад движения доменных границ в недиагональный импеданс пропорционален разнице в толщине поверхностных слоёв $d_1 - d_2$, тогда как напряжение, измеряемое на концах образца, пропорционально толщине ленты. Таким образом, можно сделать вывод, что вкладом движения доменных границ в недиагональный магнитоимпеданс можно пренебречь даже при низких частотах.

Выше предполагалось, что асимметрия в распределении намагниченности по толщине ленты связана с различной толщиной поверхностных кристаллических слоёв. Предложенная модель позволяет объяснить основные особенности зависимости недиагонального импеданса от внешнего магнитного поля. Однако асимметрия может быть обусловлена и другими причинами, в частности, изме-

нениями поля анизотропии и угла наклона поля анизотропии по толщине аморфной области.

Для проверки предположения о различной толщине поверхностных кристаллических слоёв в Research Center for Advanced Magnetic Materials, Chungnam National University был проведён следующий эксперимент. Для изменения толщины поверхностных кристаллических слоёв часть плёнки стравливалась в 25% растворе фтористоводородной кислоты. Время травления t_{etch} изменялось от 30 до 120 с. Толщина плёнки после стравливания поверхностного слоя измерялась при помощи фотографий поперечного сечения, сделанных при помощи сканирующего электронного микроскопа. Измерения недиагонального импеданса для стравленных образцов проводились при амплитуде тока 1 мА и частотах 100 и 500 кГц.

Рассчитанные зависимости недиагонального импеданса Z_c от внешнего поля при изменении толщины одного из поверхностных кристаллических слоёв показаны на Рис. 3.8. С уменьшением толщины d_1 более толстого кристаллического слоя недиагональный импеданс уменьшается. При одинаковой толщине кристаллических слоёв ($d_1 = d_2$) распределение намагниченности симметрично относительно центральной плоскости ленты, и недиагональный импеданс равен нулю. Когда величина d_1 становится меньше d_2 , недиагональный импеданс начинает возрастать (см. Рис. 3.8 (а)). С уменьшением толщины d_2 более тонкого кристаллического слоя недиагональный импеданс возрастает и достигает максимума, когда тонкий кристаллический слой исчезает (см. Рис. 3.8 (б)). Таким образом, изменение недиагонального импеданса, рассчитанное в рамках модели, отличается для стравливания различных поверхностных слоёв.

На Рис. 3.9 показаны измеренные зависимости недиагонального импеданса Z_c от внешнего поля. Для образцов со стравленным поверхностным слоем со стороны, открытой воздуху, величина Z_c резко уменьшалась при $t_{\text{etch}} = 30$ с, и недиагональный импеданс возрастал и становился больше, чем для исходного

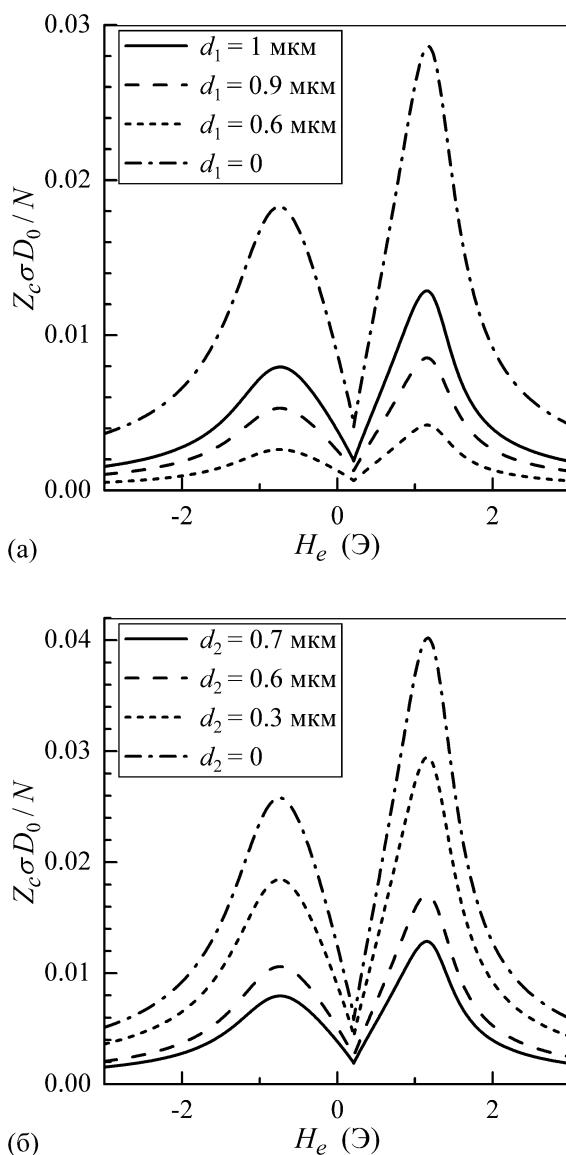


Рис. 3.8. Рассчитанная зависимость недиагонального импеданса Z_c от внешнего поля H_e при $d_2 = 0.5$ мкм и различных значениях d_1 (а) и при $d_1 = 1$ мкм и различных значениях d_2 (б). Параметры, использованные при расчётах: $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $H_u = 200$ Э, $H_b = 0.25$ Э, $f = 100$ кГц, $\psi = 0.05\pi$, $\varphi = 0.4\pi$, $\sigma = 10^{16}$ с $^{-1}$, $D = 20$ мкм, $\kappa = 0.1$.

образца с дальнейшим увеличением t_{etch} . Напротив, для лент со стравленным поверхностным слоем со стороны подложки величина Z_c медленно возрастала с увеличением времени травления для всех значений t_{etch} .

Таким образом, эволюция изменения недиагонального магнитоимпеданса различна для лент со стравленными поверхностными слоями с различных сторон образца, что подтверждается результатами эксперимента. Результаты расчётов находятся в хорошем качественном согласии с экспериментальными дан-

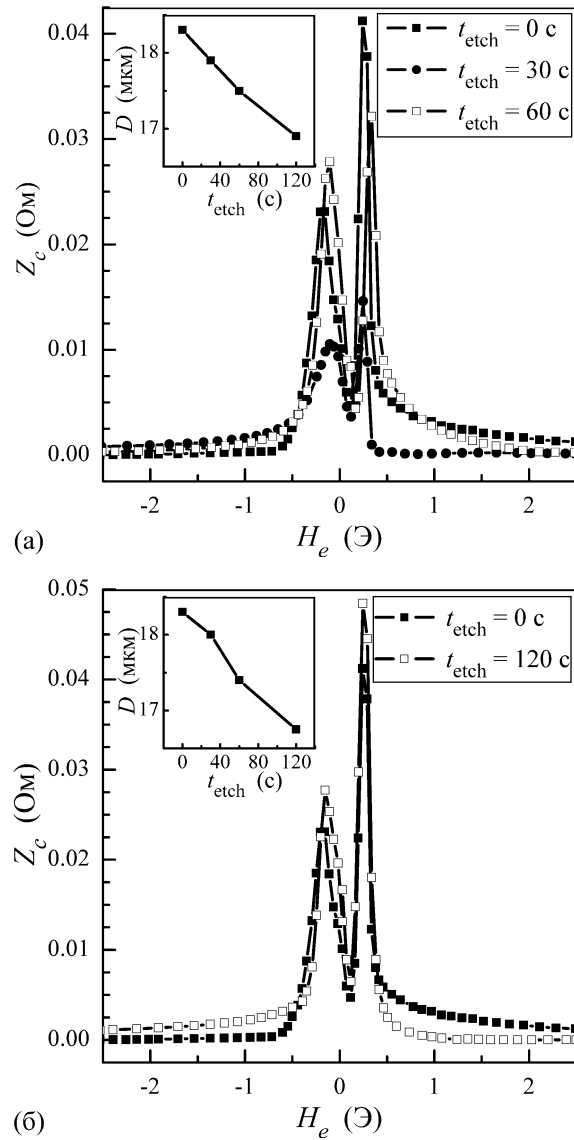


Рис. 3.9. Измеренная зависимость недиагонального импеданса Z_c от внешнего поля H_e при $f = 100$ кГц для лент с поверхностным слоем, стравленным со стороны, открытой воздуху, (а) и для лент с поверхностным слоем, стравленным со стороны подложки, (б). На вставках показаны зависимости толщины ленты D от времени травления t_{etch} .

ными, и можно сделать вывод, что более толстый кристаллический слой соответствует части ленты, находящейся на воздухе в процессе отжига.

3.4. Возникновение второй гармоники в частотном спектре недиагонального магнитоимпеданса аморфных лент

Рассмотренная в предыдущем разделе модель справедлива в случае относительно малых амплитуд переменного тока, когда напряжение в измеритель-

ной катушке пропорционально недиагональной компоненте поверхностного импеданса. При более высоких амплитудах тока в частотном спектре напряжения появляются высшие гармоники. В данном разделе предложена модель для описания частотного спектра недиагонального магнитоимпеданса аморфных лент.

Как и ранее, будем полагать, что лента состоит из аморфной области и двух поверхностных кристаллических слоёв, имеющих разную толщину. Будем пренебрегать доменной структурой аморфной области и считать, что поле сдвига H_b постоянно по толщине ленты. Ограничимся случаем низких частот, когда скин-эффектом в образце можно пренебречь. Тогда, распределение по толщине образца поперечного переменного магнитного поля H_{ac} , создаваемого переменным током, можно представить в виде:

$$H_{ac}(x, t) = (2x/D)H_0 \sin(2\pi ft), \quad (3.35)$$

где $H_0 = 2\pi I_0 / cw$ – амплитуда поперечного поля и $x=0$ соответствует центральной плоскости ленты.

Изменение намагниченности под действием поля тока приводит к появлению напряжения V_c в измерительной катушке, которое может быть выражено через производную по времени продольной компоненты намагниченности M_z :

$$V_c = -\frac{4\pi wN}{c} \times \int_{-D/2}^{D/2} \frac{\partial M_z}{\partial t} dx. \quad (3.36)$$

Так как поле однонаправленной анизотропии H_u в кристаллических слоях велико, появление отклика напряжения в измерительной катушке связано только с изменением намагниченности в аморфной области. В рамках квазистационарного приближения изменение намагниченности может быть найдено при помощи минимизации свободной энергии. Учитывая, что при больших амплитудах тока нельзя пренебрегать полем H_{ac} , плотность свободной энергии может быть представлена в виде

$$U = MH_a \sin^2(\theta - \psi) + MH_b \cos(\theta - \varphi) - MH_e \sin \theta - MH_{ac} \cos \theta. \quad (3.37)$$

Распределение продольной $M_z(x, t) = M \sin \theta$ и поперечной $M_y(x, t) = M \cos \theta$ компонент намагниченности определяется условиями минимума свободной энергии $\partial U / \partial \theta = 0$ и $\partial^2 U / \partial \theta^2 > 0$, что приводит к следующим выражениям:

$$\begin{aligned} & M_y M_z H_a \cos 2\psi - (M_y^2 - M_z^2)(H_a / 2) \sin 2\psi \\ & - MM_y (H_e - H_b \sin \varphi) + MM_z (H_{ac} - H_b \cos \varphi) = 0, \\ & (M_y^2 - M_z^2) H_a \cos 2\psi + 2M_y M_z H_a \sin 2\psi \\ & + MM_y (H_{ac} - H_b \cos \varphi) + MM_z (H_e - H_b \sin \varphi) > 0. \end{aligned} \quad (3.38)$$

Используя выражения (3.36) и (3.38), напряжение в измерительной катушке можно представить в виде

$$V_c = V_0 (H_0 / M) \cos(2\pi f t) \times \left[\int_0^{v_1} \frac{M_y M_z v dv}{P_1} - \int_0^{v_2} \frac{M_y M_z v dv}{P_2} \right], \quad (3.39)$$

где

$$\begin{aligned} P_1 &= (H_a / M) [(M_y^2 - M_z^2) \cos 2\psi + 2M_y M_z \sin 2\psi] \\ &+ M_z (H_e - H_b \sin \varphi) + M_y [H_0 v \sin(2\pi f t) - H_b \cos \varphi], \\ P_2 &= (H_a / M) [(M_y^2 - M_z^2) \cos 2\psi + 2M_y M_z \sin 2\psi] \\ &+ M_z (H_e - H_b \sin \varphi) - M_y [H_0 v \sin(2\pi f t) + H_b \cos \varphi], \end{aligned} \quad (3.40)$$

$V_0 = 4\pi^2 N M f \omega D / c$, $v = 2x / D$, $v_1 = 1 - 2d_1 / D$, $v_2 = 1 - 2d_2 / D$, а компоненты намагниченности M_y and M_z определяются из уравнений (3.38).

Рассчитанная зависимость напряжения в катушке V_c от времени t показана на Рис. 3.10 при фиксированном значении внешнего поля H_e и различных амплитудах тока I_0 . При $I_0 = 1$ мА период зависимости $V_c(t)$ совпадает с периодом изменения тока. С увеличением I_0 поведение напряжения в катушке су-

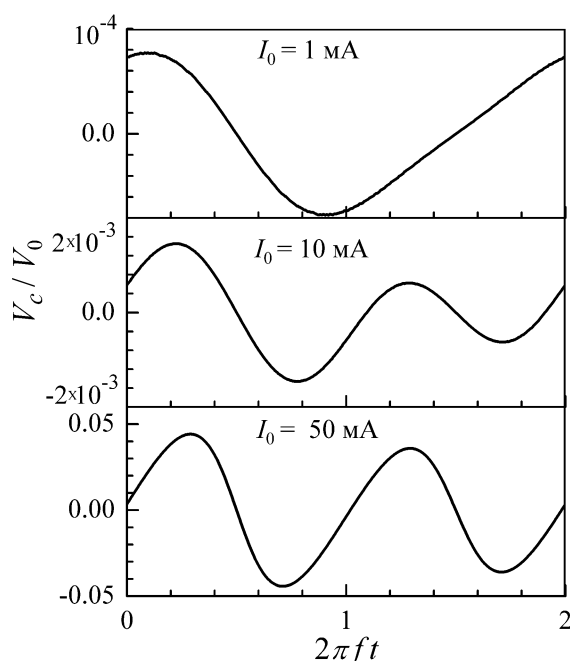


Рис. 3.10. Рассчитанная зависимость напряжения в катушке от времени. Параметры, использованные при расчётах: $M=600$ Гс, $H_a=1$ Э, $H_b=0.25$ Э, $H_e=0.25$ Э, $\psi=0.05\pi$, $\varphi=0.35\pi$, $D=20$ мкм, $d_1=1$ мкм, $d_2=0.6$ мкм.

щественно изменяется. При достаточно высоких амплитудах тока зависимость $V_c(t)$ трансформируется в функцию с периодом в два раза меньшим, чем период изменения тока. Это означает, что вторая гармоника становится основной в частотном спектре напряжения.

Изменение напряжения в катушке с увеличением амплитуды переменного тока может быть объяснено следующим образом. При малых амплитудах тока, когда последнее слагаемое в правой части выражения (3.37) очень мало, изменения намагниченности в двух частях ленты $x>0$ и $x<0$ дают противоположный вклад в напряжение в катушке, вследствие антисимметричного распределения поперечного магнитного поля по толщине ленты. Этот случай соответствует линейному недиагональному магнитоимпедансу, рассмотренному в предыдущем разделе. Отклик напряжения в этом случае пропорционален разнице в толщине поверхностных слоёв $|d_1-d_2|$, так как вклады в напряжение в катушке от других частей ленты полностью компенсируются. С увеличением амплитуды тока антисимметричное распределение поперечного магнитного поля H_{ac} приводит к разнице в изменении намагниченности в двух частях ленты:

$x > 0$ и $x < 0$. Эта разница возрастает с увеличением амплитуды тока, что вызывает увеличение вклада второй гармоники в частотный спектр напряжения в катушке [395]. При этом в отличие от первой гармоники, амплитуда второй гармоники не равна нулю даже в случае одинаковой толщины поверхностных слоёв ($d_1 = d_2$).

Амплитуды первой и второй гармоник в частотном спектре напряжения в катушке могут быть найдены при помощи Фурье-преобразования выражения (3.39). Рассчитанные зависимости амплитуд первой и второй гармоник (V_1 и V_2) показаны на Рис. 3.11. При малых амплитудах тока в частотном спектре напряжения доминирует первая гармоника, а амплитуда второй гармоники пренебрежимо мала (Рис. 3.11 (а)). С увеличением амплитуды тока вклад второй гармоники в отклик напряжения возрастает (Рис. 3.11 (б)). При относительно высоких амплитудах тока, амплитуда второй гармоники становится значительно больше, чем амплитуда первой гармоники (Рис. 3.11 (в)). Зависимости амплитуд гармоник от поля являются асимметричными, что связано с влиянием магнито-статического взаимодействия между фазами.

Экспериментальные исследования зависимостей амплитуд первой и второй гармоник от внешнего поля и амплитуды тока были проведены в Research Center for Advanced Magnetic Materials, Chungnam National University. Ширина отожжённых аморфных лент $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ составляла 2 мм, а толщина – 20 мкм. Амплитуда переменного тока изменялась от 1 до 50 мА, измерения проводились при частотах от 100 до 500 кГц. Продольное магнитное поле изменялось в диапазоне от -30 до 30 Э.

Сравнение измеренных и рассчитанных зависимостей амплитуд первой и второй гармоник показано на Рис. 3.12. Амплитуда второй гармоники возрастает с амплитудой тока примерно пропорционально I_0^2 , и при больших амплитудах тока вторая гармоника становится основной в частном спектре напряжения в катушке. Рассчитанные зависимости V_1 и V_2 от внешнего поля и амплитуды тока хорошо согласуются с экспериментальными данными.

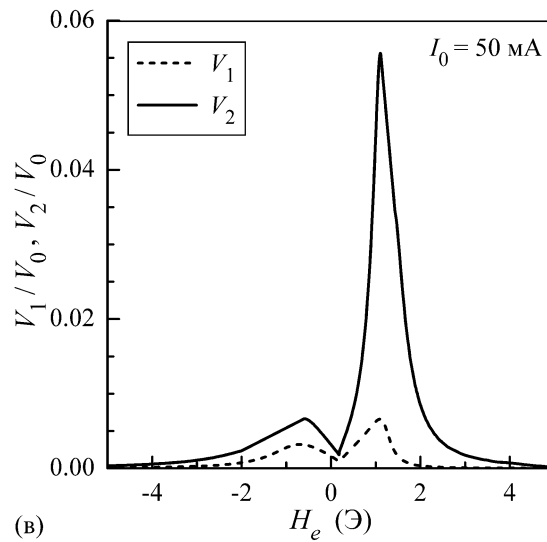
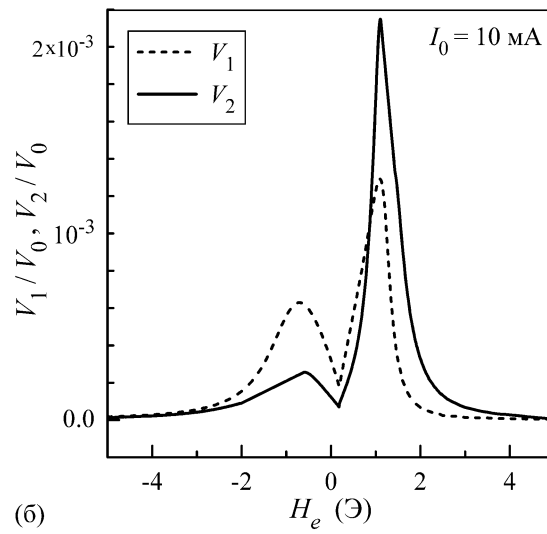
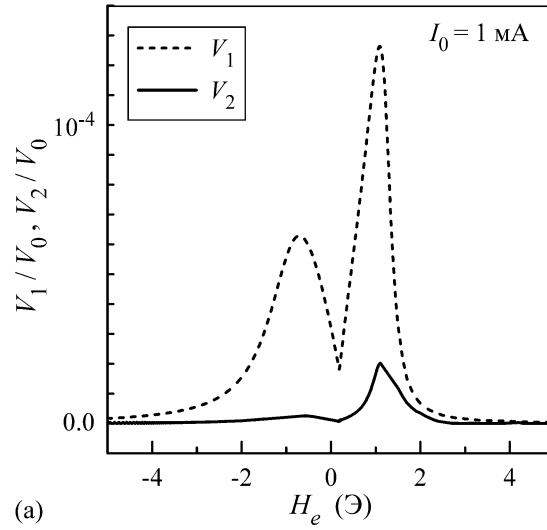


Рис. 3.11. Рассчитанные зависимости амплитуд первой V_1 и второй V_2 гармоник от внешнего поля H_e при различных амплитудах тока I_0 . Параметры, использованные при расчётах: $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $H_b = 0.25$ Э, $\psi = 0.05\pi$, $\varphi = 0.35\pi$, $D = 20$ мкм, $d_1 = 1$ мкм, $d_2 = 0.65$ мкм.

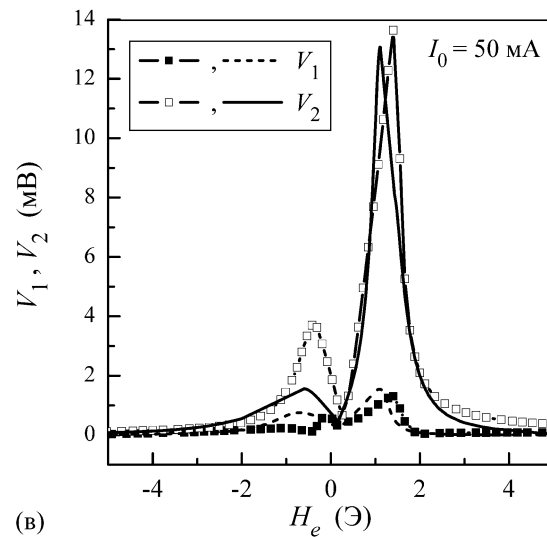
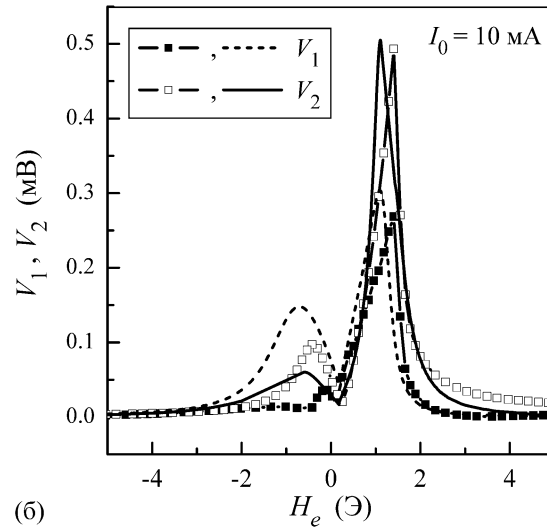
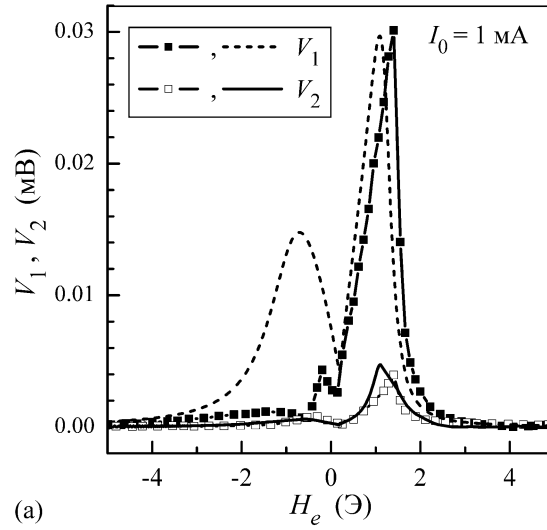


Рис. 3.12. Зависимости амплитуд первой V_1 и второй V_2 гармоник от внешнего поля H_e при различных амплитудах тока I_0 для лент, отожжённых на воздухе. Символы – экспериментальные данные, линии – результаты расчётов. Параметры, использованные при расчётах такие же, как на Рис. 3.11.

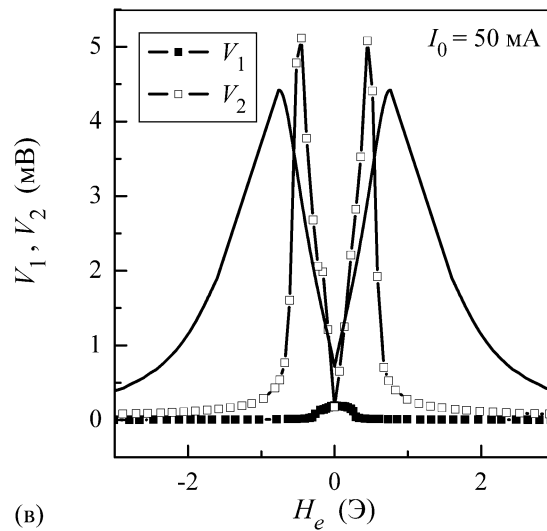
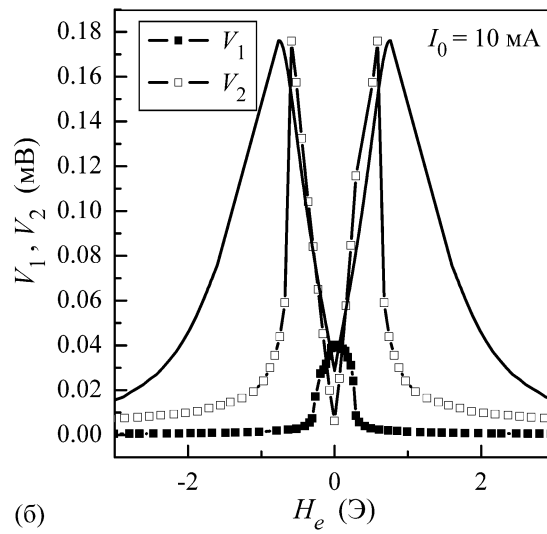
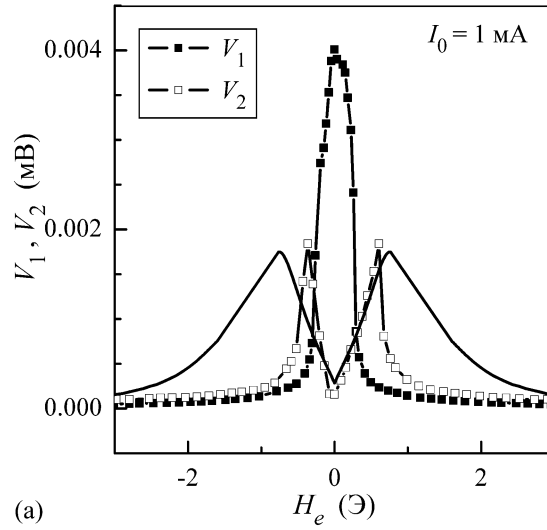


Рис. 3.13. Зависимости амплитуд первой V_1 и второй V_2 гармоник от внешнего поля H_e при различных амплитудах тока I_0 для лент, отожжённых в вакууме. Символы – экспериментальные данные, линии – результаты расчётов V_2 . Параметры, использованные при расчётах: $M = 600$ Гс, $H_a = 0.9$ Э, $\psi = 0.05\pi$, $D = 20$ мкм.

Для исследования влияния поля сдвига H_b на амплитуды гармоник в частотном спектре напряжения в катушке были проведены также измерения для аморфных лент $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$, отожжённых в вакууме в присутствии магнитного поля. При отжиге в вакууме поверхностные кристаллические слои не возникают [287,396]. Измеренные зависимости амплитуд гармоник от внешнего поля для образцов, отожжённых в вакууме, показаны на Рис. 3.13. Амплитуда первой гармоники имеет максимум в нулевом магнитном поле. При этом первая гармоника отлична от нуля только в узком диапазоне малых внешних полей, и её величина на порядок меньше, чем амплитуда первой гармоники в лентах, отожжённых на открытом воздухе. Зависимость амплитуды второй гармоники V_2 от внешнего поля является симметричной и имеет два максимума, и вклад V_2 в напряжение в катушке резко возрастает с увеличением амплитуды тока.

Так как поверхностные кристаллические слои не возникают в лентах, отожжённых в вакууме, при расчётах напряжения в катушке необходимо положить, что $d_1 = d_2 = 0$ и $H_b = 0$. В рамках предложенной модели амплитуда первой гармоники равна нулю. Рассчитанные зависимости амплитуды второй гармоники V_2 от внешнего поля для образцов, отожжённых в вакууме, показаны на Рис. 3.13. Вследствие отсутствия поля сдвига зависимость V_2 от поля является симметричной. Из Рис. 3.13 видно, что результаты расчётов находятся в достаточно хорошем согласии с экспериментально измеренными зависимостями амплитуды второй гармоники.

Возникновение первой гармоники в частном спектре напряжения в катушке для лент, отожжённых в вакууме, связано, по-видимому, с движением доменных границ. Действительно, как видно из Рис. 3.13, величина V_1 отлична от нуля только в области малых полей, где может возникать полосовая доменная структура. При этом, как показано в предыдущем разделе, вклад движения доменных границ в недиагональный импеданс мал, и величина V_1 мала по сравнению с амплитудой первой гармоники в аморфных лентах, отожжённых на воздухе.

Возникновение второй гармоники в частотном спектре напряжения в измерительной катушке исследовалось также для аморфных и композитных проволок [397]. В этих образцах вторая гармоника становится основной в частотном спектре напряжения, когда амплитуда тока превышает некоторое пороговое значение, и нелинейный отклик напряжения связан с перемагничиванием части образца. Пороговая амплитуда тока, при которой возникает перемагничивание, может быть оценена из условия равенства амплитуды переменного поля, создаваемого током, полю анизотропии [397]. В исследованных аморфных лентах механизм, приводящий к появлению второй гармоники в частотном спектре напряжения в катушке, имеет принципиально другую природу. Простые оценки показывают, что амплитуда H_0 поперечного магнитного поля слишком мала для перемагничивания части ленты даже при $I_0 = 50$ мА, когда $H_0 \cong 0.15$ Э. Таким образом, появление второй гармоники в частотном спектре недиагонального магнитоимпеданса связано с различным изменением намагниченности в двух частях ленты под влиянием переменного поперечного магнитного поля.

3.5. Влияние постоянного тока на асимметричный недиагональный магнитоимпеданс аморфных лент

В рамках предложенной в предыдущем разделе квазистационарной модели можно проанализировать также влияние постоянного тока на недиагональный магнитоимпеданс аморфной ленты. Известно, что пропускание постоянного тока приводит к возникновению асимметричного ГМИ в аморфных проволоках на основе кобальта [63,237,239,266,269,281,285]. Возникновение асимметрии в ГМИ связано с взаимодействием между геликоидальной анизотропией и постоянным циркулярным магнитным полем, индуцированным постоянным током, [285]. Для аморфных лент с поверхностными кристаллическими слоями асимметрия в недиагональном магнитоимпедансе обусловлена двумя механизмами: магнитостатическим взаимодействием между двумя фазами и поперечным полем постоянного тока.

Пространственное распределение поперечного магнитного поля, создаваемого постоянным током I_{dc} , определяется соотношением

$$H_{dc}(x) = (2x/D) \times (2\pi I_{dc} / cw). \quad (3.40)$$

Свободная энергия аморфной области ленты описывается выражением (3.37) с добавлением слагаемого $-MH_{dc}\cos\theta$. Ограничимся случаем малых амплитуд переменного тока, когда первая гармоника является основной в частотном спектре напряжения в измерительной катушке, а вкладом второй гармоники можно пренебречь. Можно показать, что в этом случае основной вклад в первую гармонику вносит индуктивная часть. Тогда, учитывая выражение (3.40), после простых преобразований получаем следующее выражение для недиагонального импеданса:

$$Z_c = \frac{V_1}{I_0} = Z_0 \times \left[\int_0^{2\pi} \cos^2(\tau) d\tau \left(\int_0^{v_1} \frac{M_y M_z v dv}{Q_1} - \int_0^{v_2} \frac{M_y M_z v dv}{Q_2} \right) \right], \quad (3.41)$$

где $Z_0 = 8\pi^2 Nfw / c^2$ и

$$\begin{aligned} Q_1 &= (H_a / M) [(M_y^2 - M_z^2) \cos 2\psi + 2M_y M_z \sin 2\psi] \\ &\quad + M_z (H_e - H_b \sin \varphi) + M_y [H_0 v \sin(2\pi ft) + H_{dc} v - H_b \cos \varphi], \\ Q_2 &= (H_a / M) [(M_y^2 - M_z^2) \cos 2\psi + 2M_y M_z \sin 2\psi] \\ &\quad + M_z (H_e - H_b \sin \varphi) - M_y [H_0 v \sin(2\pi ft) + H_{dc} v + H_b \cos \varphi]. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Влияние постоянного тока I_{dc} на зависимость недиагонального импеданса от внешнего поля проиллюстрировано на Рис. 3.14. Для положительных значений I_{dc} асимметрия в недиагональном импедансе возрастает с увеличением постоянного тока (Рис. 3.14(a)). При малых отрицательных значениях I_{dc} асимметрия между максимумом и импеданса уменьшается. При некотором значении постоянного тока I_{cr} значения Z_c в максимумах становятся одинаковыми. С

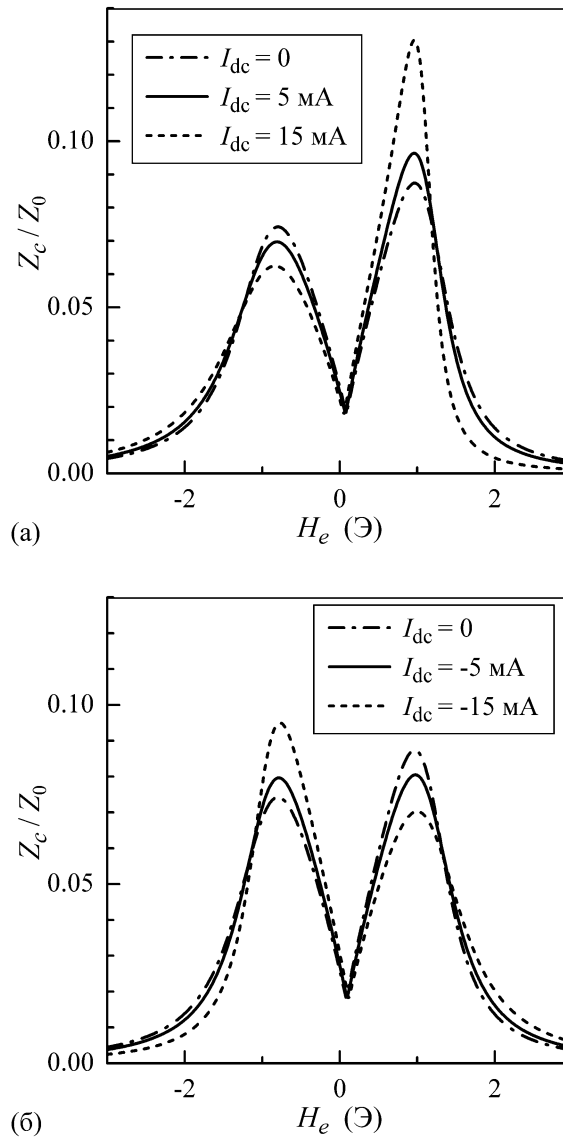


Рис. 3.14. Зависимость недиагонального импеданса Z_c от внешнего поля H_e при положительных (а) и отрицательных (б) значениях постоянного тока I_{dc} . Параметры, использованные при расчётах: $I_0 = 1$ мА, $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $H_b = 0.1$ Э, $\psi = 0.05\pi$, $\varphi = 0.4\pi$, $w = 1$ мм, $D = 20$ мкм, $d_1 = 1$ мкм, $d_2 = 0.6$ мкм.

дальнейшим увеличением модуля I_{dc} максимум недиагонального импеданса при отрицательных полях становится больше, чем максимум при положительных полях (см. Рис. 3.14 (б)). При этом положения максимумов практически не зависят от величины постоянного тока.

На Рис. 3.15 показана зависимость разности между максимумами недиагонального импеданса $\Delta Z_{pp} = Z_+ - Z_-$ (где Z_+ и Z_- – максимумы импеданса при положительных и отрицательных полях, соответственно) при различных значе-

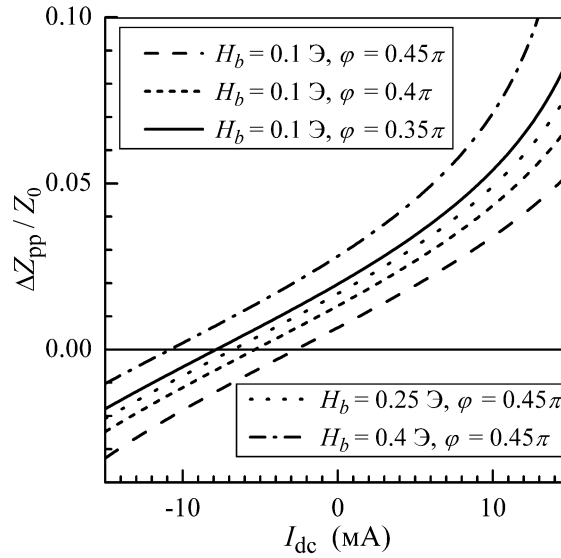


Рис. 3.15. Зависимость величины асимметрии Z_{pp} от постоянного тока I_{dc} при различных H_b и φ . Параметры, использованные при расчётах: $I_0 = 1$ мА, $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $\psi = 0.05\pi$, $w = 1$ мм, $D = 20$ мкм, $d_1 = 1$ мкм, $d_2 = 0.6$ мкм.

ниях H_b и φ . Величина асимметрии ΔZ_{pp} возрастает практически линейно с увеличением постоянного тока. Отклонение от линейной зависимости возникает только при достаточно больших значениях I_{dc} . Из Рис. 3.15 следует также, что наклон рассчитанных кривых не зависит от поля сдвига H_b и угла φ , и эти параметры влияют только на величину асимметрии.

Влияние постоянного тока на недиагональный магнитоимпеданс ленты может быть объяснено следующим образом. При нулевом постоянном токе возникновение асимметрии в зависимости недиагонального импеданса от поля обусловлено поперечной компонентой поля сдвига $-H_b \cos \varphi$. Когда через ленту пропускается постоянный ток, он индуцирует дополнительное поперечное магнитное поле. В зависимости от знака усреднённого по толщине аморфной фазы поперечного магнитного поля $\langle H_{dc} \rangle$ асимметрия в статической намагниченности и, следовательно, в зависимости недиагонального импеданса от поля может уменьшаться или увеличиваться. Усреднённое поперечное постоянное магнитное поле может быть рассчитано при помощи выражения (3.40):

$$\langle H_{dc} \rangle = (2\pi I_{dc} / cwD)(d_2 - d_1). \quad (3.43)$$

Из выражения (3.43) следует, что $\langle H_{dc} \rangle$ отлично от нуля, если поверхностные кристаллические слои имеют разную толщину. Симметрия между максимумами в зависимости недиагонального магнитоимпеданса устанавливается при некотором значении постоянного тока I_{cr} , которое может быть получено из соотношения $\langle H_{dc}(I_{cr}) \rangle = H_b \cos \varphi$. Используя выражение (3.43), после простых преобразований получаем для I_{cr} :

$$I_{cr} = \frac{c\omega D H_b \cos \varphi}{2\pi(d_2 - d_1)}. \quad (3.44)$$

При $I_{dc} < I_{cr}$ максимум при отрицательных значениях поля больше, чем максимум при положительных значениях поля. Следует отметить, что величина тока I_{cr} не слишком велика. Например, для параметров, использованных при расчётах на Рис. 3.15, из выражения (3.44) получаем $I_{cr} \approx -5.35$ мА.

Таким образом, пропускание через ленту относительно небольших постоянных токов существенно изменяет величину недиагонального магнитоимпеданса. При положительных значениях тока асимметрия в зависимости недиагонального импеданса от поля и чувствительность к внешнему полю возрастают, что является перспективным для датчиков магнитного поля.

3.6. Асимметричный гигантский магнитоимпеданс в аморфных проволоках, отожжённых в поле постоянного тока

Асимметричный ГМИ наблюдался также в аморфных проволоках $Co_{68.8}Fe_{4.32}Si_{12.5}B_{15}$ диаметра 115 мкм, отожжённых на воздухе в поле постоянного тока [303]. Хотя структурный анализ этих проволок не проводился, магнитостатические и магнитоимпедансные данные подтверждают, что такой отжиг приводит к кристаллизации поверхностного слоя проволоки. Магнитное поле тока отжига индуцирует циркулярную однонаправленную анизотропию в по-

верхностном слое, и асимметричный ГМИ может быть связан с обменным взаимодействием между поверхностным слоем и аморфной областью. Следует отметить, что конфигурация однонаправленной анизотропии отличается от конфигурации в экспериментах с аморфными лентами, отождѐнными в магнитном поле. В этом разделе представлена модель для анализа асимметричного ГМИ, связанного с обменным взаимодействием, в проволоках на основе кобальта.

Рассмотрим проволоку диаметра D , состоящую из аморфной области и поверхностного кристаллического слоя. Через проволоку (вдоль оси z) пропускается переменный ток $I = I_0 \exp(-i\omega t)$, и постоянное внешнее магнитное поле H_e параллельно току. Отжиг в поле тока приводит к кристаллизации поверхностного слоя, и магнитное поле тока отжига индуцирует циркулярную однонаправленную анизотропию в кристаллическом слое толщиной t_c . Так как кристаллическая фаза является магнитожѐсткой, направление намагниченности совпадает с направлением поля H_u .

Будем пренебрегать доменной структурой проволоки и предположим, что аморфная область имеет геликоидальную анизотропию, и ось анизотропии составляет постоянный угол ψ с азимутальным направлением. Обменное взаимодействие между аморфной и кристаллической фазами приводит к возникновению в аморфной области эффективного поля сдвига H_b , и поле сдвига имеет противоположное направление по отношению к полю H_u . Для упрощения будем полагать, что эффективное поле сдвига постоянно в аморфной области, а проводимость и намагниченность насыщения одинаковы для аморфной и кристаллической фаз.

Учитывая, что поля зависят только от радиальной координаты ρ , внутри аморфной области ($\rho < D/2 - t_c$) уравнения Максвелла могут быть сведены к двум связанным уравнениям (2.7) для компонент магнитного поля. Ограничим наше рассмотрение случаем высоких частот, когда толщина скин-слоя в аморфной области намного меньше радиуса проволоки. В этом случае распределение полей может быть представлено в следующем виде [6,62]:

$$\begin{aligned}
h_{\varphi}^{(1)}(\rho) &= A_1 \cos \theta \exp\{\lambda_1(\rho - d/2)\} + A_2 \sin \theta \exp\{\lambda_2(\rho - d/2)\}, \\
h_z^{(1)}(\rho) &= A_1 \sin \theta \exp\{\lambda_1(\rho - d/2)\} - A_2 \cos \theta \exp\{\lambda_2(\rho - d/2)\}, \\
e_z^{(1)}(\rho) &= (c/4\pi\sigma)[A_1 \lambda_1 \cos \theta \exp\{\lambda_1(\rho - d/2)\} + A_2 \lambda_2 \sin \theta \exp\{\lambda_2(\rho - d/2)\}], \\
e_{\varphi}^{(1)}(\rho) &= -(c/4\pi\sigma)[A_1 \lambda_1 \sin \theta \exp\{\lambda_1(\rho - d/2)\} - A_2 \lambda_2 \cos \theta \exp\{\lambda_2(\rho - d/2)\}].
\end{aligned} \tag{3.45}$$

Здесь A_1 и A_2 – постоянные, θ – равновесный угол намагниченности по отношению к азимутальному направлению, $d = D - 2t_c$ – диаметр аморфной области, $\lambda_1 = (1 - i)/\delta$, $\lambda_2 = (1 - i)(\mu_1 + 1)^{1/2}/\delta$ и μ_1 – эффективная магнитная проницаемость аморфной области. Значения угла θ и магнитной проницаемости μ_1 могут быть найдены при помощи выражений (3.19) и (3.18), соответственно, с учётом того, что $\varphi = 0$.

Из выражений (3.45) следует, что высокочастотное приближение справедливо при $\delta/(\mu_1 + 1)^{1/2} \ll d/2$. Отметим, что в случае произвольной частоты решение уравнений (2.7) может быть представлено в виде рядов [62].

Так как поле однонаправленной анизотропии H_u в кристаллическом слое достаточно велико, магнитная проницаемость этого слоя практически не зависит от внешнего поля. Тензор магнитной проницаемости кристаллического слоя $\hat{\mu}_2$ может быть представлен в виде:

$$\begin{aligned}
\hat{\mu}_2 &= \begin{pmatrix} 1 + \mu_a & 0 & i\mu_b \\ 0 & 1 & 0 \\ -i\mu_b & 0 & 1 + \mu_a \end{pmatrix}, \\
\mu_a &= \frac{\gamma 4\pi M (\gamma H_u - i\kappa\omega)}{(\gamma H_u - i\kappa\omega)^2 - \omega^2}, \\
\mu_b &= \frac{\gamma 4\pi M \omega}{(\gamma H_u - i\kappa\omega)^2 - \omega^2}.
\end{aligned} \tag{3.46}$$

С учётом выражения (3.46), общее решение уравнений Максвелла в поверхностном кристаллическом слое ($d/2 < \rho < D/2$) имеет вид

$$\begin{aligned}
h_{\varphi}^{(2)}(\rho) &= B_1 J_1(k_1 \rho) + B_2 Y_1(k_1 \rho), \\
h_z^{(2)}(\rho) &= C_1 J_0(k_2 \rho) + C_2 Y_0(k_2 \rho), \\
e_z^{(2)}(\rho) &= (ck_1 / 4\pi\sigma) [B_1 J_0(k_1 \rho) + B_2 Y_0(k_1 \rho)], \\
e_{\varphi}^{(2)}(\rho) &= (ck_2 / 4\pi\sigma) [C_1 J_1(k_2 \rho) + C_2 Y_1(k_2 \rho)].
\end{aligned} \tag{3.47}$$

Здесь B_1, B_2, C_1 и C_2 – постоянные, $J_j(x)$ и $Y_j(x)$ ($j=0,1$) – функции Бесселя первого и второго рода, соответственно, $k_1 = (1+i)/\delta$, $k_2 = (1+i)\mu_2^{1/2}/\delta$, и эффективная продольная магнитная проницаемость кристаллического слоя μ_2 определяется выражением

$$\mu_2 = \frac{(1 + \mu_a)^2 - \mu_b^2}{1 + \mu_a} = \frac{(\gamma 4\pi M + \gamma H_u - i\kappa\omega)^2 - \omega^2}{(\gamma 4\pi M + \gamma H_u - i\kappa\omega)(\gamma H_u - i\kappa\omega) - \omega^2}. \tag{3.48}$$

Компоненты полей должны удовлетворять условиям непрерывности на границе раздела между аморфной областью и кристаллическим слоем. Кроме того, компоненты магнитного поля на поверхности проволоки определяются условиями возбуждения образца [62,63]. Таким образом, шесть постоянных в выражениях (3.45) и (3.47) могут быть определены из граничных условий. После этого, импеданс проволоки Z может быть найден при помощи обычного соотношения [6,62,63]

$$\begin{aligned}
Z &= \frac{l e_z^{(2)}(D/2)}{I_0} = \frac{4l}{cD} \times \frac{e_z^{(2)}(D/2)}{h_{\varphi}^{(2)}(D/2)} \\
&= \frac{k_1 l}{\pi\sigma D} \times \frac{B_1 J_0(k_1 D/2) + B_2 Y_0(k_1 D/2)}{B_1 J_1(k_1 D/2) + B_2 Y_1(k_1 D/2)},
\end{aligned} \tag{3.49}$$

где l – длина проволоки.

Используя граничные условия, выражение для импеданса проволоки можно представить в следующем виде:

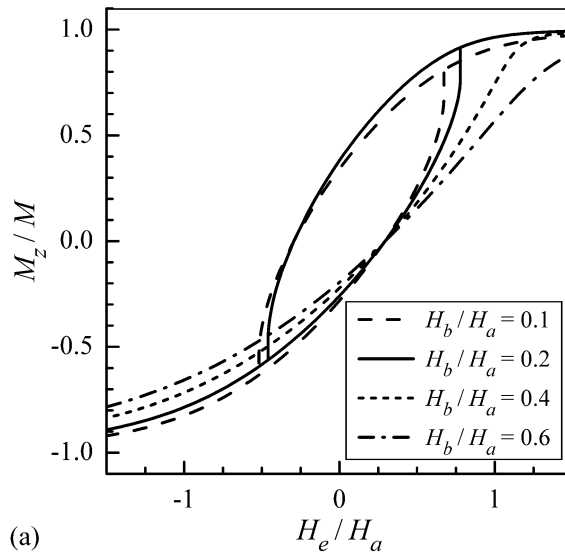
$$\begin{aligned}
Z/R_{\text{dc}} = & (k_1 D/4) \times [F_1 k_1 \{k_2 G_1 + (\lambda_1 \sin^2 \theta + \lambda_2 \cos^2 \theta) G_2\} \\
& + F_2 \{k_2 (\lambda_1 \cos^2 \theta + \lambda_2 \sin^2 \theta) G_1 + \lambda_1 \lambda_2 G_2\}] \\
& \times [F_3 k_1 \{k_2 G_1 + (\lambda_1 \sin^2 \theta + \lambda_2 \cos^2 \theta) G_2\} \\
& + F_4 \{k_2 (\lambda_1 \cos^2 \theta + \lambda_2 \sin^2 \theta) G_1 + \lambda_1 \lambda_2 G_2\}]^{-1},
\end{aligned} \tag{3.50}$$

где $R_{\text{dc}} = 4l/\pi\sigma D^2$ – сопротивление проволоки при постоянном токе и

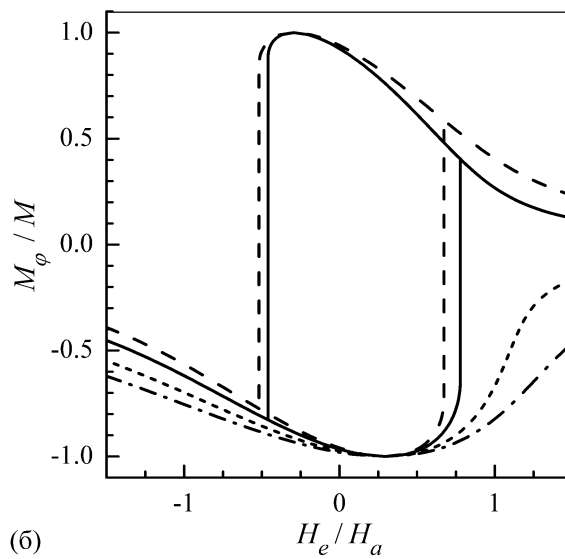
$$\begin{aligned}
F_1 &= J_0(k_1 d/2) Y_0(k_1 D/2) - J_0(k_1 D/2) Y_0(k_1 d/2), \\
F_2 &= J_0(k_1 D/2) Y_1(k_1 d/2) - J_1(k_1 d/2) Y_0(k_1 D/2), \\
F_3 &= J_0(k_1 d/2) Y_1(k_1 D/2) - J_1(k_1 D/2) Y_0(k_1 d/2), \\
F_4 &= J_1(k_1 D/2) Y_1(k_1 d/2) - J_1(k_1 d/2) Y_1(k_1 D/2), \\
G_1 &= J_1(k_2 d/2) Y_0(k_2 D/2) - J_0(k_2 D/2) Y_1(k_2 d/2), \\
G_2 &= J_0(k_2 d/2) Y_0(k_2 D/2) - J_0(k_2 D/2) Y_0(k_2 d/2).
\end{aligned} \tag{3.51}$$

Отметим, что в случае отсутствия поверхностного кристаллического слоя ($t_c=0$ и $d=D$) из (3.51) следует, что $F_1=F_4=G_2=0$ и $F_2=F_3$, и выражение (3.50) совпадает с выражением для импеданса аморфной проволоки, полученным в высокочастотном приближении [62,63].

На Рис. 3.16 показаны кривые намагничивания аморфной области, рассчитанные при помощи уравнения (3.19) для $\varphi=0$ и различных значений поля сдвига H_b . При малых H_b зависимости компонент намагниченности от внешнего поля проявляют асимметричное гистерезисное поведение. Для малых значений внешнего магнитного поля существуют два решения уравнения (3.19) с различными равновесными углами намагниченности. В этом диапазоне магнитных полей в аморфной области может возникать «бамбуковая» доменная структура [24,79]. Кривые намагниченности сдвигаются в направлении положительных значений внешнего поля с увеличением поля сдвига. Отметим, что зависимости компонент намагниченности от поля, представленные на Рис. 3.16, аналогичны рассчитанным ранее для асимметричного ГМИ в аморфной прово-



(a)



(б)

Рис. 3.16. Зависимости продольной $M_z = M \sin \theta$ (а) и циркулярной $M_\varphi = M \cos \theta$ (б) компонент намагниченности от внешнего поля H_e при $\psi = 0.1 \pi$ и различных значениях H_b .

локе, связанного с пропусканием по ней постоянного тока [63,237]. Если поле сдвига H_b превышает пороговое значение $H_a \sin \psi$, зависимости компонент намагниченности от внешнего поля преобразуются в асимметричные негистерезисные кривые [237].

Влияние поля сдвига H_b на зависимость импеданса Z от внешнего поля H_e показано на Рис. 3.17. При расчётах импеданса предполагалось, что при малых внешних полях существует бамбуковая доменная структура, и импеданс усреднялся по доменной структуре. Зависимость импеданса от внешнего магнитного

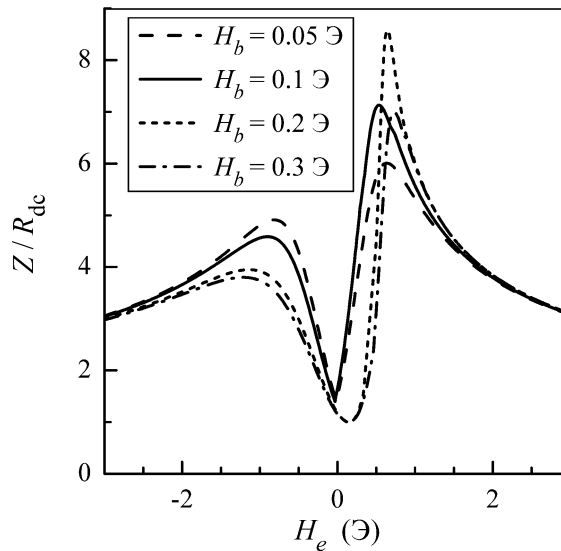


Рис. 3.17. Зависимость импеданса Z от внешнего поля H_e при $f = 500$ кГц и различных значениях H_b . Параметры, использованные при расчётах: $D = 115$ мкм, $t_c = 1$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 0.5$ Э, $\psi = 0.1\pi$, $H_u = 300$ Э, $\sigma = 10^{16}$ с $^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

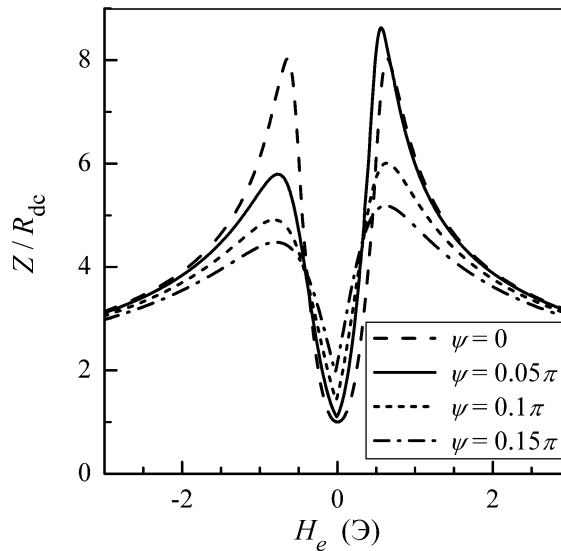


Рис. 3.18. Зависимость импеданса Z от внешнего поля H_e при $f = 500$ кГц и различных значениях угла анизотропии ψ . Параметры, использованные при расчётах: $D = 115$ мкм, $t_c = 1$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 0.5$ Э, $H_b = 0.05$ Э, $H_u = 300$ Э, $\sigma = 10^{16}$ с $^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

поля является асимметричной и имеет два максимума. При малых H_b асимметрия возрастает с увеличением поля сдвига, максимум при отрицательных значениях поля уменьшается, и максимум при положительных значениях поля возрастает. Если поле сдвига H_b превышает $H_a \sin \psi$, доменная структура исчезает, и максимум при положительных значениях поля резко возрастает. С даль-

нейшим увеличением поля сдвига асимметрия между максимумами уменьшается (см. Рис. 3.17).

Зависимость импеданса от поля показана на Рис. 3.18 при различных значениях угла поля анизотропии ψ . Импеданс и асимметрия между максимумами возрастают с уменьшением угла наклона анизотропии. Однако асимметрия исчезает в случае циркулярной анизотропии ($\psi=0$), когда зависимость импеданса Z от поля становится симметричной (см. Рис. 3.18). В этом случае направления поля анизотропии H_a и поля H_b совпадают, и поле сдвига не приводит к возникновению асимметрии в статическом распределении намагниченности. Этот результат совпадает с полученным при исследовании асимметричного ГМИ в поле постоянного тока в аморфных проволоках с циркулярной анизотропией [63]. Следовательно, для возникновения асимметричного ГМИ необходимо существование геликоидальной магнитной анизотропии в аморфной области проволоки.

Рис. 3.19 иллюстрирует влияние толщины кристаллического слоя t_c на частотную зависимость импеданса проволоки. Величина импеданса существенно зависит от толщины кристаллического слоя, и эта зависимость более ярко выражена при высоких частотах. Это связано с тем, что вклад кристаллического слоя в импеданс возрастает с увеличением частоты. В результате для проволок с толстым кристаллическим слоем увеличение импеданса при высоких частотах мало, и асимметрия между пиками уменьшается (см. Рис. 3.19).

Зависимость разности между пиками ΔZ_{pp} от частоты представлена на Рис. 3.20. Фактор асимметрии ΔZ_{pp} возрастает с частотой, достигает максимума и затем убывает. Такая зависимость фактора асимметрии связана с влиянием поверхностного кристаллического слоя. Из Рис. 3.20 следует, что частота, при которой фактор асимметрии имеет максимум, возрастает с уменьшением толщины кристаллического слоя. Аналогичное поведение зависимости ΔZ_{pp} от частоты с максимумом в районе 4 МГц наблюдалось в эксперименте [303].

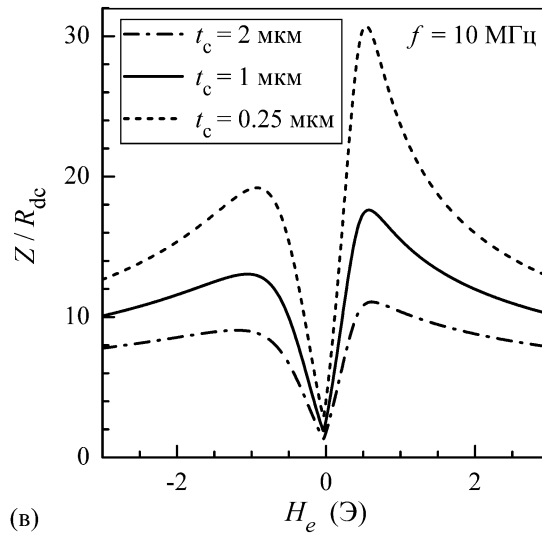
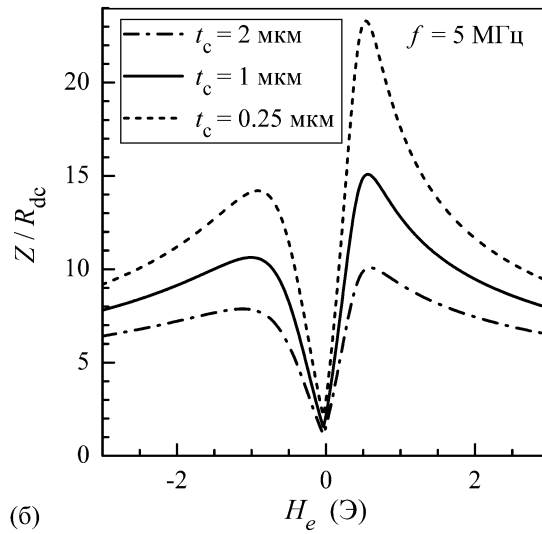
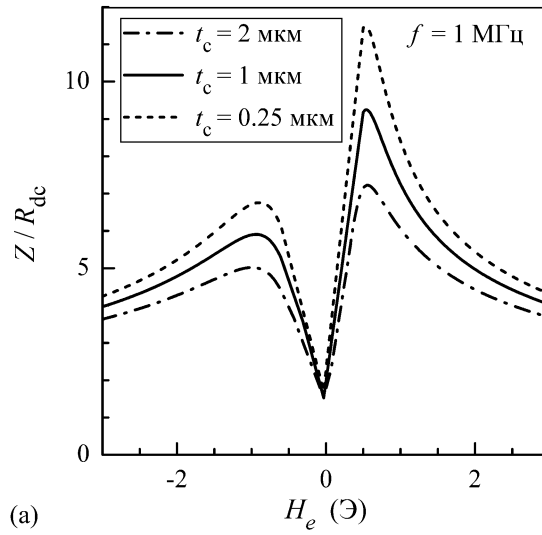


Рис. 3.19. Зависимость импеданса Z от внешнего поля H_e при различных частотах и значениях толщины кристаллического слоя t_c . Параметры, использованные при расчётах: $D = 115$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 0.5$ Э, $H_b = 0.1$ Э, $\psi = 0.1\pi$, $H_u = 300$ Э, $\sigma = 10^{16}$ с $^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

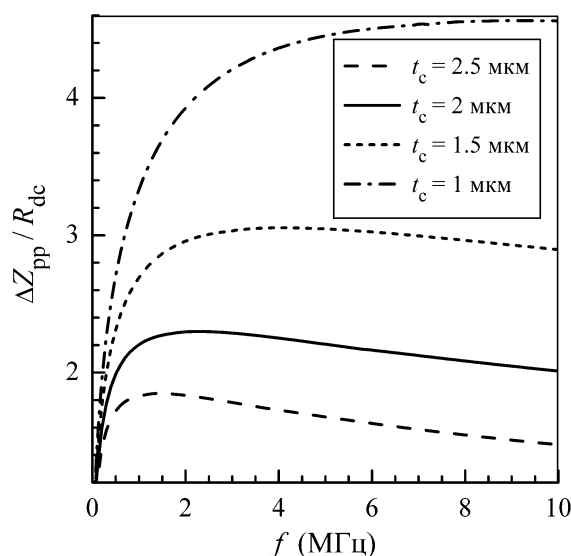


Рис. 3.20. Зависимость фактора асимметрии ΔZ_{pp} от частоты f при различных значениях толщины кристаллического слоя t_c . Параметры, использованные при расчётах: $D = 115$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 0.5$ Э, $H_b = 0.1$ Э, $\psi = 0.1\pi$, $H_u = 300$ Э, $\sigma = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

Следует отметить, что наблюдавшиеся в эксперименте зависимости импеданса от внешнего поля имели два максимума для всех частот в диапазоне от 0.5 до 10 МГц, что существенно отличается от результатов исследования асимметричного ГМИ в аморфных лентах, отожжённых в продольном магнитном поле. В аморфных лентах при низких частотах наблюдалась зависимость импеданса от поля с одним максимумом, что связано с влиянием движения доменных границ на импеданс. По всей видимости, в аморфных проволоках, отожжённых в поле постоянного тока, зависимость импеданса от поля с одним максимумом не возникала [303] вследствие низкой частоты релаксации движения доменных границ. Действительно, частота релаксации обратно пропорциональна статической магнитной восприимчивости, диаметру проволоки и размеру доменов [24]. Простые оценки показывают, что для размера доменов 10 мкм и статической магнитной восприимчивости порядка 10^3 , частота релаксации движения доменных границ меньше 100 кГц. Таким образом, вклад движения доменных границ в магнитную проницаемость несущественен для описания асимметричного ГМИ в толстых аморфных проволоках.

Выше предполагалось, что эффективное поле сдвига H_b имеет противоположное направление по отношению к полю анизотропии H_u в кристаллическом слое, то есть рассматривался случай антиферромагнитного обменного взаимодействия. Такая концепция позволила описать основные особенности зависимостей асимметричного ГМИ от частоты и внешнего магнитного поля в аморфных лентах, отожжённых в продольном магнитном поле. Тем не менее, некоторые экспериментальные данные указывают на существование ферромагнитного обменного взаимодействия в лентах на основе кобальта, отожжённых в присутствии напряжений (поле сдвига H_b имеет тоже направление, что и поле однонаправленной анизотропии H_u) [398]. Такое противоречие отсутствует в условиях эксперимента с отожжёнными аморфными проволоками на основе кобальта, проведённого в работе [303]. Для исследования величины поля сдвига H_b через проволоку пропускался дополнительный постоянный ток. При этом для положительных значений постоянного тока (направление тока совпадало с направлением тока отжига) асимметрия в импедансе уменьшалась. При некотором значении постоянного тока асимметрия исчезала, и при больших величинах постоянного тока максимум импеданса при отрицательных полях становился больше максимума при положительных полях [303]. Этот результат показывает, что поле сдвига имеет противоположное направление по отношению к полю однонаправленной анизотропии, индуцированной током отжига, и взаимодействие между фазами является антиферромагнитным.

Глава 4. Нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в магнитомягких проволоках

4.1. Нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в аморфных проволоках с циркулярной анизотропией

Рассмотрим аморфную проволоку диаметра D , находящуюся во внешнем постоянном поле H_e , параллельном её оси. Будем предполагать, что частота переменного тока $I = I_0 \sin(\omega t)$ не слишком велика, и скин-эффектом можно пренебречь. Максимальную частоту, при которой справедливо такое приближение, можно оценить следующим образом. Произведение удельной проводимости аморфной проволоки на эффективную магнитную проницаемость обычно не превышает 10^{19} с^{-1} [62]. Тогда, при $D \cong 20 \text{ мкм}$ толщина скин-слоя $\delta_m = c / (2\pi\sigma\mu\omega)^{1/2}$ больше радиуса проволоки при частотах меньших 5 МГц. Пренебрегая скин-эффектом, распределение переменного циркулярного магнитного поля H_φ , индуцированного током, внутри проволоки можно представить в следующем виде:

$$H_\varphi(\rho, t) = (2\rho/D)H_0 \sin(\omega t), \quad (4.1)$$

где $H_0 = 4I_0/cD$ – амплитуда переменного поля.

Радиальной компонентой вектора намагниченности можно пренебречь для образцов с длиной существенно превышающих диаметр проволоки. Магнитное поле H_φ вызывает изменение циркулярной компоненты намагниченности и, следовательно, изменение продольной компоненты намагниченности, что в соответствии с законом Фарадея приводит к появлению напряжения V_c в измерительной катушке. При малых амплитудах тока I_0 переменное поле вызывает прецессию вектора намагниченности, и напряжение V_c пропорционально недиагональной компоненте тензора поверхностного импеданса [6,235]. При

больших I_0 происходит перемагничивание части проволоки, и в измерительной катушке индуцируется напряжение бóльшей величины.

Магнитные свойства аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией описываются в рамках модели, предполагающей наличие в проволоке двух областей: центральной области (кора) с продольным направлением лёгкой оси и периферийной области (оболочки) с циркулярной или геликоидальной анизотропией [1,12,24,79,83,102,105,116]. Будем для простоты считать, что размер кора мал, и его вкладом в свободную энергию проволоки можно пренебречь. Такое предположение справедливо, в частности, для микропроволок на основе кобальта в стеклянной оболочке, в которых размер кора по порядку величины равен обменной длине [103,105].

В рамках модели кор–оболочка обычно предполагается, что во внешней области существует «бамбуковая» доменная структура, состоящая из доменов с противоположным знаком циркулярной компоненты намагниченности [83]. Однако, как было показано в работе [92], такая структура является энергетически невыгодной для относительно коротких образцов (длиной порядка нескольких сантиметров) с низким значением константы магнитострикции. Ниже будем полагать, что оболочка проволоки имеет однодоменную структуру.

Так как частота тока относительно мала, процесс перемагничивания проволоки может быть описан в рамках квазистационарной модели Стонера–Вольфарта [315]. Пренебрегая влиянием размагничивающих полей, плотность свободной энергии проволоки U можно представить в виде суммы энергии анизотропии и энергии Зеемана в полях H_e и H_φ :

$$U = (MH_a/2)\sin^2\theta - MH_e\sin\theta - MH_\varphi\cos\theta. \quad (4.2)$$

Минимизация свободной энергии приводит к следующим уравнениям для циркулярной $M_\varphi = M\cos\theta$ и продольной $M_z = M\sin\theta$ компонент намагниченности:

$$(M^2 - M_\varphi^2)[MH_\varphi(\rho, t) + M_\varphi H_a]^2 = M^2 M_\varphi^2 H_e^2, \quad (4.3)$$

$$M_z = \pm(M^2 - M_\varphi^2)^{1/2}, \quad (4.4)$$

где знаки плюс и минус в уравнении (4.4) соответствуют положительным и отрицательным значениям внешнего поля. Вследствие симметрии относительно внешнего магнитного поля, будем в дальнейшем рассматривать только область положительных полей ($H_e > 0$).

При малых амплитудах переменного тока зависимости $M_\varphi(H_\varphi)$ и $M_z(H_\varphi)$ являются обратимыми. Если циркулярное поле H_φ превышает некоторое критическое значение H_{th} , зависимости $M_\varphi(H_\varphi)$ и $M_z(H_\varphi)$ приобретают вид гистерезисных петель со скачками Баркгаузена при $H_\varphi(\rho, t) = \pm H_{th}$, когда циркулярная компонента намагниченности меняет свой знак. Пороговое значение поля H_{th} определяется выражением [315]

$$H_{th} = H_a [1 - (H_e / H_a)^{2/3}]^{3/2}. \quad (4.5)$$

Соответствующее выражение для пороговой амплитуды тока I_{th} имеет вид:

$$I_{th} = (cDH_a / 4) \times [1 - (H_e / H_a)^{2/3}]^{3/2}. \quad (4.6)$$

При малых амплитудах тока характерное время изменения намагниченности равно по порядку величины периоду тока. С другой стороны, характерное время скачков Баркгаузена порядка 10^{-9} с, и их вкладом в амплитуды первых гармоник напряжения можно пренебречь, если $k\omega / 2\pi \ll 10^9$ с $^{-1}$, где k – номер гармоники.

Для напряжения V_c , индуцированного в измерительной катушке с числом витков N , имеем:

$$V_c = -\frac{8\pi^2 N}{c} \int_0^{D/2} \frac{dM_z}{dt} \rho d\rho. \quad (4.7)$$

Используя выражения (4.1), (4.3), (4.4) и (4.7), напряжение в катушке V_c можно представить в следующем виде:

$$V_c = V_{c0} h_0 \cos(\omega t) \int_0^1 \frac{m_\varphi^2 (1 - m_\varphi^2) x^2 dx}{h_e m_\varphi^3 + h_0 x \sin(\omega t) (1 - m_\varphi^2)^{3/2}}, \quad (4.8)$$

где $V_{c0} = 2\pi^2 D^2 NM \omega / c$, $m_\varphi = m_\varphi(\rho, t) = M_\varphi / M$ – решение уравнения (4.3), $x = 2\rho / D$ – безразмерная радиальная координата, $h_e = H_e / H_a$ и $h_0 = H_0 / H_a$. Из выражения (4.8) следует, что напряжение V_c является функцией двух безразмерных параметров: h_0 и h_e .

Зависимости напряжения V_c от времени, рассчитанные при различных значениях I_0 и H_e , показаны на Рис. 4.1. При $H_e < H_a$ поведение зависимости $V_c(t)$ существенно отличается для случаев $I_0 < I_{th}$ и $I_0 > I_{th}$. Функция $V_c(t)$ трансформируется из гладкой и симметричной при малых амплитудах тока в резко асимметричную зависимость при $I_0 > I_{th}$. При $H_e > H_a$ скачки Баркгаузена исчезают, и функция $V_c(t)$ является нечётной и имеет период в два раза меньший, чем период изменения тока.

Частотный спектр напряжения в измерительной катушке может быть найден при помощи Фурье-преобразования выражения (4.8). Рассчитанные зависимости амплитуд первых гармоник напряжения V_k от амплитуды тока I_0 представлены на Рис. 4.2 для фиксированного значения $H_e < H_a$. При $I_0 < I_{th}$ в частотном спектре напряжения в катушке доминирует первая гармоника. Когда амплитуда тока превышает пороговое значение I_{th} , амплитуды нечётных гармоник резко уменьшаются, и вторая гармоника становится основной в частотном спектре. С дальнейшим увеличением амплитуды тока вторая гармоника начинает уменьшаться, и в частотном спектре основной становится четвёртая гармоника (см. Рис. 4.2). Зависимости амплитуд гармоник напряжения от внешнего поля H_e показаны на Рис. 4.3 при фиксированном значении I_0 . При $H_e > H_{th}(I_0)$ амплитуды нечётных гармоник уменьшаются, тогда как амплитуды чётных гармоник продолжают возрастать и достигают максимума при $H_e \cong H_a$.

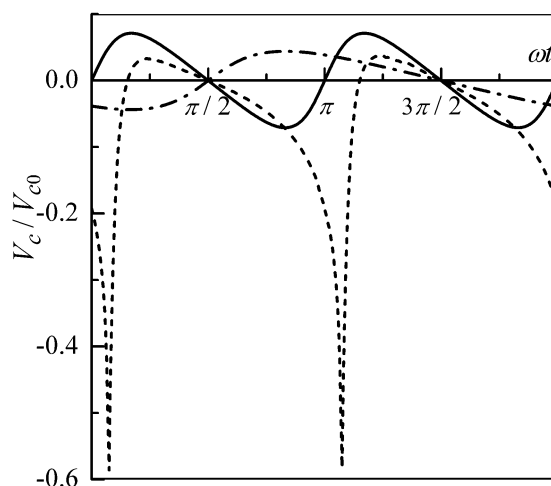


Рис. 4.1. Рассчитанная зависимость напряжения в катушке V_c от времени при различных значениях $h_0 = H_0/H_a$ и $h_e = H_e/H_a$: штрих-пунктирная линия – $h_0 = 0.2$, $h_e = 0.5$; пунктирная линия – $h_0 = 1$, $h_e = 0.5$; сплошная линия – $h_0 = 1$, $h_e = 2$.

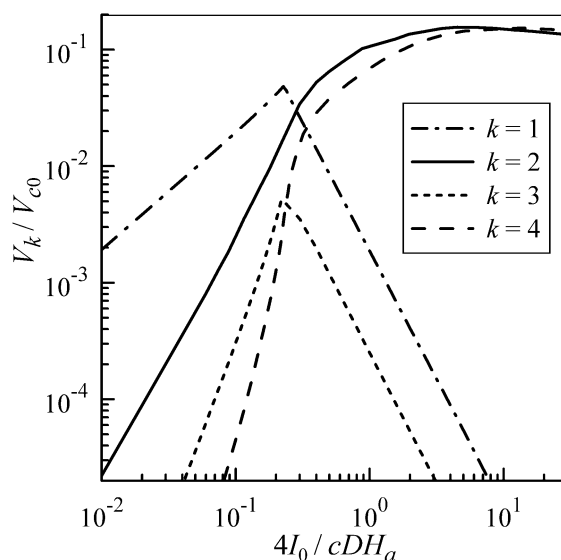


Рис. 4.2. Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник V_k от амплитуды тока I_0 при $H_e/H_a = 0.5$.

Изменение частотного спектра сигнала в катушке с увеличением амплитуды тока может быть качественно объяснено следующим образом. При малых амплитудах тока переменное магнитное поле вызывает слабую прецессию вектора намагниченности в проволоке. Этот случай соответствует режиму линейного недиагонального импеданса [6,62,235], и основной в частотном спектре сигнала является первая гармоника. Если амплитуда тока превышает пороговое

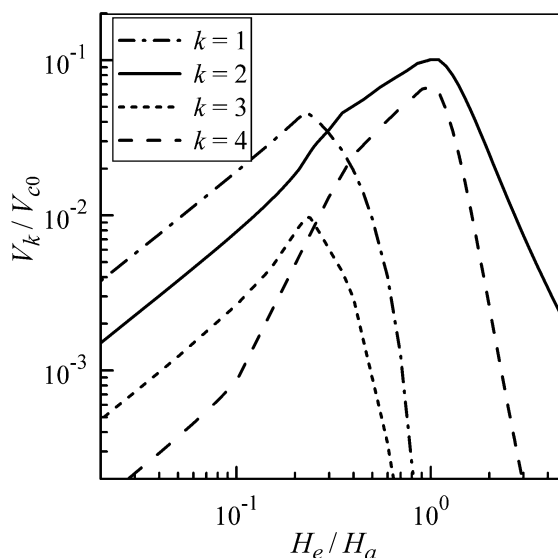


Рис. 4.3. Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник V_k от внешнего поля H_e при $4I_0 / cDH_a = 0.5$.

значение I_{th} , происходит перемагничивание части аморфной проволоки. В этом случае циркулярная компонента намагниченности дважды изменяет знак в течение периода изменения тока, что приводит к тому, что в частотном спектре напряжения в катушке основной становится вторая гармоника.

Экспериментальные исследования нелинейного недиагонального магнетимпеданса в магнитомягких аморфных проволоках были проведены в Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН. Измерения проводились для двух типов образцов. Первым типом образцов являлись аморфные микропроволоки в стеклянной оболочке состава $Co_{68,15}Fe_{4,35}Si_{12,5}B_{15}$. Диаметр аморфной части составлял 14 мкм, а толщина стеклянной оболочки равнялась 4.5 мкм. Микропроволоки имели малую отрицательную константу магнетострикции (порядка -10^{-7}), и намагниченность насыщения образцов составляла примерно 800 Гс [105]. Для измерений использовались образцы длиной от 0.5 до 2 см.

В экспериментах через микропроволоку пропускался переменный ток, амплитуда которого достигала 40 мА, а частота тока варьировалась в диапазоне от 5 кГц до 1 МГц. Вокруг исследованного образца наматывалась измерительная катушка с числом витков от 30 до 100. Величина продольного постоянного

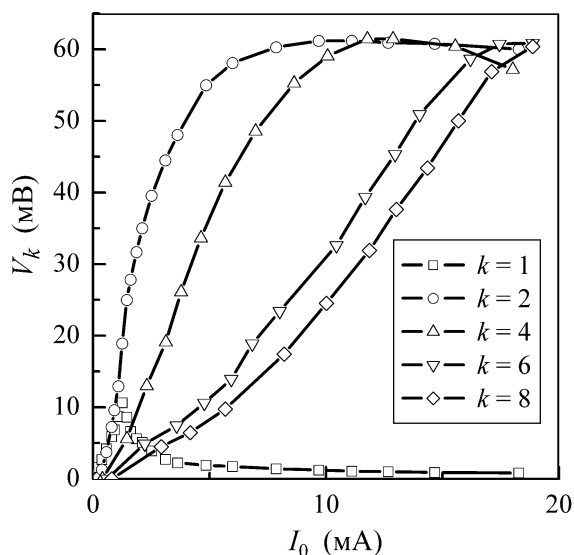


Рис. 4.4. Измеренные для аморфной микропровода $\text{Co}_{68,15}\text{Fe}_{4,35}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ в стеклянной оболочке зависимости амплитуд гармоник V_k от амплитуды тока I_0 при $H_e = 0.3$ Э и $f = 500$ кГц. Длина проволоки 1 см, число витков в катушке $N = 40$.

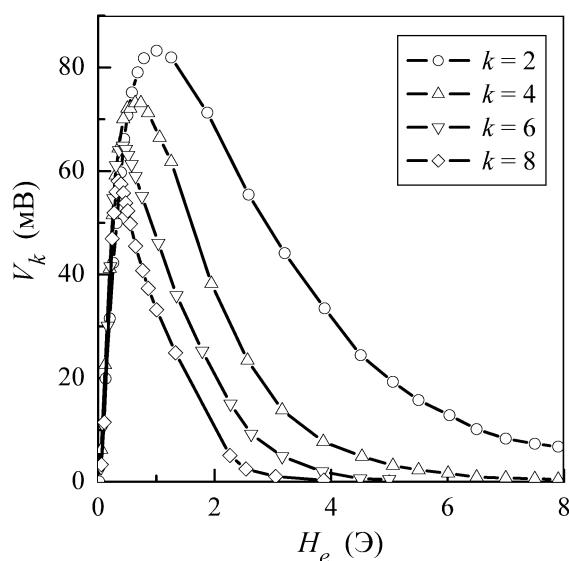


Рис. 4.5. Измеренные для аморфной микропровода $\text{Co}_{68,15}\text{Fe}_{4,35}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ в стеклянной оболочке зависимости амплитуд гармоник V_k от внешнего поля H_e при $I_0 = 10$ мА и $f = 500$ кГц. Длина проволоки 1 см, число витков в катушке $N = 40$.

магнитного поля изменялась в диапазоне от -10 до 10 Э. Амплитуды гармоник напряжения в измерительной катушке измерялись при помощи анализатора спектра HP4395A.

Измеренные зависимости амплитуд гармоник напряжения от амплитуды тока при фиксированном значении $H_e = 0.3$ Э показаны на Рис. 4.4. Первая гар-

моника доминировала при малых значениях амплитуды тока I_0 . При $I_0 > I_{th}(H_e)$ величина V_1 резко падала, и основной становится вторая гармоника. Амплитуда второй гармоники достигала максимума при $I_0 \cong 9$ мА, что соответствует $H_0 \cong 2.6$ Э. Как видно из Рис. 4.4, все измеренные амплитуды чётных гармоник резко возрастали при $I_0 > I_{th}$, и их значения становились близкими к амплитуде второй гармоники при достаточно высоких I_0 . Измеренные зависимости амплитуд чётных гармоник от величины внешнего магнитного поля при фиксированной амплитуде тока показаны на Рис. 4.5. Амплитуды чётных гармоник возрастали с увеличением внешнего поля, достигали максимума и затем уменьшались. Величина внешнего магнитного поля, при котором амплитуда гармоники достигала максимума, уменьшалась с увеличением номера гармоники и существенно зависела от амплитуды тока. Из Рис. 4.5 следует, что амплитуды чётных гармоник имели высокую чувствительность к внешнему магнитному полю порядка 100 мВ/Э.

Полученные экспериментальные данные находятся в хорошем качественном согласии с результатами расчётов. Сравнение измеренных и рассчитанных зависимостей амплитуды второй гармоники V_2 от амплитуды тока и величины внешнего магнитного поля показаны на Рис. 4.6 и Рис. 4.7, соответственно. Рассчитанная величина V_2 очень чувствительна к значениям намагниченности насыщения M и поля анизотропии H_a . Наилучшее согласие результатов расчёта с экспериментальными данными было получено при $M = 810$ Гс и $H_a = 0.55$ Э, что является разумными значениями намагниченности насыщения и поля анизотропии для исследованных микропроволок. Таким образом, предложенная модель позволяет описать основные особенности спектра напряжения в катушке, намотанной на аморфную микропроволоку в стеклянной оболочке.

Вторым типом исследованных образцов являлись аморфные проволоки состава $Co_{68}Cr_3Fe_2Si_{15}B_{12}$, полученные методом вытягивания из расплава [399, 400]. Диаметр образцов составлял 40 мкм. Намагниченность насыщения прово-

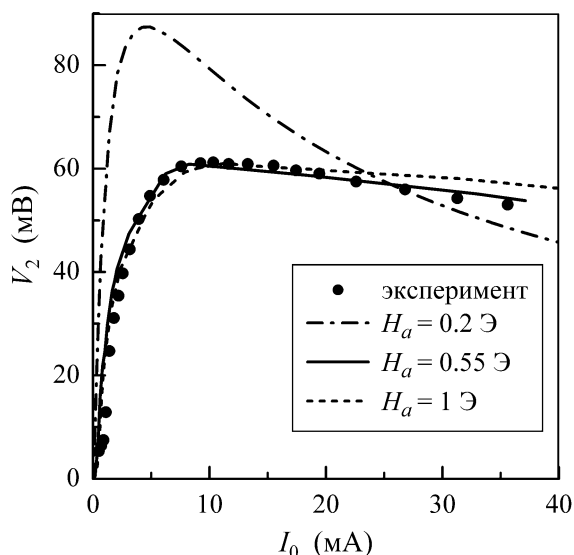


Рис. 4.6. Сравнение рассчитанной и измеренной зависимости амплитуды второй гармоники V_2 от амплитуды тока I_0 при $H_e = 0.3$ Э и $f = 500$ кГц. Результаты расчётов приведены для намагниченности насыщения $M = 810$ Гс.

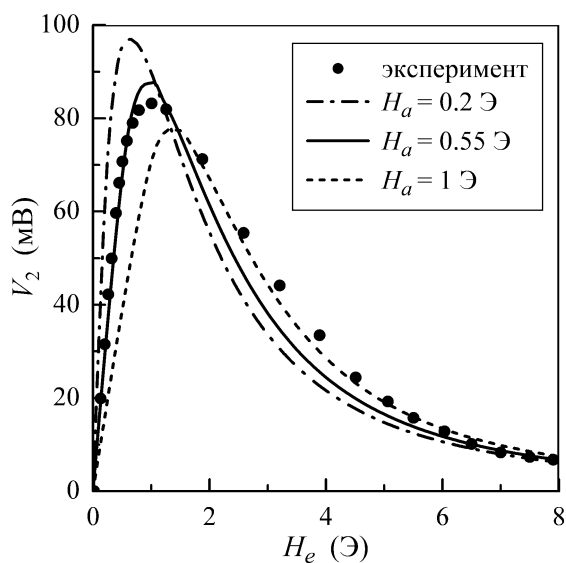


Рис. 4.7. Сравнение рассчитанной и измеренной зависимости амплитуды второй гармоники V_2 от внешнего поля H_e при $I_0 = 10$ мА и $f = 500$ кГц. Результаты расчётов приведены для намагниченности насыщения $M = 810$ Гс.

лок составляла порядка 600 Гс, и поле анизотропии не превышало 0.2 Э. При исследовании нелинейного недиагонального импеданса через проволоку пропускался переменный ток, амплитуда которого изменялась от 0.1 до 150 мА, а частота – от 5 до 500 кГц. Вокруг исследуемого образца наматывалась измерительная катушка, имевшая 40 витков.

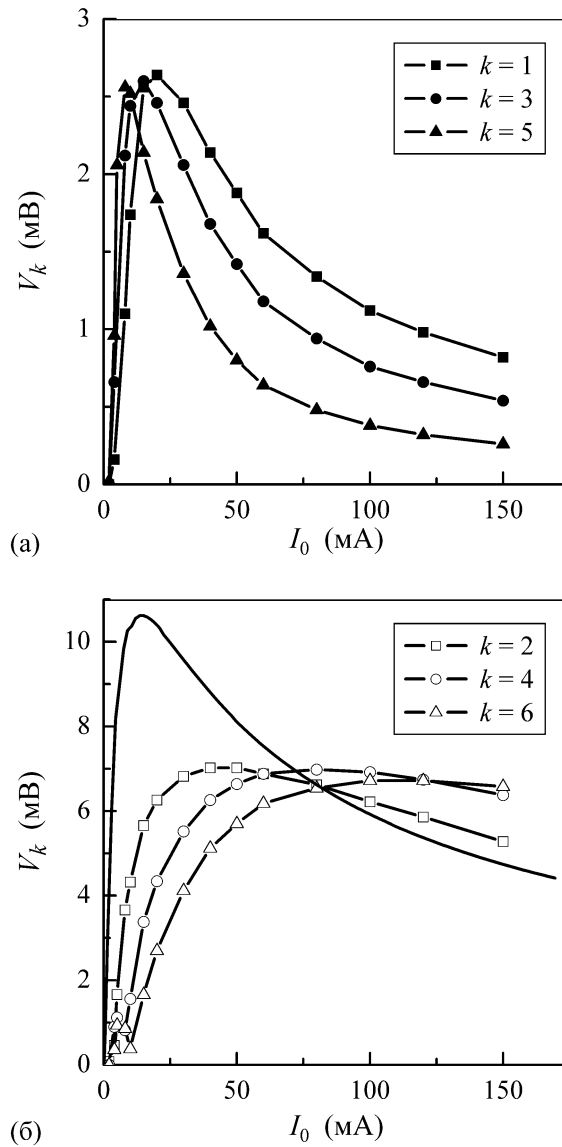


Рис. 4.8. Измеренные для аморфной проволоки $\text{Co}_{68}\text{Cr}_3\text{Fe}_2\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ зависимости амплитуд нечётных (а) и чётных гармоник (б) от амплитуды тока I_0 при $H_e = 0.3$ Э и $f = 100$ кГц. Сплошная линия – расчёт зависимости амплитуды второй гармоники V_2 от амплитуды тока I_0 при $M = 600$ Гс и $H_a = 0.15$ Э.

Измеренные зависимости амплитуд гармоник напряжения от I_0 при фиксированном H_e показаны на Рис. 4.8. Полученные зависимости аналогичны измеренным для аморфных проволок в стеклянной оболочке, но первая гармоника доминировала в частотном спектре напряжения до более высоких значений амплитуды переменного тока. Это обстоятельство связано с тем, что проволоки $\text{Co}_{68}\text{Cr}_3\text{Fe}_2\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ имеют больший диаметр, и, следовательно, для перемагничивания части образца необходимы более высокие значения амплитуды тока. На

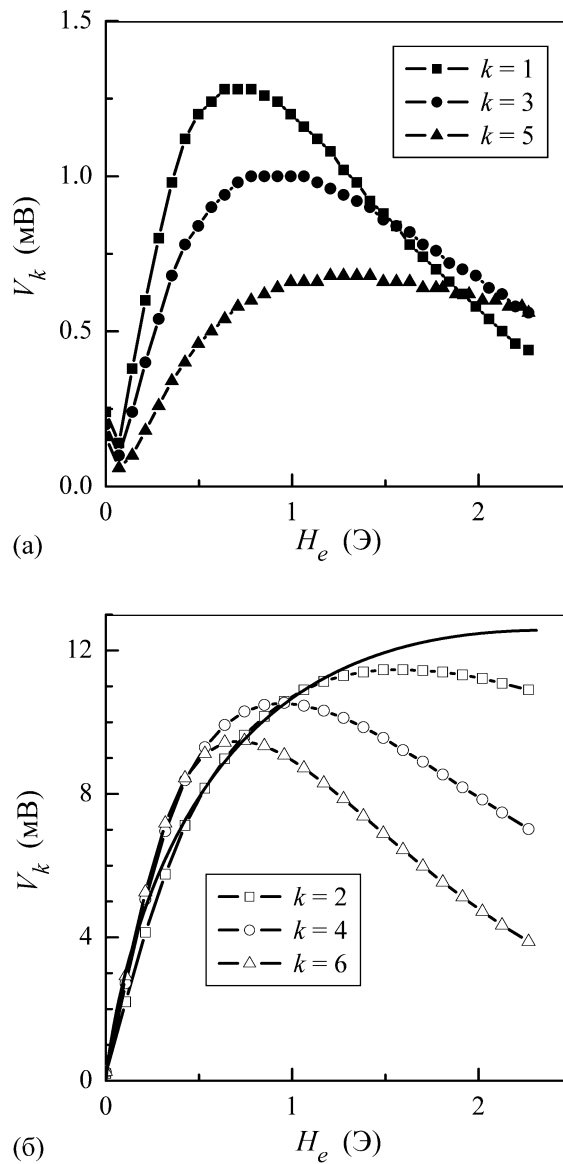


Рис. 4.9. Измеренные для аморфной проволоки $\text{Co}_{68}\text{Cr}_3\text{Fe}_2\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ зависимости амплитуд нечётных (а) и чётных гармоник (б) от внешнего поля H_e при $I_0 = 30$ мА и $f = 100$ кГц. Сплошная линия – расчёт зависимости амплитуды второй гармоники V_2 от внешнего поля H_e при $M = 600$ Гс и $H_a = 0.15$ Э.

Рис. 4.8 (б) показаны результаты расчётов зависимости амплитуды второй гармоники V_2 от I_0 при $M = 600$ Гс и $H_a = 0.15$ Э. Из Рис. 4.8 (б) видно, что результаты расчётов качественно верно описывают результаты измерений, но при этом имеется довольно сильное количественное расхождение.

Измеренные для аморфной проволоки $\text{Co}_{68}\text{Cr}_3\text{Fe}_2\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ зависимости амплитуд гармоник напряжения от внешнего поля при $I_0 = 30$ мА показаны на Рис. 4.9. Амплитуды нечётных гармоник обращались в нуль при $H_e \cong 0.15$ Э.

Следует отметить, что подобная асимметрия наблюдалась в ГМИ для различных аморфных проволок, полученных методом вытягивания из расплава [212, 401]. Возникновение асимметрии, по-видимому, связано с дисперсией геликоидальной анизотропии в поверхностной области проволоки [56]. Напротив, зависимости амплитуд чётных гармоник от внешнего поля симметричны по отношению к знаку поля и равны нулю в отсутствие внешнего поля. Амплитуды чётных гармоник имеют существенно более высокую чувствительность к магнитному полю порядка 20 мВ/Э (см. Рис. 4.9(б)).

Результаты расчётов зависимости амплитуды второй гармоники от H_e показаны на Рис. 4.9(б). Рассчитанная зависимость удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными в области малых полей. Однако при $H_e > 0.15$ Э результаты расчётов предсказывают более высокие значения амплитуды второй гармоники по сравнению с результатами эксперимента. Эти расхождения могут быть связаны с неоднородностью проволоки. Кроме того, в предложенной модели не было учтено влияние продольно намагниченного кора на процесс перемагничивания, которое может быть существенно для относительно толстых проволок, полученных вытягиванием из расплава.

Таким образом, предложенная модель позволяет объяснить основные особенности нелинейного отклика напряжения в измерительной катушке, наблюдавшиеся в экспериментах. Рассмотренный эффект нелинейного недиагонального магнитоимпеданса является перспективным для разработки датчиков магнитного поля, так как чётные гармоники имеют высокую чувствительность к внешнему магнитному полю. Кроме того, нелинейный недиагональный импеданс слабо зависит от деталей магнитной структуры аморфных проволок, и наблюдавшиеся в экспериментах зависимости амплитуд чётных гармоник не проявляют гистерезиса по отношению к внешнему полю.

4.2. Влияние геликоидальной анизотропии на нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в аморфных проволоках

В общем случае поверхностная область аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией имеет геликоидальную анизотропию вследствие влияния напряжений, возникающих в образце в процессе изготовления [83]. В настоящем разделе рассмотрен нелинейный отклик напряжения в катушке, намотанной на аморфную проволоку с геликоидальной анизотропией.

Будем считать, что ось анизотропии составляет постоянный угол ψ с азимутальным направлением во всём образце. Плотность свободной энергии проволоки U может быть представлена в виде

$$U = (MH_a / 2) \sin^2(\theta - \psi) - MH_e \sin \theta - MH_\varphi \cos \theta. \quad (4.9)$$

Минимизируя свободную энергию, для компонент намагниченности получаем:

$$\begin{aligned} & (M^2 - M_\varphi^2) [MH_\varphi + M_\varphi H_a \cos 2\psi]^2 \\ & = [MM_\varphi H_e + (2M_\varphi^2 - M^2)(H_a / 2) \sin 2\psi]^2, \\ & M_z^2 = M^2 - M_\varphi^2. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Используя (4.7) и (4.10), напряжение в катушке V_c можно представить в виде, аналогичном выражению (4.8):

$$V_c = V_{c0} h_0 \cos(\omega t) \int_0^1 \frac{m_\varphi m_z x^2 dx}{(m_\varphi^2 - m_z^2) \cos 2\psi + 2m_\varphi m_z \sin 2\psi + h_e m_z + h_0 x \sin(\omega t) m_\varphi}. \quad (4.11)$$

Вклад высших гармоник в частотный спектр напряжения становится существенным, когда происходит перемагничивание части проволоки под действием поля тока. Перемагничивание начинается на поверхности проволоки, где поле H_φ максимально. Если поле H_φ достигает некоторого критического значения H_φ^* , циркулярная компонента намагниченности меняет знак. На плос-

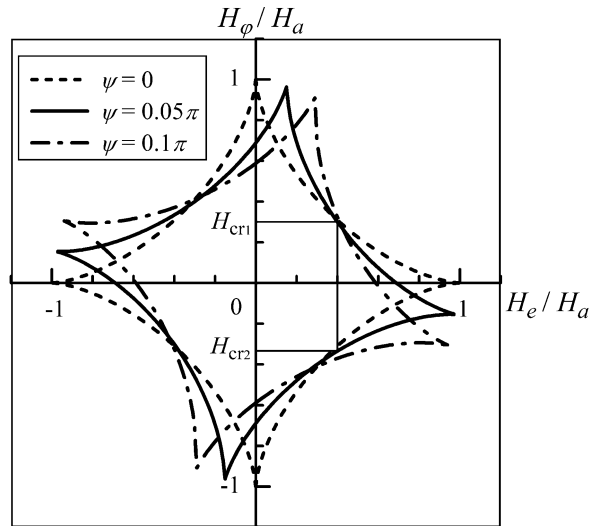


Рис. 4.10. Критическая астроида при различных значениях угла оси анизотропии ψ .

кости H_e-H_φ кривая $H_\varphi^*(H_e)$ представляет собой астроиду [315], которая описывается уравнением

$$(H_e \sin \psi + H_\varphi^* \cos \psi)^{2/3} + (H_e \cos \psi - H_\varphi^* \sin \psi)^{2/3} = H_a^{2/3}. \quad (4.12)$$

При фиксированном значении внешнего магнитного поля $|H_e| < H_a \cos \psi$ уравнение (4.12) имеет два решения: H_{cr1} и H_{cr2} (см. Рис. 4.10). Перемагничивание части проволоки происходит, если амплитуда циркулярного поля H_0 превышает величину H_{th} , которая равна максимальному по модулю решению уравнения (4.12). При $H_0 > H_{th}$ циркулярная компонента намагниченности вблизи поверхности проволоки дважды изменяет знак в течение периода изменения тока, что приводит к тому, что в частотном спектре напряжения в катушке основными становятся чётные гармоники.

Изменение частотного спектра напряжения в катушке с увеличением амплитуды тока показано на Рис. 4.11, на котором представлены рассчитанные зависимости амплитуд гармоник напряжения V_k от внешнего магнитного поля H_e . При относительно небольших амплитудах тока в области малых внешних полей в частотном спектре напряжения доминирует первая гармоника. Когда внешнее поле превышает пороговое значение, начинается процесс перемагничивания

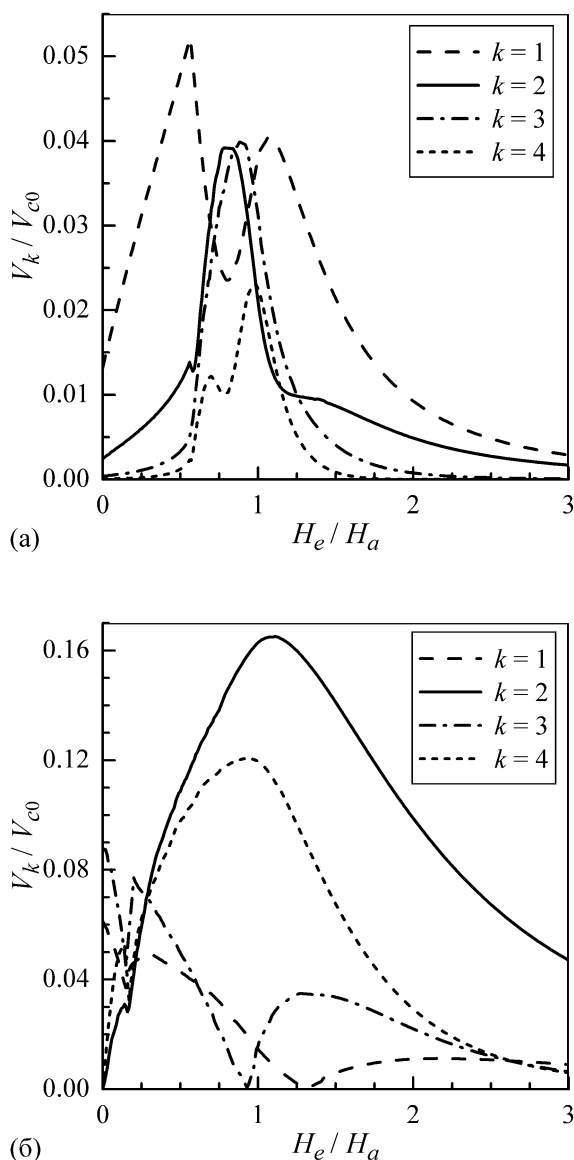


Рис. 4.11. Зависимости амплитуд гармоник V_k от внешнего поля H_e при $\psi=0.05\pi$ и различных значениях амплитуды тока I_0 : $4I_0/cDH_a=0.25$ (а) и $4I_0/cDH_a=1.5$ (б).

провода в области $x > x_{th}$, где $x_{th} = H_{th}/H_0$. В результате амплитуда первой гармоники уменьшается, а амплитуды высших гармоник возрастают (Рис. 4.11 (а)). При больших амплитудах тока ($H_0 > H_a$) нечётные гармоники максимальны в нулевом внешнем поле, а чётные гармоники возрастают с увеличением поля и имеют большие амплитуды по сравнению с нечётными гармониками (Рис. 4.11 (б)). Отметим, что, в отличие от проволоки с циркулярной анизотропией ($\psi=0$), нечётные гармоники присутствуют в частотном спектре напряжения и при больших амплитудах переменного тока (при $H_0 > H_a$).

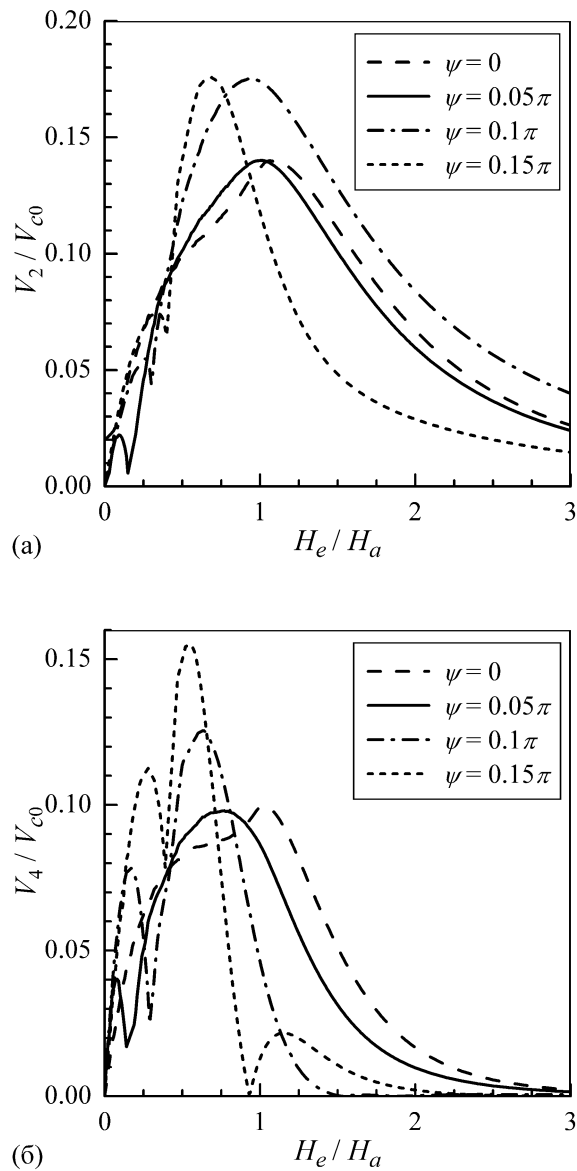


Рис. 4.12. Зависимости амплитуд второй (а) и четвёртой (б) гармоник от внешнего поля H_e при $4I_0/cDH_a = 1$ и различных значениях ψ .

Влияние угла отклонения оси анизотропии от азимутального направления на зависимости амплитуд второй и четвёртой гармоник от внешнего поля проиллюстрировано на Рис. 4.12. Амплитуды гармоник возрастают с увеличением угла оси анизотропии, а значение внешнего поля, при котором амплитуды гармоник достигают своего максимального значения, уменьшается с возрастанием ψ . Рассчитанные зависимости чётных гармоник от ψ принципиально отличаются от поведения первой гармоники при малых I_0 , которая максимальна при циркулярной анизотропии и уменьшается с ростом угла отклонения оси анизотропии от азимутального направления [63].

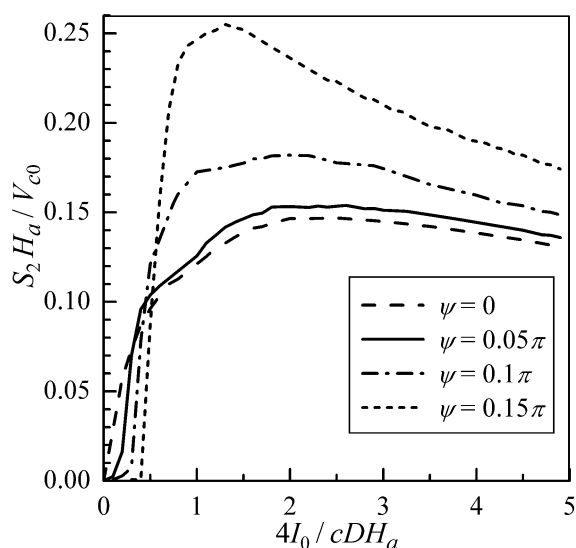


Рис. 4.13. Зависимости чувствительности второй гармоники S_2 от амплитуды переменного тока I_0 при различных значениях ψ .

Следует отметить, что увеличение амплитуды тока может привести к перегреву проволоки и потере её магнитомягких свойств. В связи с этим, целесообразно определить оптимальную амплитуду тока, при которой нелинейный отклик напряжения является максимальным. Зависимость чувствительности второй гармоники S_2 от амплитуды тока I_0 показана на Рис. 4.13 при различных значениях угла оси анизотропии. Величина S_2 оценивалась следующим образом:

$$S_2 = \frac{V_2(H_p) - V_2(0)}{H_p}, \quad (4.13)$$

где H_p – значение внешнего поля, при котором амплитуда второй гармоники достигает своего максимального значения.

Как видно из Рис. 4.13, чувствительность второй гармоники резко возрастает при малых амплитудах тока, достигает максимума и затем медленно спадает. Оптимальная чувствительность достигается при $4I_0/cDH_a \cong 1.5 \div 2$, и дальнейшее увеличение амплитуды тока нецелесообразно. Оценим чувствительность второй гармоники при частоте 500 кГц. Полагая для оценок $D=30$ мкм, $M=600$ Гс, $H_a=1$ Э, $N=50$ и $\psi=0.1\pi$, получим $S_2 \cong 30$ мВ/Э при $I_0=15$ мА.

В рамках модели полагалось, что вся проволока имеет геликоидальную анизотропию. Внутренние напряжения, возникающие при изготовлении проволоки, приводят к возникновению области с продольной анизотропией в центральной части образца [83]. Однако поверхностная область с геликоидальной анизотропией вносит основной вклад в возникновение напряжения в измерительной катушке, и учёт центральной области не приводит к существенным изменениям в частном спектре нелинейного недиагонального магнитоимпеданса.

В заключение этого раздела обсудим влияние частоты возбуждающего тока на нелинейный недиагональный магнитоимпеданс. Выше предполагалось, что частота возбуждающего тока относительно мала, и циркулярное магнитное поле линейно изменяется по сечению проволоки. В этом частотном диапазоне амплитуды гармоник напряжения в катушке линейно возрастают с частотой тока. Такое приближение позволяет получить значения амплитуд гармоник с точностью до членов порядка $(D/2\delta_m)^2 \ll 1$. В области более высоких частот необходимо учитывать влияние отклонения циркулярного магнитного поля от линейного распределения по радиусу проволоки на процесс перемагничивания. Для описания влияния частоты на отклик напряжения в катушке при сильном скин-эффекте в проволоке рассмотрим следующую модель.

В случае сильного скин-эффекта зависимость циркулярного магнитного поля от радиальной координаты может быть приближённо представлена в виде [46]

$$H_\varphi(\rho) \approx (4I_0 / cDH_a) \exp[(1-i)(D/2\delta_m)(1-x)] = H_0 h_\varphi(x). \quad (4.14)$$

Значение эффективной магнитной проницаемости проволоки с геликоидальной анизотропией может быть определено при помощи выражений (2.9) и (2.3). Напряжение в катушке можно представить в виде:

$$V_c = -i\omega V_{c0} h_0 \exp(-i\omega t) \times \int_0^1 \frac{m_\varphi m_z h_\varphi(x) x dx}{(m_\varphi^2 - m_z^2) \cos 2\psi + 2m_\varphi m_z \sin 2\psi + h_e m_z + H_0 h_\varphi(x) \exp(-i\omega t) m_\varphi}. \quad (4.15)$$

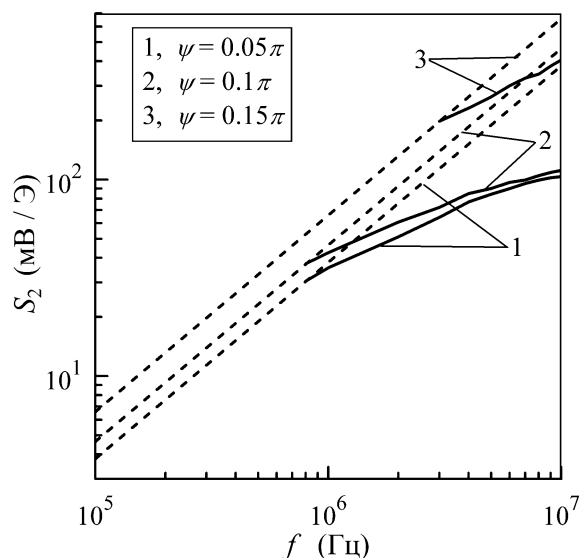


Рис. 4.14. Зависимость чувствительности второй гармоники S_2 от частоты переменного тока f при $4I_0/cDH_a = 1.5$ и различных значениях угла анизотропии ψ . Пунктирные линии – низкочастотное приближение, сплошные линии – высокочастотное приближение. Параметры, использованные при расчётах: $D = 30$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $N = 50$, $\sigma = 10^{16}$ с $^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

Частотный спектр напряжения в катушке может быть рассчитан при помощи выражений (4.14) и (4.15). Изменения в амплитудах гармоник напряжения с частотой и внешним магнитным полем определяются отношением $D/2\delta_m$ и зависимостью эффективной магнитной проницаемости от внешнего поля. Из выражения (4.14) следует, что процесс перемангничивания в поле переменного тока возникает в поверхностной области $x > x_{th}$, где x_{th} определяется соотношением

$$x_{th} = 1 + (2\delta_m / D) \ln(H_{th} / H_0). \quad (4.16)$$

Результаты расчётов показывают, что в случае сильного скин-эффекта в проволоке зависимости амплитуд гармоник напряжения от внешнего поля аналогичны полученным выше для низких частот. Однако очевидно, что скин-эффект изменяет частотную зависимость амплитуд гармоник. На Рис. 4.14 представлена частотная зависимость чувствительности второй гармоники S_2 , рассчитанной при помощи выражения (4.13) для низкочастотного и высокочастотного пределов. При относительно высоких частотах увеличение S_2 с частотой становится более медленным, чем линейный рост, предсказываемый низко-

частотным приближением. Это обстоятельство связано с тем, что процесс перемагничивания происходит только в тонком поверхностном слое.

Следует отметить, что выражение (4.14) для циркулярного переменного магнитного поля является упрощённым. Действительно, даже в линейном режиме при малых амплитудах тока выражение для распределения циркулярного поля имеет более сложный вид [6,63]. Кроме того, для более точного описания нелинейного отклика напряжения при высоких частотах необходимо учитывать возникновение переменного продольного магнитного поля в проволоке [63].

4.3. Нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в композитных проволоках

В этом разделе рассмотрен нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в композитной проволоке, состоящей из высокопроводящей центральной области радиуса r_1 и магнитомягкой оболочки толщины t_m . Будем пренебрегать доменной структурой проволоки и предположим, что оболочка имеет циркулярную анизотропию. В области относительно невысоких частот, когда скин-эффектом можно пренебречь, распределение циркулярного магнитного поля в оболочке может быть представлено в виде:

$$H_\varphi(\rho, t) = (2/c\rho)I_0 \sin(\omega t) \times \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)r_1^2 + \sigma_2\rho^2}{\sigma_1 r_1^2 + \sigma_2 t_m(2r_1 + t_m)}, \quad (4.17)$$

где σ_1 и σ_2 – удельные проводимости центральной области и оболочки.

В рамках квазистационарного приближения зависимости циркулярной и продольной компонент намагниченности в оболочке от радиальной координаты и времени описываются уравнениями (4.3) и (4.4). Следуя процедуре, описанной в Разделе 4.1, для напряжения V_c в измерительной катушке получаем:

$$V_c = V_{c0} h_0 \cos(\omega t) \int_\eta^1 \frac{m_\varphi^2 (1 - m_\varphi^2) F(\sigma_2 / \sigma_1, \eta, x) dx}{h_e m_\varphi^3 + h_0 F(\sigma_2 / \sigma_1, \eta, x) x^{-1} \sin(\omega t) (1 - m_\varphi^2)^{3/2}}. \quad (4.18)$$

Здесь $V_{c0} = 2\pi^2 D^2 NM \omega / c$, $D = 2(r_1 + t_m)$ – диаметр композитной проволоки, $h_0 = 4I_0 / cDH_a$ – безразмерная амплитуда циркулярного поля, $\eta = 2r_1 / D$ и

$$F(\sigma_2 / \sigma_1, \eta, x) = \frac{\eta^2 + (\sigma_2 / \sigma_1)(x^2 - \eta^2)}{\eta^2 + (\sigma_2 / \sigma_1)(1 - \eta^2)}. \quad (4.19)$$

Из выражения (4.18) следует, что напряжение в измерительной катушке является функцией четырёх безразмерных параметров: h_0 , h_e , η и σ_2 / σ_1 .

Зависимости амплитуд гармоник напряжения в измерительной катушке от амплитуды тока, рассчитанные при помощи Фурье-преобразования выражения (4.18), показаны на Рис. 4.15. При малых амплитудах тока в частотном спектре напряжения основной является первая гармоника. Когда амплитуда тока достигает значения I_{th} , определяемого формулой (4.6), оболочка композитной проволоки начинает перемагничиваться, и амплитуды нечётных гармоник уменьшаются. При достижении амплитудой тока критического значения I^* амплитуды нечётных гармоник резко обращаются в нуль (см. Рис. 4.15). Это связано с тем, что перемагничивание происходит во всей оболочке проволоки. Пороговое значение амплитуды I^* определяется из условия

$$H_\varphi(r_1, I^*) = H_a [1 - (H_e / H_a)^{2/3}]^{3/2}. \quad (4.19)$$

Используя соотношения (4.17) и (4.19), для I^* получаем:

$$I^* = (cr_1 H_a / 2) [1 + (\sigma_2 / \sigma_1)(\eta^{-2} - 1)] [1 - (H_e / H_a)^{2/3}]^{3/2} \quad (4.20)$$

Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник напряжения от внешнего магнитного поля показаны на Рис. 4.16 при фиксированном значении амплитуды тока. При превышении внешним полем порогового значения нечётные гармоники в частотном спектре напряжения исчезают, а чётные гармоники достигают максимума при $H_e \cong H_a$. Следует отметить, что скачкообразное исчезновение нечётных гармоник в частотном спектре напряжения в измерительной катушке не возникает в аморфных проволоках с циркулярной анизотропией, так

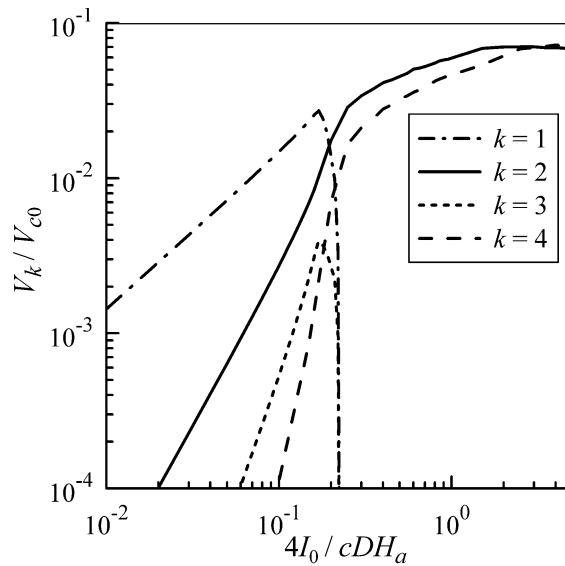


Рис. 4.15. Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник V_k от амплитуды тока I_0 при $H_e/H_a=0.5$, $\eta=0.75$ и $\sigma_2/\sigma_1=0.02$.

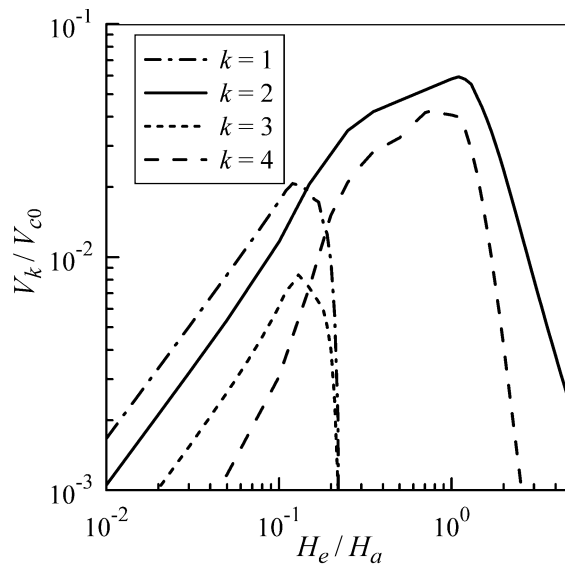


Рис. 4.16. Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник V_k от внешнего поля H_e при $4I_0/cDH_a=0.5$, $\eta=0.75$ и $\sigma_2/\sigma_1=0.02$.

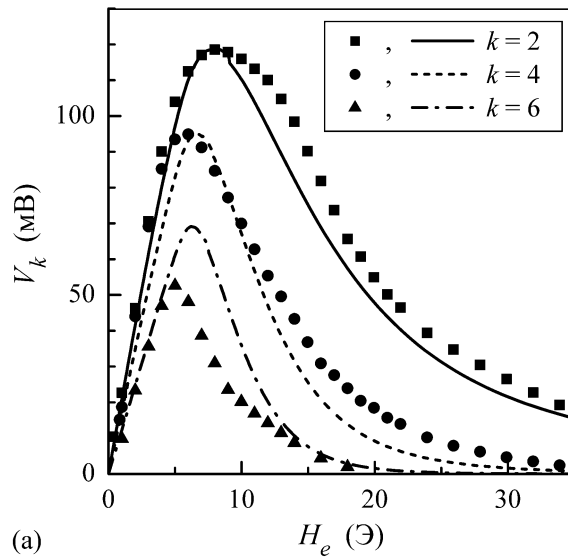
как центральная часть таких проволок не перемагничивается. Отметим также, что рассчитанные частотные спектры напряжения слабо зависят от отношения проводимостей центральной области и оболочки, так как $\sigma_2 \ll \sigma_1$.

Экспериментальные исследования нелинейного недиагонального магнитоимпеданса в композитных проволоках проводились в Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН. Исследованные образцы имели

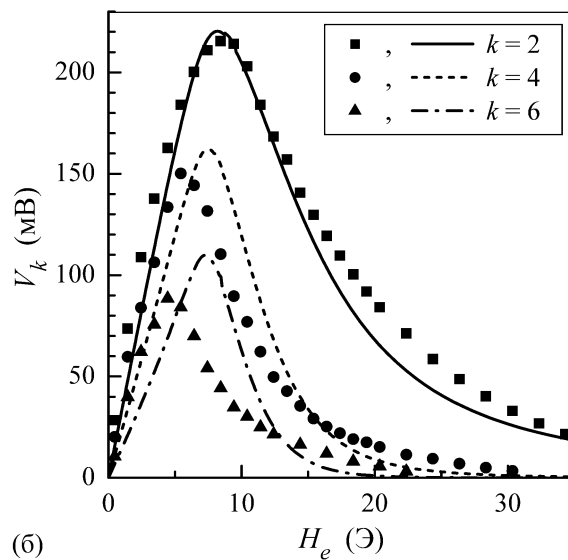
пермаллоевую оболочку и центральную область из меди или ниобия. Проволоки изготовлялись сжатием композитного стержня, его вытягиванием и последующим отжигом [41]. Диаметр центральной области изменялся от 40 до 100 мкм, а толщина пермаллоевой оболочки лежала в интервале $10 \div 25$ мкм. При этом отношение диаметра центральной области к диаметру композитной проволоки для всех образцов составляло примерно $2/3$. Длина исследованных образцов составляла 1 см. Поле анизотропии исследованных проволок лежало в диапазоне $3 \div 9$ Э, а намагниченность насыщения составляла примерно 800 Гс.

Для исследования процесса перемагничивания по композитной проволоке пропускался высокочастотный ток достаточно высокой амплитуды. Амплитуда тока достигала 200 мА, а его частота варьировалась от 0.1 до 1 МГц. Проволока помещалась в постоянное продольное магнитное поле, величина которого изменялась от -50 до 50 Э. На проволоку была намотана измерительная катушка, имевшая 40 витков. Амплитуды гармоник напряжения, возникающего в измерительной катушке, измерялись при помощи анализатора спектра HP4395A.

Результаты экспериментов показали, что при малых амплитудах тока и малых внешних полях в частотном спектре напряжения доминирует первая гармоника. При превышении внешним полем порогового значения, зависящего от I_0 , нечётные гармоники исчезали, и вторая гармоника становилась основной в частотном спектре V_c . Типичные измеренные зависимости амплитуд чётных гармоник V_k от внешнего магнитного поля H_e при достаточно высоких значениях амплитуды тока показаны на Рис. 4.17 для двух различных проволок. Измеренные зависимости амплитуды второй гармоники находятся в удовлетворительном согласии с результатами расчётов при типичных для исследованных композитных проволок значениях поля анизотропии и намагниченности насыщения. Результаты расчётов предсказывают более высокие значения амплитуд четвёртой и шестой гармоник по сравнению с экспериментальными данными, но, тем не менее, как видно из Рис. 4.17, и для этих гармоник наблюдается достаточно хорошее согласие.



(a)



(б)

Рис. 4.17. Зависимости амплитуд чётных гармоник от внешнего поля H_e при $I_0 = 155$ мА и $f = 500$ кГц. (а) Символы – экспериментальные данные для проволоки Cu/NiFe ($r_1 = 25$ мкм, $D = 74$ мкм), линии – результаты расчётов при $H_a = 5.8$ Э, $M = 790$ Гс и $\sigma_2/\sigma_1 = 0.02$. (б) Символы – экспериментальные данные для проволоки Nb/NiFe ($r_1 = 33$ мкм, $D = 100$ мкм), линии – результаты расчётов при $H_a = 7$ Э, $M = 800$ Гс и $\sigma_2/\sigma_1 = 0.17$.

4.4. Влияние движения доменных границ на возникновение второй гармоники в частотном спектре магнитоимпеданса аморфных проволок

При анализе нелинейного отклика напряжения выше предполагалось, что процесс перемагничивания проволоки происходит однородно по всей её длине.

Такое приближение справедливо для однородных и не слишком длинных проволок. В то же время, в поверхностной области аморфных проволок может возникать «бамбуковая» доменная структура [12,21, 24,79,258,261], и в этом случае необходимо учитывать влияние движения доменных границ на процесс перемагничивания. В настоящем разделе рассмотрена модель для анализа влияния движения доменных границ на возникновение второй гармоники в частотном спектре напряжения, снимаемого с аморфной проволоки с геликоидальной анизотропией.

Пренебрежём вкладом в сигнал напряжения от центральной области (кора) с продольной анизотропией и будем считать, что ось анизотропии во всем образце составляет с азимутальным направлением постоянный угол ψ . Предположим также, что проволока разбита на домены равной длины a , в которых циркулярные компоненты намагниченности имеют разные знаки. Углы отклонения намагниченности в доменах θ_j ($j=1,2$) от азимутального направления определяются из уравнения

$$H_a \sin\{2(\theta_j - \psi)\} = 2H_e \cos\theta_j. \quad (4.21)$$

При пропускании по проволоке переменного тока циркулярное магнитное поле приводит к движению доменных границ вдоль образца. Движение доменной границы под действием магнитного поля переменного тока может быть описано уравнением [252,393]

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} + \varepsilon \frac{dz}{dt} + \alpha z = M(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)H_\varphi(t). \quad (4.22)$$

Здесь $m \cong (2H_a/AM)^{1/2}(m_e c/e)^2/2\pi$ – масса доменной стенки на единицу площади, A – обменная постоянная, m_e и e – масса и заряд электрона, z – координата доменной границы, α – упругая постоянная, ε – подвижность доменной границы, пропорциональная потерям на вихревые токи, которая в случае слабого скин-эффекта определяется выражением [264]

$$\varepsilon = 35\sigma DM^2(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)^2/4c^2. \quad (4.23)$$

При типичных значениях параметров аморфных проволок на основе кобальта масса доменной стенки очень мала: $m \cong 10^{-10}$ г/см². Это обстоятельство позволяет пренебрегать первым членом в уравнении (4.22) вплоть до частот порядка десятка ГГц.

Упругая постоянная α может быть выражена через величину статической магнитной восприимчивости χ_0 [252]:

$$\alpha = 2M^2 / \chi_0 a \approx 2MH_a / a. \quad (4.24)$$

Ограничимся рассмотрением малых частот, когда скин-эффектом в проволоке можно пренебречь. В этом случае величина H_φ линейно изменяется по сечению проволоки. Для аналитического описания движения доменной границы заменим H_φ в уравнении (4.22) на усреднённое по сечению проволоки значение поля

$$\langle H_\varphi \rangle = 8I_0 \sin(\omega t) / 3cD. \quad (4.25)$$

Учитывая выражение (4.25), решение уравнения (4.23) можно представить в виде

$$z(t) = z_0 + \frac{8MI_0(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)}{3cD\varepsilon(\omega_0^2 + \omega^2)} \times [\omega_0 \sin(\omega t) - \omega \cos(\omega t)], \quad (4.26)$$

где z_0 – равновесное положение доменной границы и $\omega_0 = \alpha / \varepsilon$. Равновесное положение доменной границы определяется из условия минимума свободной энергии, что приводит к следующему выражению:

$$z_0 = (aM / \alpha) \times [H_e(\cos\theta_1 - \cos\theta_2) - (H_a / 2) \{ \sin^2(\theta_1 - \psi) - \sin^2(\theta_2 - \psi) \}]. \quad (4.27)$$

Отклик напряжения аморфной проволоки может быть выражен через поверхностный импеданс образца [6,62,63]. В первом приближении, изменение напряжения на концах проволоки V_w и в измерительной катушке V_c , связанное с движением доменных границ, может быть описано следующими соотношениями:

$$V_w = \frac{4I_0 \sin(\omega t)}{cDa} \times [\{a/2 + z(t)\} \zeta_{zz,1} + \{a/2 - z(t)\} \zeta_{zz,2}], \quad (4.28)$$

$$V_c = \frac{4\pi N I_0 \sin(\omega t)}{ca} \times [\{a/2 + z(t)\} \zeta_{\varphi z,1} + \{a/2 - z(t)\} \zeta_{\varphi z,2}], \quad (4.29)$$

где N – число витков в измерительной катушке, $\zeta_{zz,j}$ и $\zeta_{\varphi z,j}$ – вклады доменов с противоположным направлением циркулярной намагниченности в диагональную и недиагональную компоненту поверхностного импеданса, соответственно. Общие выражения для $\zeta_{zz,j}$ и $\zeta_{\varphi z,j}$ были получены в работах [62,63]. Учитывая, что при низких частотах $D/\delta \ll 1$ (δ – толщина скин-слоя в нормальном металле), и пренебрегая членами порядка $(D/\delta)^4$, из общих выражений для $\zeta_{zz,j}$ и $\zeta_{\varphi z,j}$ имеем:

$$\zeta_{zz,j} = (c/\pi\sigma D) \{1 - i(D/4\delta)^2 (1 + \mu_j \sin^2 \theta_j)\}, \quad (4.30)$$

$$\zeta_{\varphi z,j} = -iD\omega\mu_j \sin \theta_j \cos \theta_j / 6c, \quad (4.31)$$

$$\mu_j \approx \frac{(\gamma 4\pi M)^2}{\gamma 4\pi M [\gamma H_a \cos \{2(\theta_j - \psi)\} + \gamma H_e \sin \theta_j - i\kappa\omega] - \omega^2}. \quad (4.32)$$

Из выражений (4.21), (4.30)–(4.32) следует, что, так как $\theta_1 \neq \theta_2$, значения эффективной магнитной проницаемости μ_j и, соответственно, компоненты тензора поверхностного импеданса $\zeta_{zz,j}$ и $\zeta_{\varphi z,j}$ различаются для двух типов доменов, что приводит к появлению вклада движения доменных границ в отклики напряжения V_w и V_c .

Рассмотрим случай относительно малых амплитуд переменного тока I_0 , когда движение доменных границ не приводит к перемагничиванию проволоки. Предельное значение амплитуды тока I_{\max} может быть найдено из условия равенства максимального смещения доменной границы полуширине домена $a/2$. Тогда, полагая $z_0 = 0$ в выражении (4.26), получаем

$$I_{\max} = \frac{3cDa\varepsilon(\omega_0^2 + \omega^2)^{1/2}}{16M(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)}. \quad (4.33)$$

Амплитуды гармоник в частотном спектре напряжений на концах проволоки и в измерительной катушке могут быть найдены при помощи Фурье-преобразования выражений (4.28) и (4.29). Учитывая, что $I_0 < I_{\max}$, из выражения (4.28) для амплитуд первой и второй гармоники получаем

$$\begin{aligned} V_{w1} &= \frac{2I_0}{cD} \times [|\zeta_{zz,1}|^2 (1 + 2z_0/a)^2 + |\zeta_{zz,2}|^2 (1 - 2z_0/a)^2 \\ &\quad + 2|\zeta_{zz,1}| \times |\zeta_{zz,2}| \times \cos(\varphi_1 - \varphi_2)(1 + 2z_0/a)(1 + 2z_0/a)]^{1/2}, \\ V_{w2} &= \frac{16MI_0^2(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)}{3c^2D^2a\varepsilon(\omega_0^2 + \omega^2)^{1/2}} \\ &\quad \times [|\zeta_{zz,1}|^2 + |\zeta_{zz,2}|^2 - 2|\zeta_{zz,1}| \times |\zeta_{zz,2}| \times \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]^{1/2}, \\ \varphi_j &= \arctg \left\{ \frac{(D/4\delta)^2(1 + \mu'_j \sin^2 \theta_k)}{1 + (D/4\delta)^2 \mu''_j \sin^2 \theta_k} \right\}. \end{aligned} \quad (4.34)$$

Здесь V_{w1} и V_{w2} – амплитуды первой и второй гармоники в частотном спектре напряжения на концах проволоки, соответственно, μ'_j и μ''_j – действительная и мнимая части эффективной магнитной проницаемости.

Для амплитуд первой и второй гармоники в частотном спектре напряжения в катушке, намотанной на проволоку, из выражения (4.29) имеем:

$$\begin{aligned} V_{c1} &= \frac{4\pi NI_0}{c} \times [|\zeta_{\varphi z,1}|^2 (1 + 2z_0/a)^2 + |\zeta_{\varphi z,2}|^2 (1 - 2z_0/a)^2 \\ &\quad + 2|\zeta_{\varphi z,1}| \times |\zeta_{\varphi z,2}| \times \cos(\phi_1 - \phi_2)(1 + 2z_0/a)(1 + 2z_0/a)]^{1/2}, \\ V_{c2} &= \frac{16\pi NMI_0^2(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)}{3c^2Da\varepsilon(\omega_0^2 + \omega^2)^{1/2}} \\ &\quad \times [|\zeta_{\varphi z,1}|^2 + |\zeta_{\varphi z,2}|^2 - 2|\zeta_{\varphi z,1}| \times |\zeta_{\varphi z,2}| \times \cos(\phi_1 - \phi_2)]^{1/2}, \\ \phi_j &= \arctg(\mu'_j / \mu''_j). \end{aligned} \quad (4.35)$$

Таким образом, амплитуды первых гармоник в частотном спектре напряжений V_w и V_c могут быть рассчитаны при помощи выражений (4.30)–(4.32),

(4.34) и (4.35). Выражения (4.34) и (4.35) применимы в области малых внешних полей H_e , когда может существовать «бамбуковая» доменная структура. Из (4.34) и (4.35) следует, что в рамках предложенной модели амплитуда первой гармоники растет линейно с амплитудой тока I_0 , а вторая гармоника пропорциональна I_0^2 . Кроме того, значения V_{w2} и V_{c2} не зависят от равновесного положения доменной границы z_0 .

Зависимости амплитуд первой и второй гармоник в частотном спектре напряжения, снимаемого с концов проволоки, от внешнего магнитного поля показаны на Рис. 4.18 при различных значениях угла отклонения оси анизотропии от азимутального направления. Амплитуда первой гармоники V_{w1} слабо зависит от внешнего магнитного поля в области малых полей. Амплитуда второй гармоники существенно меньше V_{w1} , но имеет значительно более высокую чувствительность к внешнему полю. Кроме того, в отличие от первой гармоники, вторая гармоника имеет почти линейную зависимость от H_e в области малых полей. Из Рис. 4.18 видно, что величина V_{w2} возрастает с увеличением угла отклонения оси анизотропии от азимутального направления.

Необходимо отметить, что амплитуды гармоник V_{w1} и V_{w2} имеют разные частотные зависимости. Упростим выражения (4.34), принимая во внимание, что $D/\delta \ll 1$ и $\omega \ll \omega_0 \cong 10^7 \text{ с}^{-1}$. Тогда $\varphi_j \ll 1$, и выражения (4.34) могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 V_{w1} &= (2I_0/cD)[|\zeta_{zz,1}|(1+2z_0/a)+|\zeta_{zz,2}|(1-2z_0/a)] \\
 &\quad \times [1 - (D/4\delta)^4(\mu'_1 \sin^2 \theta_1 - \mu'_2 \sin^2 \theta_2)^2/8], \\
 V_{w2} &= \frac{2l\omega I_0^2(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)}{3c^3DH_a} \times |\mu'_1 \sin^2 \theta_1 - \mu'_2 \sin^2 \theta_2|.
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

Из (4.36) следует, что частотная зависимость первой гармоники определяется только изменением эффективной магнитной проницаемости. Однако согласно выражению (4.32), эффективная магнитная проницаемость практически

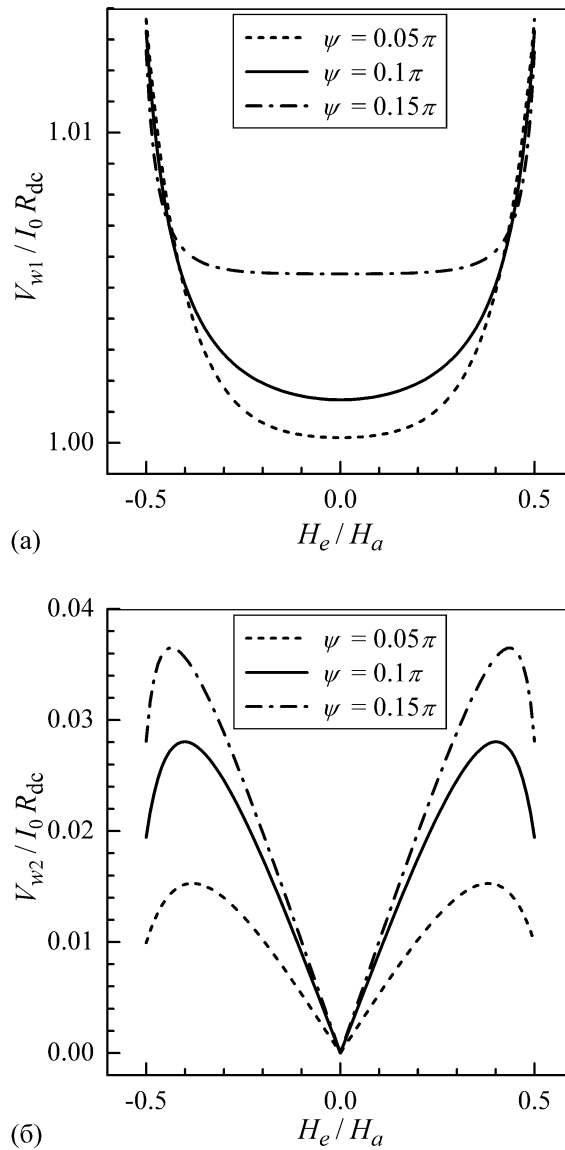


Рис. 4.18. Зависимости V_{w1} (а) и V_{w2} (б) от внешнего поля H_e при $I_0 = 10$ мА, $f = 100$ кГц и различных значениях ψ . Параметры, использованные при расчётах: $M = 600$ Гс, $H_a = 2$ Э, $l = 1$ см, $d = 30$ мкм, $a = 10$ мкм, $\sigma = 10^{16}$ с $^{-1}$, $\kappa = 0.1$.

постоянна в рассматриваемом диапазоне низких частот. Таким образом, амплитуда первой гармоники V_{w1} слабо зависит от частоты. Напротив, амплитуда второй гармоники V_{w2} возрастает примерно линейно с частотой.

Зависимость амплитуды второй гармоники в частотном спектре напряжения в измерительной катушке V_{c2} от внешнего магнитного поля показана на Рис. 4.19. Амплитуда второй гармоники равна нулю при $H_e = 0$ и монотонно растёт с увеличением поля. Величина V_{c2} возрастает с уменьшением угла от-

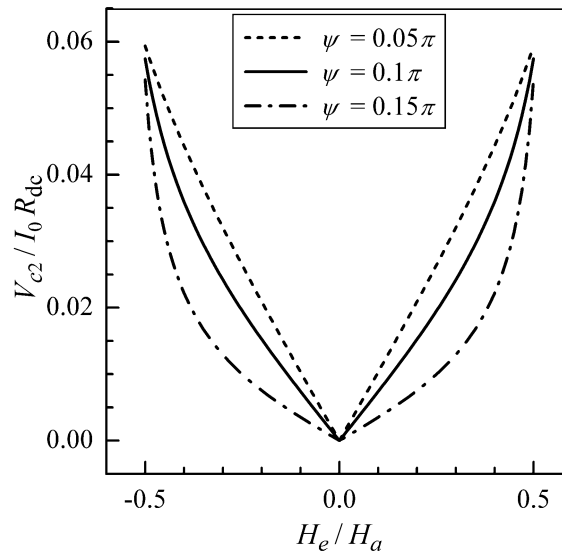


Рис. 4.19. Зависимость V_{c2} от внешнего поля H_e при $I_0 = 10$ мА, $f = 100$ кГц, $N = 50$ и различных значениях ψ . Параметры, использованные при расчётах, такие же, как на Рис. 4.18.

клонения оси анизотропии от азимутального направления. В соответствии с выражениями (4.31) и (4.35), домены с противоположным направлением циркулярной компоненты намагниченности дают вклад разного знака в напряжение в измерительной катушке. Соответственно, в аморфной проволоке с циркулярной анизотропией ($\psi = 0$) первая гармоника в спектре напряжения исчезает [6]. В этом случае вторая гармоника, возникающая из-за движения доменных границ, является основной в частотном спектре напряжения. С увеличением угла отклонения оси анизотропии от азимутального направления первая гармоника возрастает в частотном спектре напряжения, а вторая гармоника уменьшается.

В области малых магнитных полей чувствительность вторых гармоник в частотном спектре напряжений V_w и V_c существенно выше чувствительности первых гармоник. Для типичных параметров аморфной проволоки, использованных при расчётах, чувствительность второй гармоники составляет порядка 10 мВ/Э. В рассмотренной модели частотные спектры напряжений V_w и V_c состоят только из первой и второй гармоник, так как предполагалось, что все доменные границы имеют одинаковую динамику движения в поле переменного тока. В реальных аморфных проволоках различные дефекты могут препятствовать движению отдельных доменных границ, что может приводить к возникно-

вению других гармоник в частотном спектре напряжений. Отметим также, что движение доменных границ возможно, когда внешнее магнитное поле ниже некоторого порогового значения. В области более высоких полей возникновение нелинейного отклика напряжения связано с перемагничиванием части образца, возникающим однородно по его длине.

Выше предполагалось, что проволока имеет «бамбуковую» доменную структуру. Однако некоторые экспериментальные исследования и теоретические оценки показывают, что аморфные проволоки, имеющие малое поле анизотропии, могут не иметь такой устойчивой доменной структуры [92,264]. В этом случае доменные границы могут возникать на дефектах проволоки, и ширина доменов может быть довольно велика. Для широких доменов возникновение второй гармоники в частотном спектре напряжений, связанное с движением доменных границ, может быть описано методом, аналогичным описанному выше, с учётом того, что последнее слагаемое в левой части уравнения (4.22) связано с влиянием дефектов [402].

Возникновение второй гармоники в напряжении в катушке, связанное с движением доменных границ, наблюдалось в эксперименте [403]. Был исследован отклик напряжения в катушке, намотанной на аморфную микропроволоку $\text{Co}_{67.05}\text{Fe}_{3.85}\text{Ni}_{1.44}\text{B}_{11.53}\text{Si}_{14.47}\text{Mo}_{1.66}$ в стеклянной оболочке. В экспериментах измерялись зависимости амплитуд первой и второй гармоник напряжения от внешнего магнитного поля. Амплитуда первой гармоники, соответствующей линейному недиагональному магнитоимпедансу, была пренебрежимо мала, и для увеличения сигнала необходимо было пропускать через микропроволоку постоянный ток. В то же время, вторая гармоника была основной в частотном спектре и имела высокую чувствительность к магнитному полю. Наблюдавшееся поведение гармоник в частотном спектре напряжения связано с существованием регулярной доменной структуры в поверхностном слое микропроволоки в области малых внешних полей, а поведение второй гармоники может быть объяснено влиянием движения доменных границ [403].

Глава 5. Влияние скручивающих напряжений и постоянного тока на магнитоимпеданс аморфных проволок

5.1. Изменение магнитоимпеданса аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией при воздействии скручивающих напряжений

Рассмотрим аморфную проволоку длины l и радиуса a с отрицательной магнитострикцией, к которой приложено постоянное скручивающее напряжение. Через проволоку пропускается переменный ток $I = I_0 \exp(-i\omega t)$, и внешнее магнитное поле H_e параллельно току. Пренебрежём влиянием кора с продольной намагниченностью, и будем считать, что проволока имеет геликоидальную одноосную анизотропию, и ось анизотропии составляет постоянный угол ψ с азимутальным направлением.

Также предположим, что доменная структура в проволоке отсутствует, и изменения намагниченности под действием поля переменного тока связаны с процессом вращения. Последнее приближение справедливо для не слишком малых частот [265]. Равновесный угол намагниченности θ по отношению к циркулярному направлению определяется из условия минимума свободной энергии. Плотность свободной энергии U может быть представлена в виде суммы вкладов энергии анизотропии, энергии Зеемана во внешнем магнитном поле и магнитоупругой энергии, возникающей из-за скручивающих напряжений, [324,327]:

$$U = (MH_a / 2) \sin^2(\theta - \psi) - MH_e \sin \theta + (MH_\xi / 2) \sin^2(\theta - \pi / 4). \quad (5.1)$$

Поле магнитоупругой анизотропии H_ξ , индуцированной скручивающими напряжениями, определяется выражением [83]

$$H_{\xi} = 3\lambda_s G \xi \rho / M = H_{\max} \rho / a, \quad (5.2)$$

где $\lambda_s < 0$ – коэффициент магнитоупругости, G – модуль сдвига, ξ – скручивающая деформация и $H_{\max} = H_{\xi}(a) = 3\lambda_s G \xi a / M$ – значение поля магнитоупругой анизотропии на поверхности проволоки. Из выражения (5.2) следует, что для положительных значений скручивающей деформации поле магнитоупругой анизотропии H_{ξ} отрицательно, а для отрицательных ξ – положительно. Поле магнитоупругой анизотропии является неоднородным и зависит от радиальной координаты, что затрудняет моделирование влияния скручивающих напряжений на магнитоимпеданс.

Минимизация плотности свободной энергии приводит к следующему уравнению для равновесного угла намагниченности θ :

$$H_a \sin(\theta - \psi) \cos(\theta - \psi) - (H_{\xi} / 2) \cos 2\theta - H_e \cos \theta = 0. \quad (5.3)$$

Зависимости продольной и циркулярной компонент намагниченности от внешнего магнитного поля, рассчитанные при помощи уравнения (5.3), показаны на Рис. 5.1 при различных значениях H_{ξ} . В области малых полей уравнение (5.3) имеет два решения для равновесного угла намагниченности, и в этом диапазоне полей может существовать бамбуковая доменная структура. Скручивающие напряжения существенно изменяют распределение намагниченности. В отсутствие внешних напряжений и при малых отрицательных H_{ξ} , циркулярная компонента намагниченности является положительной при $H_e > H_a$, тогда как при относительно больших отрицательных H_{ξ} циркулярная компонента намагниченности становится отрицательной. Так как поле магнитоупругой анизотропии линейно увеличивается по радиальной координате, область с отрицательной циркулярной компонентой намагниченности возникает на поверхности проволоки при относительно больших ξ .

Изменение знака циркулярной компоненты намагниченности происходит, когда $H_{\xi} = -H_a \sin 2\psi$. Учитывая радиальное распределение H_{ξ} , для порогового значения ξ_{cr} скручивающей деформации имеем:

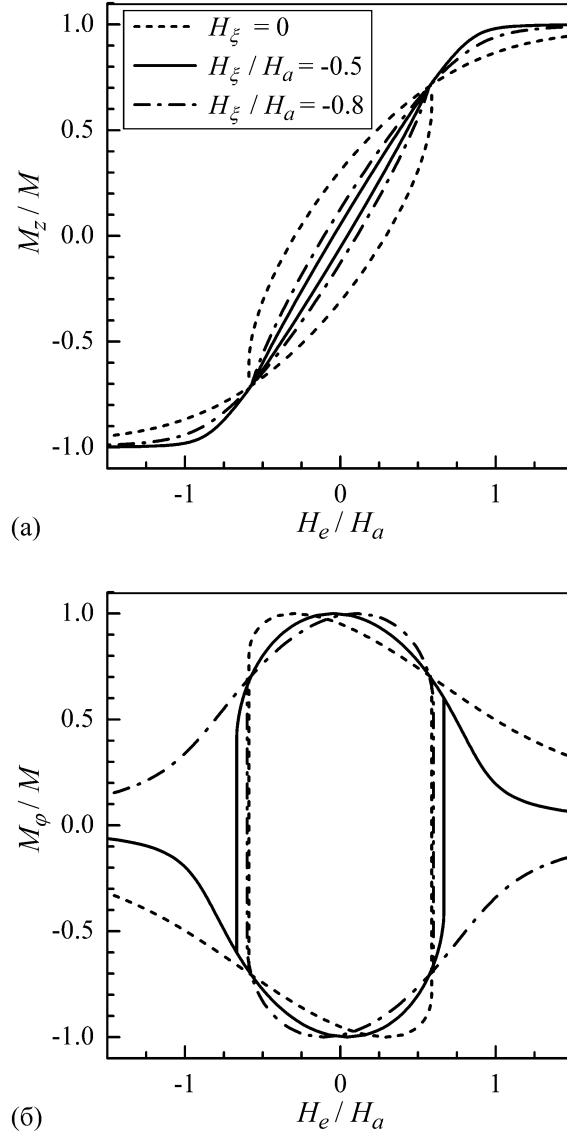


Рис. 5.1. Зависимости продольной M_z (а) и циркулярной M_φ (б) компонент намагниченности от внешнего поля H_e при $\psi = 0.1\pi$ и различных значениях поля магнитоупругой анизотропии H_ξ .

$$\xi_{\text{cr}} = -MH_a \sin 2\psi / 3\lambda_s Ga . \quad (5.4)$$

Для расчёта импеданса упростим пространственное распределение поля H_ξ . Рассмотрим сначала случай $\xi < \xi_{\text{cr}}$. Будем полагать, что поле магнитоупругой анизотропии однородно по сечению проволоки и равно своему максимальному значению на её поверхности: $H_\xi = H_{\text{max}}$. Тогда, импеданс проволоки может быть найден при помощи решения уравнений Максвелла совместно с уравнением Ландау–Лифшица. В случае сильного скин-эффекта для импеданса проволоки имеем [6,62,63]:

$$Z/R_{dc} = (1-i)(a/2\delta) \times [(\mu+1)^{1/2} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta]. \quad (5.5)$$

Эффективная магнитная проницаемость μ определяется из выражения (2.9), а для ω_1 и ω_2 с учётом влияния скручивающих напряжений имеем:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \gamma[H_a \cos^2(\theta - \psi) + H_\xi \cos^2(\theta - \pi/4) + H_e \sin \theta], \\ \omega_2 &= \gamma[H_a \cos\{2(\theta - \psi)\} + H_\xi \sin 2\theta + H_e \sin \theta]. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Чтобы учесть изменения в распределении намагниченности вблизи поверхности образца при $\xi > \xi_{cr}$, разделим проволоку на две области. Во внутренней области $\rho < \rho_c$ циркулярная компонента намагниченности, удовлетворяющая уравнению (5.3), является положительной ($\cos \theta_1 > 0$). Для упрощения предполагается, что поле магнитоупругой анизотропии в этой области H_{ξ_1} равно среднему значению: $H_{\xi_1} = (2/3)H_{max}(\rho_c/a)$. Во внешней области $\rho > \rho_c$ циркулярная компонента намагниченности отрицательна ($\cos \theta_2 < 0$), и поле магнитоупругой анизотропии в этой области H_{ξ_2} равно своему максимальному значению на поверхности проволоки: $H_{\xi_2} = H_{max}$. Положение границы между двумя областями $\rho = \rho_c$ определяется из условия $H_\xi(\rho_c) = -H_a \sin 2\psi$, что приводит к следующему выражению:

$$\rho_c = -MH_a \sin 2\psi / 3\lambda_s G \xi. \quad (5.7)$$

Распределение компонент магнитного поля внутри проволоки описывается связанными уравнениями (2.7). В случае достаточно высоких частот, когда толщина скин-слоя много меньше радиуса проволоки решение уравнений (2.7) во внутренней области $\rho < \rho_c$ может быть представлено в следующем виде [6, 62]:

$$\begin{aligned} h_\varphi^{(1)}(\rho) &= A_1 \cos \theta_1 \exp\{k_0(\rho - \rho_c)\} + A_2 \sin \theta_1 \exp\{k_1(\rho - \rho_c)\}, \\ h_z^{(1)}(\rho) &= A_1 \sin \theta_1 \exp\{k_0(\rho - \rho_c)\} - A_2 \cos \theta_1 \exp\{k_1(\rho - \rho_c)\}, \end{aligned} \quad (5.8)$$

где A_1 и A_2 – постоянные, $k_0 = (1 - i) / \delta$, $k_1 = (1 - i)(\mu_1 + 1)^{1/2} / \delta$, а эффективная магнитная проницаемость во внутренней области μ_1 определяется из выражений (2.7) и (5.6) при $\theta = \theta_1$ и $H_\xi = H_{\xi_1}$.

Во внешней области $\rho > \rho_c$ для компонент магнитного поля имеем:

$$\begin{aligned} h_\varphi^{(2)}(\rho) &= \cos \theta_2 [B_1 \exp\{k_0(\rho - a)\} + B_2 \exp\{-k_0(\rho - a)\}] \\ &\quad + \sin \theta_2 [B_3 \exp\{k_2(\rho - a)\} + B_4 \exp\{-k_2(\rho - a)\}], \\ h_z^{(2)}(\rho) &= \sin \theta_2 [B_1 \exp\{k_0(\rho - a)\} + B_2 \exp\{-k_0(\rho - a)\}] \\ &\quad - \cos \theta_2 [B_3 \exp\{k_2(\rho - a)\} + B_4 \exp\{-k_2(\rho - a)\}]. \end{aligned} \quad (5.9)$$

где B_1, B_2, B_3 и B_4 – постоянные, $k_2 = (1 - i)(\mu_2 + 1)^{1/2} / \delta$, а μ_2 определяется из выражений (2.7) и (5.6) при $\theta = \theta_2$ и $H_\xi = H_{\max}$.

Постоянные в выражениях (5.8) и (5.9) определяются из условий непрерывности компонент магнитного поля и их производных по радиальной координате на границе между областями $\rho = \rho_c$ и условий на поверхности проволоки. При $\xi > \xi_{ct}$ импеданс проволоки может быть найден следующим образом [62,63]:

$$Z = \frac{2l}{ca} \times \frac{c}{4\pi\sigma} \times \frac{\partial h_\varphi^{(2)} / \partial \rho}{h_\varphi^{(2)}} \Big|_{\rho=a}. \quad (5.10)$$

Используя выражения (5.9), импеданс можно представить в виде

$$Z / R_{dc} = (1 - i)(ca^2 / 4I_0\delta) \times [(B_1 - B_2)\cos\theta_2 + (B_3 - B_4)(\mu_2 + 1)^{1/2}\sin\theta_2]. \quad (5.11)$$

Зависимость импеданса от внешнего магнитного поля показана на Рис. 5.2 при различных значениях скручивающей деформации. Результаты представлены только для области положительных значений H_e , так как полученные зависимости симметричны по отношению к знаку поля. Из Рис. 5.2 следует, что величина импеданса весьма чувствительна к скручивающей деформации ξ . При малых ξ импеданс резко возрастает с увеличением скручивающей деформации, и поле, соответствующее максимуму импеданса, убывает. Чув-

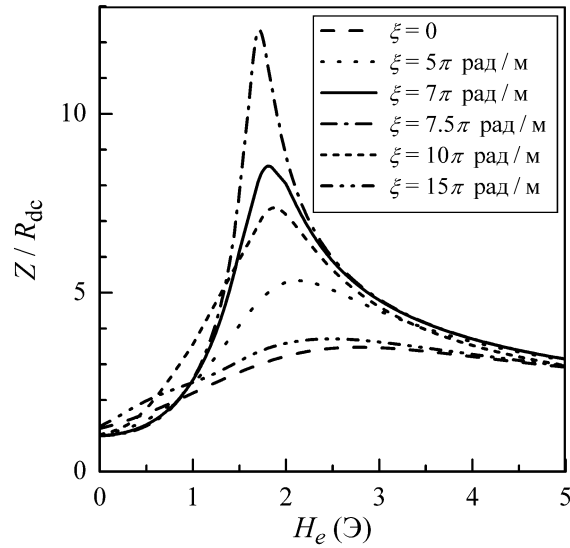


Рис. 5.2. Зависимость импеданса Z от внешнего поля H_e при частоте $f = 500$ кГц и различных значениях скручивающей деформации ξ . Параметры, использованные при расчётах: $a = 60$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 2$ Э, $\psi = 0.1\pi$, $\sigma = 10^{16}$ с $^{-1}$, $\kappa = 0.1$, $\lambda_s = -2 \times 10^{-7}$, $G = 80$ ГПа.

ствительность импеданса к внешнему полю максимальна для $\xi = \xi_{cr}$, а при $\xi > \xi_{cr}$ эффективная магнитная проницаемость падает, что приводит к монотонному уменьшению чувствительности к полю. Отметим, что аналогичные зависимости импеданса от скручивающих напряжений наблюдались экспериментально для аморфных проволок на основе кобальта [227,229].

На Рис. 5.3 представлена зависимость относительного изменения импеданса ΔZ от частоты для различных значений ξ . Относительное изменение импеданса определялось как разность между максимальным значением импеданса Z_{max} и его значением в нулевом поле: $\Delta Z = Z_{max} - Z(0)$. При малых и больших значениях скручивающей деформации величина ΔZ монотонно возрастает с частотой, тогда как при $\xi \cong \xi_{cr}$ относительное изменение импеданса практически постоянно при высоких частотах.

Введём чувствительность импеданса к величине скручивающей деформации ΔZ_ξ , которую определим следующим образом:

$$\Delta Z_\xi = \Delta Z(\xi = \xi_{cr}) - \Delta Z(\xi = 0). \quad (5.12)$$

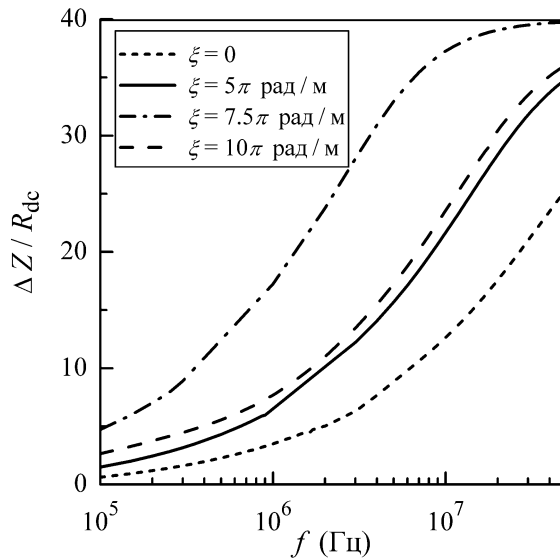


Рис. 5.3. Зависимость относительного изменения импеданса ΔZ от частоты f при различных значениях скручивающей деформации ξ . Параметры, использованные при расчётах такие же, как на Рис. 5.2.

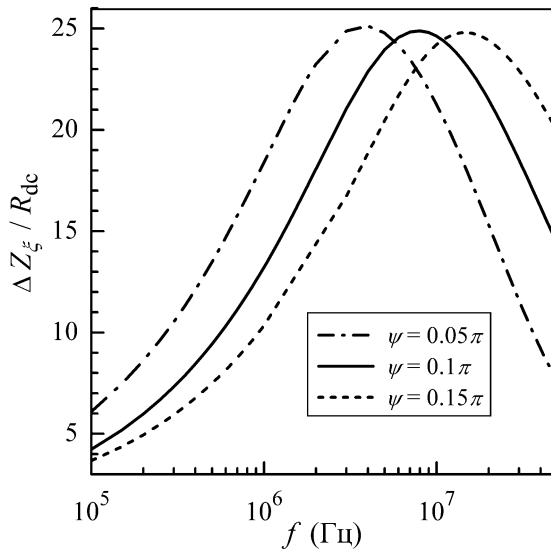


Рис. 5.4. Зависимость чувствительности импеданса ΔZ_{ξ} к скручивающей деформации от частоты f при различных значениях угла оси анизотропии ψ . Параметры, использованные при расчётах такие же, как на Рис. 5.2.

Зависимость ΔZ_{ξ} от частоты показана на Рис. 5.4 для различных значений угла оси анизотропии ψ . Чувствительность импеданса к величине скручивающей деформации достигает максимума при некоторой частоте, и этот максимум сдвигается в сторону более высоких частот с увеличением угла отклонения оси анизотропии от азимутального направления.

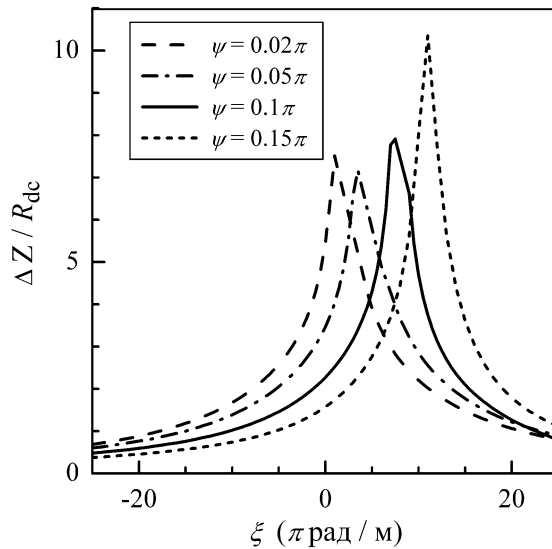


Рис. 5.5 Зависимость относительного изменения импеданса ΔZ от скручивающей деформации ξ при $f=500$ кГц и различных значениях угла отклонения оси анизотропии ψ . Параметры, использованные при расчётах такие же, как на Рис. 5.2.

Зависимость относительного изменения импеданса ΔZ от величины скручивающей деформации показана на Рис. 5.5 при различных значениях угла оси анизотропии ψ . Величина ΔZ имеет асимметричную зависимость от скручивающей деформации с резким максимумом при $\xi = \xi_{cr}$. Этот максимум сдвигается в сторону бóльших напряжений с увеличением угла отклонения оси анизотропии от азимутального направления. Подобное асимметричное поведение зависимости величины ГМИ от скручивающих напряжений наблюдалось в экспериментах с аморфными проволоками на основе кобальта [209,226–229]. Было установлено, что отжиг проволок в присутствии скручивающих напряжений вызывает увеличение асимметрии, а отжиг в поле тока приводит к более симметричной форме зависимости импеданса от напряжений [227,229].

Эти результаты могут быть объяснены следующим образом. Отжиг в поле тока приводит к релаксации внутренних напряжений, возникающих при изготовлении проволоки, и уменьшает угол отклонения оси анизотропии от азимутального направления. С другой стороны, отжиг в присутствии скручивающих напряжений приводит к развитию геликоидальной анизотропии в проволоке [226]. Таким образом, результаты расчётов позволяют качественно описать из-

менение зависимости величины эффекта ГМИ от скручивающих напряжений, связанное с изменением угла оси анизотропии.

Выше предполагалось, что магнитная проницаемость проволоки определяется процессом вращения намагниченности. Это приближение справедливо при относительно высоких частотах, когда движение доменных границ затруднено из-за вихревых токов [265]. При низких частотах зависимость импеданса от внешнего поля имеет максимум в нулевом поле вследствие влияния движения доменных границ [48,49,265]. Вклад движения доменных границ в эффективную магнитную проницаемость и ГМИ может быть найден методами, описанными в работах [24,55,57,59]. Частота релаксации движения доменных границ обратно пропорциональна статической магнитной восприимчивости, диаметру проволоки и ширине доменов [24]. Оценки показывают, что при размере доменов 10 мкм, диаметре проволоки 120 мкм и статической магнитной восприимчивости порядка 10^3 частота релаксации меньше 100 кГц. Следовательно, при анализе влияния напряжений на ГМИ в толстых аморфных проволоках вкладом движения доменных границ можно пренебречь при не слишком малых частотах.

Одно из ограничений рассмотренной выше модели связано с упрощённым пространственным распределением поля магнитоупругой анизотропии, индуцированной скручивающими напряжениями. Очевидно, что это приближение справедливо в случае сильного скин-эффекта, когда влияние скручивающих напряжений на ГМИ определяются поверхностным слоем проволоки. При малых частотах необходимо учитывать пространственное распределение поля магнитоупругой анизотропии H_ξ и соответствующие изменения намагниченности по радиусу проволоки, что может быть сделано в рамках модели, предложенной в работе [404].

5.2. Возникновение высших гармоник в частотном спектре магнитоимпеданса аморфных проволок при воздействии скручивающих напряжений

Предложенная в предыдущем разделе модель применима при малых амплитудах переменного тока, когда отклик напряжения на концах образца является линейным. При больших амплитудах тока связь между изменениями намагниченности и переменного тока становится нелинейной. В данном разделе рассмотрена модель для описания влияния скручивающих напряжений на нелинейный отклик сигнала, снимаемого с концов аморфной проволоки.

Пренебрежём доменной структурой проволоки и будем полагать, что изменения намагниченности со временем определяются процессом вращения. Ограничимся случаем низких частот, когда скин-эффектом в проволоке можно пренебречь. В соответствии с законом Фарадея, напряжение V_w на концах проволоки описывается выражением

$$V_w = \frac{l}{c} \int_0^a \frac{\partial(H_\varphi + 4\pi M_\varphi)}{\partial t} d\rho + Al, \quad (5.13)$$

где A – постоянная.

Отклик напряжения зависит от пространственного распределения магнитного поля H_φ , индуцируемого переменным током. Предположим, что в первом приближении распределение переменного магнитного поля внутри проволоки совпадает с распределением, полученным для малых амплитуд возбуждающего тока. При низких частотах, пренебрегая слагаемыми порядка $(a/\delta)^4$, для циркулярного переменного магнитного поля имеем [63]:

$$H_\varphi = (2I_0 / ca) \exp(-i\omega t) x [1 - i(1 + \mu \sin^2 \theta_0)(a/2\delta)^2 (x^2 - 1)], \quad (5.14)$$

где $x = \rho/a$ – безразмерная радиальная координата, μ и θ_0 – эффективная магнитная проницаемость и равновесный угол намагниченности, соответственно, которые определяются соотношениями (2.9), (5.6) и (5.3) при $H_\xi = H_{\max}$.

При относительно малых частотах переменного тока изменение намагниченности со временем может быть описано в рамках квазистационарной модели Стонера–Вольфарта [315]. Распределение намагниченности определяется минимизацией свободной энергии проволоки. Так как мы рассматриваем случай достаточно больших амплитуд тока, плотность свободной энергии U имеет вид:

$$U = (MH_a/2)\sin^2(\theta - \psi) - MH_e \sin \theta - MH_\varphi \cos \theta + (MH_\xi/2)\sin^2(\theta - \pi/4). \quad (5.15)$$

Минимизация свободной энергии приводит к следующим уравнениям для компонент намагниченности:

$$\begin{aligned} & (M^2 - M_\varphi^2)[MH_\varphi(x, t) + M_\varphi H_a \cos 2\psi]^2 \\ & = [MM_\varphi H_e + (M_\varphi^2 - M^2/2)\{H_a \sin 2\psi + 2H_\xi(x)\}]^2, \quad (5.16) \\ & M_z^2 = M^2 - M_\varphi^2. \end{aligned}$$

Пренебрегая слагаемыми порядка $(a/\delta)^2$, из уравнений (5.16) для производной по времени циркулярной компоненты намагниченности получаем:

$$\frac{\partial M_\varphi}{\partial t} = -\frac{2i\omega I_0 M}{caH_a} \times \frac{x \exp(-i\omega t) M_z^2}{P(x, t)}, \quad (5.17)$$

где

$$\begin{aligned} P(x, t) = & (M_\varphi^2 - M_z^2) \cos 2\psi + 2M_\varphi M_z [H_\xi(x)/H_a + \sin 2\psi] \\ & + MM_\varphi (2I_0/caH_a) x \exp(-i\omega t) + MM_z H_e/H_a. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Отклик напряжения на концах проволоки может быть найден при помощи выражений (5.13) и (5.17). Постоянная A в выражении (5.13) может быть определена для случая малых амплитуд тока, используя выражения (5.17) и (5.18). Простые математические преобразования приводят к следующему выражению:

$$A = R_{dc} I_0 \exp(-i\omega t) [1 + i(1 + \mu \sin^2 \theta_0)(a/2\delta)^2] \quad (5.19)$$

Будем полагать далее, что полученное значение A не зависит от амплитуды тока. Тогда, подставляя (5.19) в выражение (5.13), напряжение V_w на концах проволоки можно представить в следующем виде:

$$V_w = R_{dc} I_0 \exp(-i\omega t) [1 - i(a/2\delta)^2 (1 - \mu \sin^2 \theta_0)] + (V_{w0}/M\omega) \int_0^1 (\partial M_\varphi / \partial t) dx, \quad (5.20)$$

где $V_{w0} = 4\pi M l a \omega / c$. Частотный спектр напряжения может быть найден при помощи Фурье-преобразования выражения (5.20). Очевидно, что вклад высших гармоник в отклик напряжения определяется последним слагаемым в правой части выражения (5.20).

Проанализируем сначала частотный спектр напряжения на концах проволоки в случае отсутствия скручивающей деформации ($\xi = 0$). На Рис. 5.6 показаны рассчитанные зависимости амплитуд гармоник напряжения от внешнего поля. При малых амплитудах тока в частотном спектре напряжения доминирует первая гармоника, а амплитуды остальных гармоник пренебрежимо малы. С увеличением амплитуды тока вклад высших гармоник в частотный спектр возрастает, хотя основной остаётся первая гармоника. При этом поведение амплитуд всех гармоник подобно зависимости первой гармоники от внешнего поля (см. Рис. 5.6(a)).

При относительно больших амплитудах переменного тока зависимости амплитуд гармоник от поля существенно изменяются. У нечётных гармоник появляются дополнительные пики в нулевом поле, а амплитуды чётных гармоник возрастают при малых полях, проходят через два пика и затем медленно уменьшаются с увеличением внешнего поля (см. Рис. 5.6(б)). Подобное поведение амплитуды второй гармоники с двумя пиками при положительных значениях поля наблюдалось в проволоках на основе кобальта [326,332].

Изменения в частотном спектре напряжения при увеличении амплитуды тока связаны с переманчиванием поверхностной области проволоки полем переменного тока. Переманчивание происходит, когда амплитуда переменного поля на поверхности проволоки $H_0 = 2I_0 / ca$ превышает пороговое значение H_φ^* , определяемое уравнением (4.12). При $|H_e| < H_a \cos \psi$ уравнение (4.12) имеет два решения: $H_\varphi^* = H_{cr1}$ и $H_\varphi^* = H_{cr2}$. Возникновение пиков в зависимости ампли-

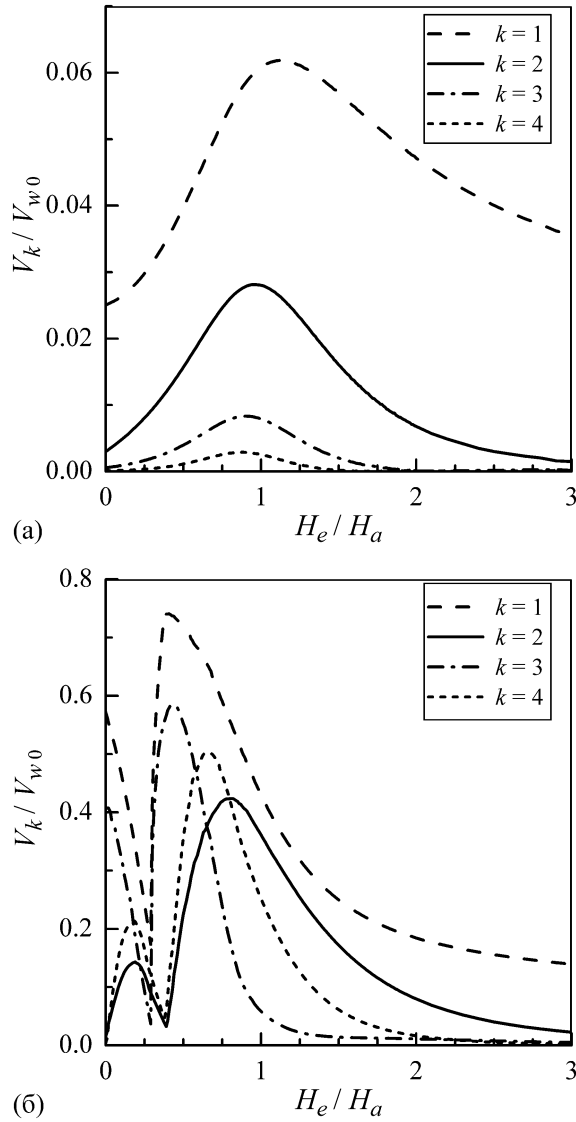


Рис. 5.6. Зависимости амплитуд гармоник V_k от внешнего поля H_e при $\xi=0$, $\psi=0.1\pi$ и различных I_0 : $2I_0/caH_a=0.25$ (а) и $2I_0/caH_a=1$ (б). Параметры, использованные при расчётах: $2a=50$ мкм, $f=500$ кГц, $M=600$ Гс, $H_a=1$ Э, $\sigma=10^{16}$ с $^{-1}$, $\kappa=0.1$.

туды второй гармоники V_2 от поля при относительно больших амплитудах тока может быть качественно объяснено асимметрией в значениях пороговых полей H_{cr1} и H_{cr2} [332], которая связана с асимметрией циркулярной петли намагничивания и приводит к возникновению чётных гармоник в отклике напряжения. Минимумы амплитуды второй гармоники возникают вблизи внешнего поля, при котором $H_{cr1}=-H_{cr2}$, тогда как пики в V_2 соответствуют значениям поля, при котором асимметрия в значениях пороговых полей максимальна [332].

Исследуем теперь влияние скручивающих напряжений на нелинейный отклик сигнала, снимаемого с концов проволоки. Будем рассматривать ниже большие амплитуды тока, когда происходит перемагничивание части проволоки. Используя выражение (5.15) и соотношения $\partial U / \partial \theta = \partial^2 U / \partial \theta^2 = 0$, для порогового поля перемагничивания получаем следующее уравнение аналогичное (4.12):

$$(H_e \sin \alpha + H_\varphi^* \cos \alpha)^{2/3} + (H_e \cos \alpha - H_\varphi^* \sin \alpha)^{2/3} = H_{\text{eff}}^{2/3}. \quad (5.21)$$

Здесь введены эффективный угол анизотропии α и эффективное поле анизотропии H_{eff} :

$$\alpha(\rho) = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{H_a \sin 2\psi + H_\xi(\rho)}{H_a \cos 2\psi} \right), \quad (5.22)$$

$$H_{\text{eff}}(\rho) = H_a \cos 2\psi / \cos 2\alpha. \quad (5.23)$$

Распределение α и H_{eff} по радиусу проволоки показано на Рис. 5.7 при различных значениях приложенных напряжений. При положительных значениях H_{max} эффективный угол анизотропии и эффективное поле анизотропии монотонно возрастают от центра проволоки к её поверхности. При $H_{\text{max}} < 0$ угол α уменьшается от значения $\alpha = \psi$ при $\rho = 0$. Из выражения (5.22) следует, что если $H_{\text{max}} < -H_a \sin 2\psi$, знак эффективного угла анизотропии изменяется вблизи поверхности проволоки. При этом распределение поля H_{eff} по радиальной координате имеет минимум, и положение минимума сдвигается к центру проволоки с увеличением модуля H_{max} .

На Рис. 5.8 показана зависимость амплитуды второй гармоники V_2 от внешнего поля, рассчитанная для отрицательных и положительных значений скручивающей деформации. При больших амплитудах тока вторая гармоника имеет два максимума при положительном внешнем поле для любых значений скручивающей деформации. При относительно малых отрицательных дефор-

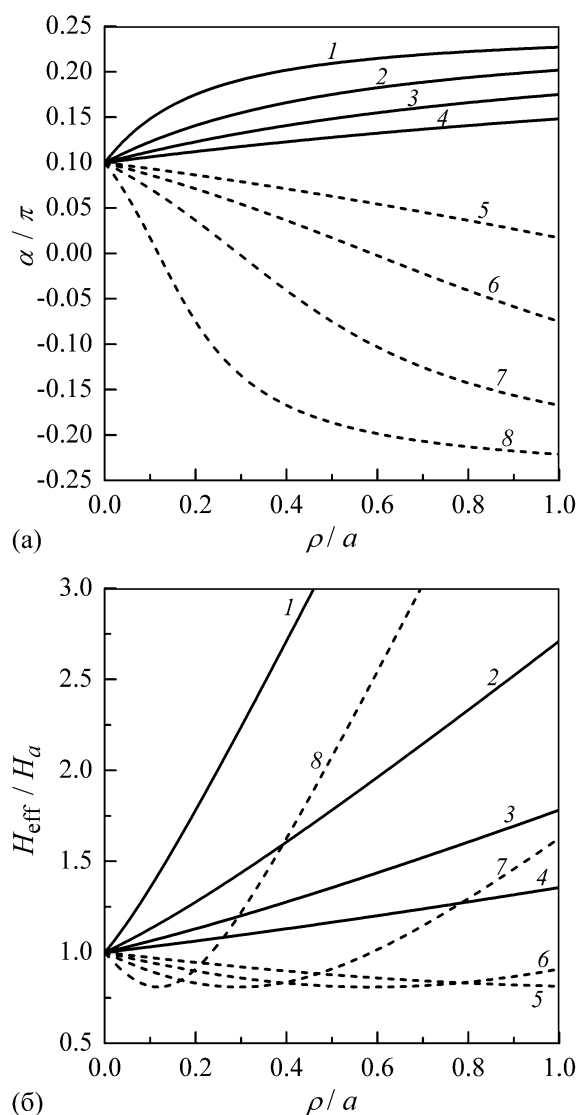


Рис. 5.7. Радиальное распределение угла α (а) и поля H_{eff} (б) при различных значениях H_{max} : $H_{\text{max}}/H_a = 5$ (1); 2 (2); 1 (3); 0.5 (4); -0.5 (5); -1 (6); -2 (7); -5 (8).

мациях амплитуда второй гармоники и поле, соответствующее максимальному значению амплитуды, возрастают с увеличением модуля ξ . При больших отрицательных деформациях амплитуда второй гармоники начинает уменьшаться (см. Рис. 5.8 (а)). При положительных значениях скручивающей деформации изменение амплитуды второй гармоники с увеличением ξ имеет качественно другое поведение. Амплитуда второй гармоники уменьшается с ростом ξ , стремится к нулю при некотором значении скручивающей деформации и затем возрастает при больших ξ (см. Рис. 5.8 (б)).

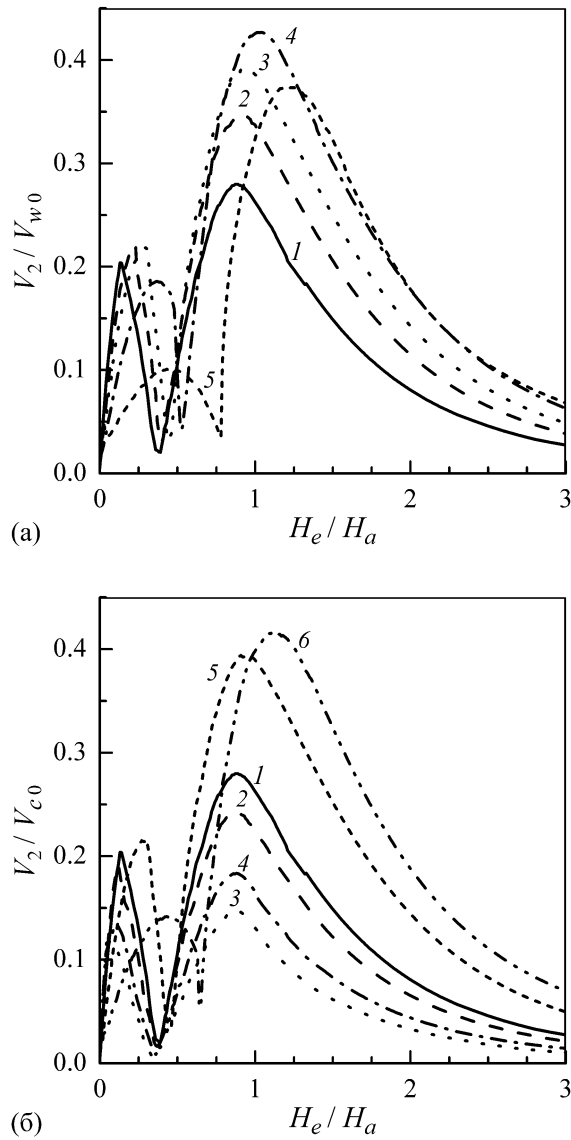


Рис. 5.8. Зависимость амплитуды второй гармоники V_2 от внешнего поля H_e при $2I_0/caH_a=1.5$, $\psi=0.05\pi$ и различных значениях скручивающей деформации ξ . (а) $\xi=0$ (1); -2.5π рад/м (2); -5π рад/м (3); -10π рад/м (4); -20π рад/м (5). (б) $\xi=0$ (1); π рад/м (2); 3π рад/м (3); 7.5π рад/м (4); 15π рад/м (5); 20π рад/м (6). Параметры, использованные при расчётах: $2a=50$ мкм, $M=600$ Гс, $H_a=1$ Э, $\sigma=10^{16}$ с $^{-1}$, $\lambda_s=-2\times 10^{-7}$, $G=80$ ГПа.

На Рис. 5.9 представлена зависимость чувствительности второй гармоники S_2 от величины скручивающей деформации при различных значениях угла оси анизотропии ψ . Величина S_2 определялась как отношение изменения амплитуды второй гармоники к величине внешнего поля H_p , при котором вторая гармоника максимальна (выражение (4.13)). Для проволоки с циркулярной анизотропией ($\psi=0$) амплитуда второй гармоники равна нулю при $\xi=0$. С увели-

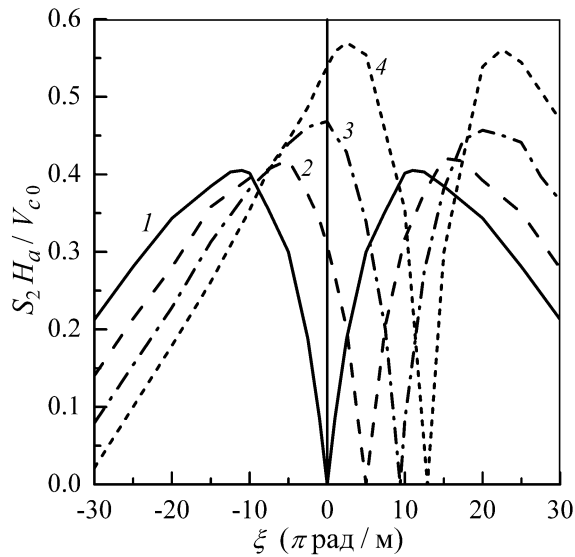


Рис. 5.9. Зависимость чувствительности второй гармоники S_2 от величины скручивающей деформации ξ при $2I_0/caH_a = 1.5$ и различных значениях угла оси анизотропии ψ : $\psi=0$ (1), 0.05π (2); 0.1π (3); $\psi=0.15\pi$ (4). Параметры, использованные при расчётах, такие же, как на Рис. 5.8.

чением скручивающей деформации чувствительность второй гармоники возрастает, проходит через максимум и затем убывает. Рассчитанная зависимость S_2 от величины деформации находится в качественном согласии с зависимостью, наблюдавшейся в экспериментах с проволоками на основе кобальта с малой отрицательной магнитострикцией [324]. Полученная зависимость может быть объяснена изменениями эффективного поля анизотропии H_{eff} и эффективного угла анизотропии α . Эффективный угол анизотропии возрастает с величиной приложенных напряжений, и усиление геликоидальной анизотропии приводит к увеличению амплитуды второй гармоники и её чувствительности. С другой стороны, увеличение скручивающей деформации приводит к возрастанию эффективного поля анизотропии, и в результате амплитуда второй гармоники уменьшается при достаточно больших значениях ξ .

Для проволоки с геликоидальной анизотропией чувствительность второй гармоники стремится к нулю при $\xi \cong \xi_{\text{cr}}$, где критическое значение деформации определяется из условия $H_{\text{max}}(\xi_{\text{cr}}) = -H_a \sin 2\psi$. Как видно из Рис. 5.9, зависимость чувствительности второй гармоники от скручивающей деформации име-

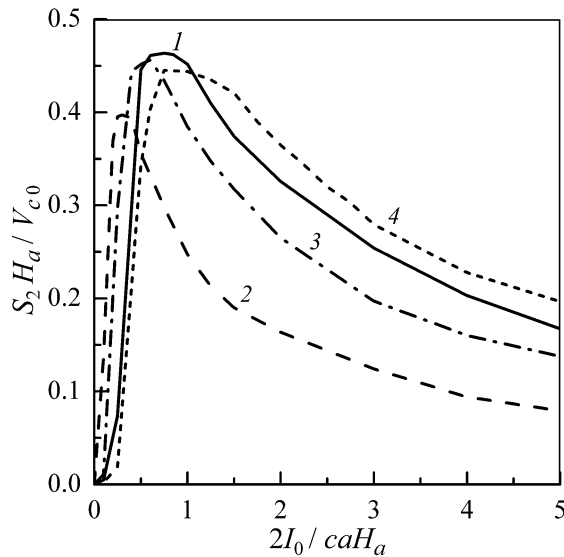


Рис. 5.10. Зависимость чувствительности второй гармоники S_2 от амплитуды тока I_0 при $\psi=0.05\pi$ и различных значениях скручивающей деформации ξ : $\xi=-2.5\pi$ рад/м (1); 2.5π рад/м (2); 10π рад/м (3); 20π рад/м (4). Параметры, использованные при расчётах, такие же, как на Рис. 5.9.

ет два пика, и максимальная чувствительность слабо возрастает с увеличением угла ψ . Подобное асимметричное поведение чувствительности второй гармоники наблюдалось экспериментально [327]. Отметим, что зависимость S_2 от скручивающих напряжений противоположна поведению чувствительности ГМИ, которая имеет максимум при $\xi \cong \xi_{cr}$.

На Рис. 5.10 показана зависимость чувствительности второй гармоники от амплитуды переменного тока I_0 . Чувствительность второй гармоники резко возрастает при малых амплитудах, достигает максимума и затем медленно уменьшается. Из Рис. 5.10 следует, что при любом значении скручивающей деформации максимальная чувствительность к полю достигается в диапазоне амплитуд тока $2I_0/caH_a \cong 0.5 \div 1$, и дальнейшее увеличение амплитуды тока не приводит к возрастанию чувствительности. Таким образом, оптимальная чувствительность достигается при не слишком высоких амплитудах тока, и это обстоятельство является перспективным для разработки датчиков магнитного поля. Оценим чувствительность второй гармоники при частоте 500 кГц. Полагая

для оценок $2a = 50$ мкм, $l = 1$ см, $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $\psi = 0.05\pi$, получаем $S_2 \cong 120$ мВ/Э при $I_0 = 15$ мА и $\xi = 2.5\pi$ рад/м.

Одним из ограничений рассмотренной модели является предположение об упрощённом распределении циркулярного поля, индуцированного переменным током. Это приближение справедливо при слабом скин-эффекте в проволоке, и в этом частотном диапазоне амплитуды высших гармоник линейно возрастают с частотой. Для качественного описания влияния скручивающих напряжений на поведение высших гармоник при высоких частотах можно воспользоваться приближённым выражением (4.14) для циркулярного поля при сильном скин-эффекте. Однако такой подход существенно упрощает реальное распределение поля в проволоке и не позволяет детально описать частотную зависимость гармоник напряжения. Для исследования нелинейного отклика напряжения в аморфных проволоках в работе [340] было проведено численное моделирование, основанное на решении уравнений Максвелла и Ландау–Лифшица. Предложенный метод может быть, в принципе, применён и для анализа влияния скручивающих напряжений на нелинейный магнитоимпеданс. Однако существенным недостатком такого метода является возрастающая сложность численных расчётов, в случае, когда необходимо учитывать изменение различных параметров по сечению проволоки, таких как поле анизотропии и угол оси анизотропии.

5.3. Влияние постоянного тока на нелинейный магнитоимпеданс аморфных проволок с циркулярной анизотропией

Высшие гармоники возникают в частотном спектре напряжения, снимаемого с концов аморфной проволоки, когда магнитное поле, индуцируемое переменным током, больше или порядка поля анизотропии проволоки. При этом нечётные гармоники всегда присутствуют в частотном спектре напряжения, а

чётные гармоники возникают в проволоках с геликоидальной анизотропией, когда зависимость циркулярной намагниченности от переменного магнитного поля является асимметричной [326,328,332]. Другой механизм, приводящий к образованию асимметрии в зависимости циркулярной намагниченности от переменного магнитного поля, связан с пропусканием через проволоку постоянного тока [339]. В настоящем разделе представлены результаты моделирования влияния постоянного тока I_b на нелинейный магнитоимпеданс аморфных проволок с циркулярной анизотропией.

Как и в предыдущем разделе, пренебрежём доменной структурой проволоки и ограничимся случаем низких частот, когда скин-эффектом в проволоке можно пренебречь. Напряжение на концах проволоки может быть найдено из выражения (5.13). Будем полагать также, что распределение переменного магнитного поля внутри проволоки совпадает с распределением, полученным для случая малых амплитуд возбуждающего тока, и определяется выражением (5.14). Эффективная магнитная проницаемость μ определяется выражением (2.9), а для ω_1 и ω_2 имеем [63]:

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \gamma[H_a \cos^2 \theta_0 + H_e \sin \theta_0 + H_b \cos \theta_0], \\ \omega_2 &= \gamma[H_a \cos 2\theta_0 + H_e \sin \theta_0 + H_b \cos \theta_0].\end{aligned}\quad (5.24)$$

Здесь $H_b = 2I_b / ca$ – поле постоянного тока на поверхности проволоки, а равновесный угол намагниченности θ_0 удовлетворяет уравнению

$$H_a \sin \theta_0 \cos \theta_0 - H_e \cos \theta_0 + H_b \sin \theta_0 = 0. \quad (5.25)$$

Минимизация свободной энергии проволоки приводит к следующим уравнениям для циркулярной и продольной компонент намагниченности:

$$\begin{aligned}(M^2 - M_\varphi^2)[M(H_\varphi + H_b x) + M_\varphi H_a]^2 &= M^2 M_\varphi^2 H_e^2, \\ M_z &= (M^2 - M_\varphi^2)^{1/2} \text{sign}(H_e).\end{aligned}\quad (5.26)$$

Используя уравнения (5.26), для производной циркулярной компоненты намагниченности по времени получим

$$\frac{\partial M_\varphi}{\partial t} = -\frac{i\omega M}{H_a} \times \frac{M_z^2 H_\varphi}{M_\varphi^2 - M_z^2 + MM_\varphi(H_\varphi + H_{bx})/H_a + MM_z(H_e + H_z)/H_a}. \quad (5.27)$$

Постоянная A в выражении (5.13) может быть определена для случая малых амплитуд тока из условия, что полный ток, протекающий через проволоку, равен $I_b + I(t)$, что приводит к следующему выражению:

$$A = R_{dc}I_b + R_{dc}I_0 \exp(-i\omega t)[1 + i(1 + \mu \sin^2 \theta_0)(a/2\delta)^2]. \quad (5.28)$$

Полагая, что полученное значение A не зависит от амплитуды тока, и подставляя (5.28) в выражение (5.13), напряжение на концах проволоки можно представить в виде:

$$V_w = R_{dc}I_b + R_{dc}I_0 \exp(-i\omega t)[1 - i(a/2\delta)^2(1 - \mu \sin^2 \theta_0)] + (4\pi la/c) \int_0^1 (\partial M_\varphi / \partial t) dx. \quad (5.29)$$

Вклад высших гармоник становится существенным, когда происходит перемагничивание части проволоки полем переменного тока. Процесс перемагничивания начинается на поверхности образца, где циркулярное магнитное поле максимально. Если амплитуда переменного тока I_0 превышает пороговое значение I_{th} , циркулярная компонента намагниченности вблизи поверхности проволоки меняет знак. Учитывая влияние постоянного тока I_b , для пороговой амплитуды тока I_{th} получим следующее выражение:

$$I_{th} = |I_b| + (caH_a/2)[1 - (H_e/H_a)^{2/3}]^{3/2}. \quad (5.30)$$

На Рис. 5.11 показаны зависимости амплитуд гармоник от внешнего магнитного поля, рассчитанные для двух значений постоянного тока. Так как рассчитанные зависимости являются симметричными относительно знака внешнего магнитного поля, результаты на Рис. 5.11 представлены только для положительных значений H_e . Отметим также, что для удобства сравнения из значения амплитуды первой гармоники на Рис. 5.11 вычитается постоянная составляю-

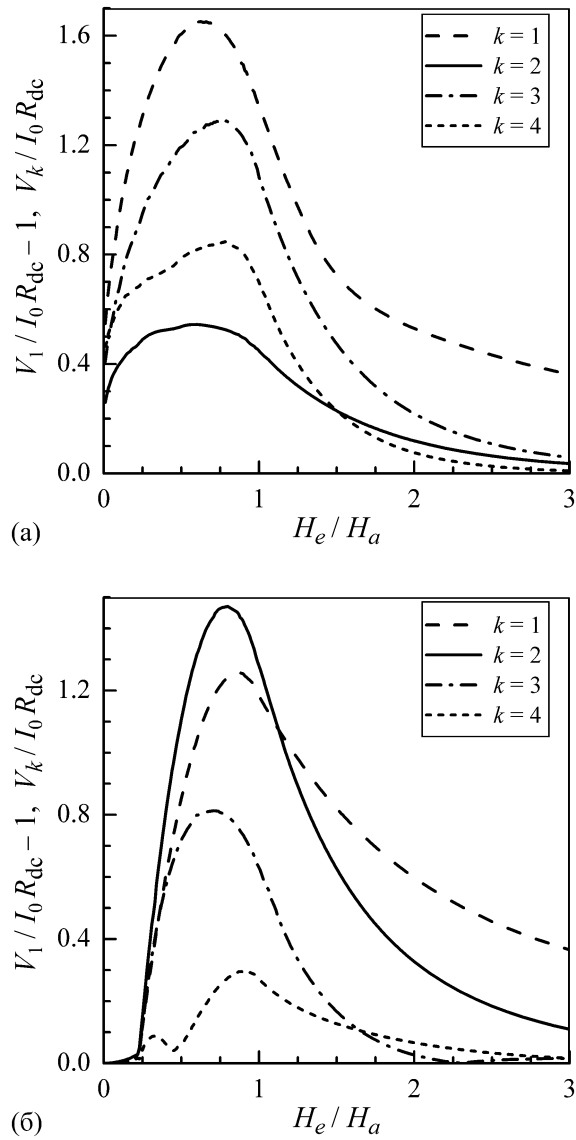


Рис. 5.11. Зависимости амплитуд гармоник V_k от внешнего поля H_e при $2I_0/caH_a=1.5$ для $H_b/H_a=0.2$ (а) и $H_b/H_a=1$ (б). Параметры, использованные при расчётах: $a=15$ мкм, $4\pi M=7000$ Гс, $H_a=2$ Э, $f=500$ кГц, $\sigma=10^{16}$ с $^{-1}$ и $\kappa=0.1$.

чая $I_0 R_{dc}$. При малом постоянном токе нечётные гармоники доминируют в частотном спектре напряжения, а с увеличением I_b вклад чётных гармоник в отклик напряжения становится заметным.

Изменения в зависимостях амплитуд первой и второй гармоник от внешнего поля с возрастанием постоянного тока проиллюстрированы на Рис. 5.12. Амплитуда первой гармоники монотонно уменьшается с увеличением постоянного тока (см. Рис. 5.12 (а)). Зависимость амплитуды второй гармоники от величины постоянного тока является более сложной. При малых I_b амплитуда

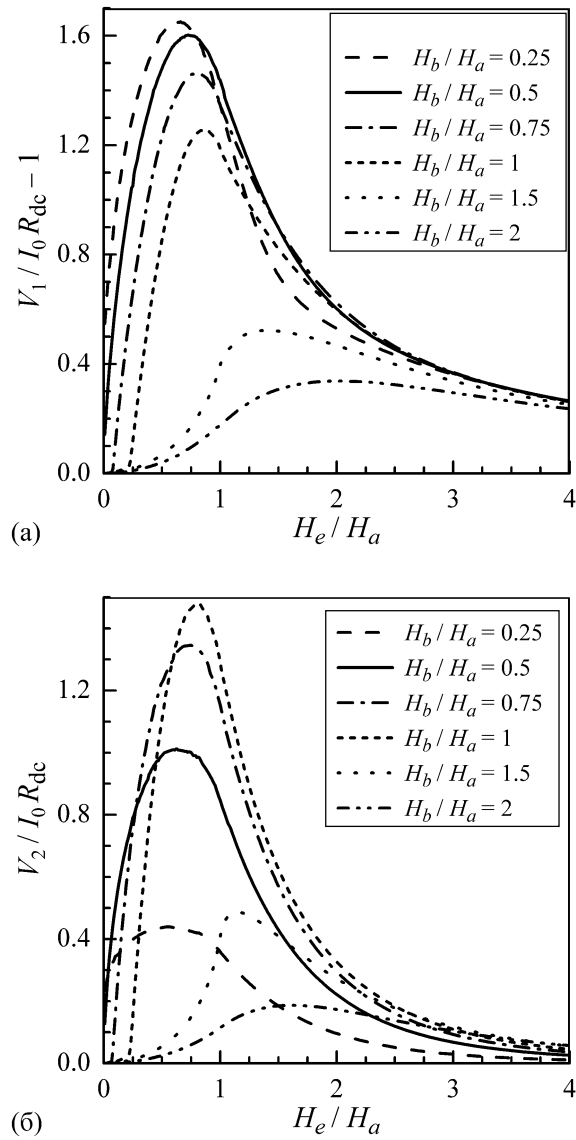


Рис. 5.12. Зависимости амплитуд первой (а) и второй гармоник (б) от внешнего поля H_e при $2I_0/caH_a=1.5$ и различных значениях H_b . Параметры, использованные при расчётах, такие же, как на Рис. 5.11.

второй гармонике возрастает, а с дальнейшим увеличением I_b максимум зависимости амплитуды второй гармоник от величины постоянного тока уменьшается и становится более размытым. Из Рис. 5.12(б) видно, что с возрастанием постоянного тока поле максимума H_p сдвигается в сторону более высоких значений.

Следует отметить, что увеличение амплитуды переменного тока и величины постоянного тока может привести к перегреву аморфной проволоки и резкому ухудшению её магнитных свойств. В связи с этим, необходимо опре-

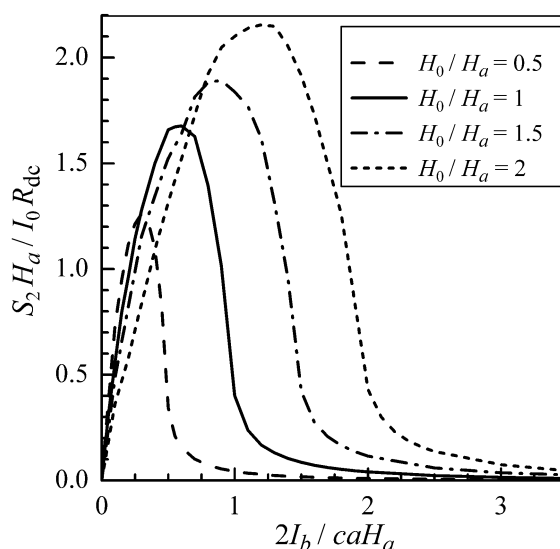


Рис. 5.13. Зависимость чувствительности второй гармоники S_2 от величины постоянного тока I_b при различных значениях I_0 . Параметры, использованные при расчётах, такие же, как на Рис. 5.11.

делить оптимальный интервал значений I_0 и I_b , в котором достигается максимальная чувствительность второй гармоники к внешнему магнитному полю. Зависимость чувствительности второй гармоники S_2 от величины постоянного тока представлена на Рис. 5.13. Чувствительность второй гармоники резко возрастает при малых I_b , достигает максимума и затем медленно уменьшается. Максимальная чувствительность достигается в узком диапазоне значений I_b , и оптимальная величина постоянного тока определяется приближенным соотношением $I_b \cong 0.6I_0$.

Таким образом, пропускание дополнительного постоянного тока через проволоку существенно изменяет частотный спектр сигнала напряжения, и в нём возникают чётные гармоники. При определённых условиях амплитуда второй гармоники становится достаточно большой и имеет высокую чувствительность к внешнему полю.

Глава 6. Нелинейный отклик напряжения при возбуждении магнитомягких проволок переменным магнитным полем

6.1. Частотный спектр напряжения в измерительной катушке при возбуждении аморфных проволок продольным переменным магнитным полем

Исследуем отклик напряжения в катушке, намотанной на аморфную проволоку диаметра D , находящуюся во внешнем магнитном поле, параллельном оси проволоки и имеющем постоянную составляющую H_{dc} и переменную составляющую $H_{ac} = H_0 \sin(\omega t)$. Будем пренебрегать доменной структурой проволоки и предположим, что образец имеет циркулярную анизотропию. Ограничимся случаем относительно низких частот, когда скин-эффект отсутствует, и переменное магнитное поле однородно распределено по сечению проволоки. В рамках квазистационарного приближения свободная энергия образца содержит два слагаемых: энергию анизотропии и энергию Зеемана в продольном поле. Плотность свободной энергии U имеет следующий вид:

$$U = (MH_a/2)\sin^2 \theta - M(H_{dc} + H_{ac})\sin \theta. \quad (6.1)$$

Для напряжения в измерительной катушке имеем:

$$V_c = -\frac{8\pi^2 N}{c} \int_0^{D/2} \frac{dM_z}{dt} \rho d\rho = -\frac{\pi^2 D^2 N}{c} \times \frac{dM_z}{dt} \quad (6.2)$$

Изменение продольной компоненты намагниченности M_z под действием переменного магнитного поля может быть найдено из условия минимума свободной энергии:

$$\begin{aligned} M_z(t) &= (M/H_a)[H_{dc} + H_0 \sin(\omega t)], \quad |H_{dc} + H_{ac}| < H_a, \\ M_z(t) &= \pm M, \quad |H_{dc} + H_{ac}| > H_a. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Из выражений (6.2) и (6.3) следует, что при малых амплитудах переменного поля и $H_{dc} < H_a$ сигнал в катушке является линейным и содержит только первую гармонику. При $H_{ac} > H_a - H_{dc}$ намагниченность проволоки остаётся постоянной в течение части периода изменения тока, и в частотном спектре напряжения в катушке возникают высшие гармоники.

Используя выражения (6.2) и (6.3), для амплитуд гармоник напряжения в катушке V_k после простых преобразований получаем:

$$\begin{aligned}
 V_1 &= V_{c0}(H_0/2H_a)[\tau_2 - \tau_1 + \sin(\tau_2)\cos(\tau_2) - \sin(\tau_1)\cos(\tau_1)], \\
 V_k &= V_{c0}(H_0/2H_a) \\
 &\quad \times \left| \frac{\sin\{(k+1)\tau_2\} - \sin\{(k+1)\tau_1\}}{k+1} + \frac{\sin\{(k-1)\tau_2\} - \sin\{(k-1)\tau_1\}}{k-1} \right|, \quad k = 3, 5, \dots, \\
 V_k &= V_{c0}(H_0/2H_a) \\
 &\quad \times \left| \frac{\cos\{(k+1)\tau_2\} - \cos\{(k+1)\tau_1\}}{k+1} + \frac{\cos\{(k-1)\tau_2\} - \cos\{(k-1)\tau_1\}}{k-1} \right|, \quad k = 2, 4, \dots
 \end{aligned} \tag{6.4}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 \tau_1 &= \begin{cases} -\pi/2, & H_0 - H_{dc} < H_a, \\ -\arcsin\{(H_a + H_{dc})/H_0\}, & H_0 - H_{dc} > H_a, \end{cases} \\
 \tau_2 &= \begin{cases} \pi/2, & H_0 + H_{dc} < H_a, \\ \arcsin\{(H_a - H_{dc})/H_0\}, & H_0 + H_{dc} > H_a. \end{cases}
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

На Рис. 6.1 показаны зависимости амплитуд гармоник напряжения в катушке от амплитуды переменного поля H_0 , рассчитанные при помощи выражений (6.4) и (6.5) при фиксированном постоянном поле H_{dc} . При $H_0 > H_a - H_{dc}$ в частотном спектре напряжения появляются высшие гармоники. С увеличением H_0 амплитуды нечётных гармоник монотонно возрастают, а амплитуды чётных гармоник проходят через максимум и затем убывают. Используя выражения (6.4) и (6.5), можно показать, что при $H_0 \gg H_a$ амплитуды нечётных гармоник

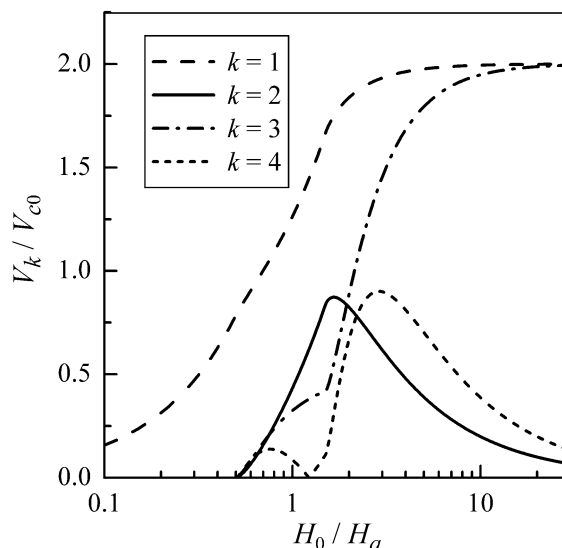


Рис. 6.1. Зависимости амплитуд гармоник напряжения в катушке V_k от амплитуды переменного магнитного поля H_0 при $H_{dc}/H_a = 0.5$.

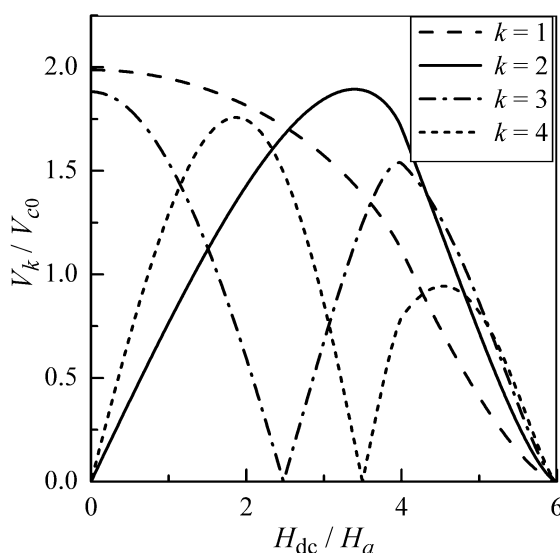


Рис. 6.2. Зависимости амплитуд гармоник напряжения в катушке V_k от величины постоянного магнитного поля H_{dc} при $H_0/H_a = 5$.

асимптотически стремятся к постоянному значению $2V_{c0}$, а амплитуды чётных гармоник убывают пропорционально kH_a/H_0 .

Зависимости амплитуд гармоник от величины постоянного поля H_{dc} при фиксированной амплитуде переменного поля H_0 представлены на Рис. 6.2. При малых значениях H_{dc} в частотном спектре напряжения доминирует первая гармоника. При достаточно больших значениях H_{dc} вклад высших гармоник ста-

новится существенным, а при $H_{dc} > H_a + H_0$ сигнал в катушке исчезает, поскольку намагниченность проволоки не изменяется в течение всего цикла изменения поля. Обращение в нуль амплитуд некоторых гармоник при определённых значениях постоянного магнитного поля связано со сменой фазы этих гармоник на величину π .

Таким образом, если величина продольного магнитного поля превышает поле анизотропии проволоки в течение части цикла изменения поля, в частотном спектре напряжения в измерительной катушке возникают высшие гармоники. Как видно из Рис. 6.2, амплитуды гармоник весьма чувствительны к величине постоянного магнитного поля H_{dc} . В качестве примера оценим чувствительность амплитуды второй гармоники $|\partial V_2 / \partial H_{dc}|$ для типичных параметров аморфной проволоки на основе кобальта. Полагая $D = 30$ мкм, $M = 600$ Гс, $H_a = 1$ Э, $H_0 = 5$ Э, $f = 500$ кГц и $N = 50$, получаем $|\partial V_2 / \partial H_{dc}| \cong 10$ мВ/Э. Отметим также, что амплитуды нескольких гармоник в частотном спектре напряжения имеют один и тот же порядок величины.

6.2. Нелинейный недиагональный импеданс при возбуждении аморфных проволок продольным переменным магнитным полем

Исследуем теперь частотный спектр сигнала напряжения, снимаемого с концов аморфной проволоки, при её возбуждении продольным переменным магнитным полем. Как и в предыдущем разделе, пренебрежём доменной структурой проволоки и скин-эффектом. Предположим, что проволока имеет геликоидальную анизотропию, причём ось анизотропии составляет с азимутальным направлением постоянный угол ψ , а поле анизотропии H_a постоянно во всем образце. Напряжение V_w , индуцируемое на концах проволоки, определяется выражением

$$V_w = \frac{2\pi D l}{c} \times \frac{dM_\varphi}{dt}. \quad (6.6)$$

Учитывая отклонение оси анизотропии проволоки от азимутального направления, выражение (6.1) для плотности свободной энергии U может быть представлено в виде

$$U = (MH_a/2)\sin^2(\theta - \psi) - M\{H_{dc} + H_0 \sin(\omega t)\}\sin\theta. \quad (6.7)$$

Минимизация свободной энергии приводит к следующим уравнениям для продольной и циркулярной компонент намагниченности:

$$\begin{aligned} M_\varphi^2(M^2 - M_\varphi^2)H_a^2 \cos^2 2\psi \\ = M^2[MM_\varphi\{H_{dc} + H_0 \sin(\omega t)\} + (M_\varphi^2 - M^2/2)H_a \sin 2\psi]^2, \quad (6.8) \\ M_z^2 = M^2 - M_\varphi^2. \end{aligned}$$

Используя выражения (6.6) и (6.8), для напряжения на концах образца получаем:

$$V_w/V_{w0} = -\frac{M_z^2 H_0 \cos(\omega t)}{(M_z^2 - M_\varphi^2)H_a \cos 2\psi - 2M_\varphi M_z H_a \sin 2\psi - MM_z\{H_{dc} + H_0 \sin(\omega t)\}}, \quad (6.9)$$

где $V_{w0} = 2\pi D l \omega M / c$, а компоненты намагниченности M_φ и M_z удовлетворяют уравнениям (6.8).

Частотный спектр напряжения на концах проволоки может быть найден при помощи Фурье-преобразования выражения (6.9). При малых амплитудах переменного поля вектор намагниченности совершает колебания относительно равновесного положения, и в частотном спектре напряжения доминирует первая гармоника [63]. Если H_0 превышает пороговое значение H_{th} , происходит скачкообразное изменение знака компонент намагниченности в каждом полупериоде изменения переменного поля, которое сопровождается появлением высших гармоник в частотном спектре напряжения. Пороговое поле может быть

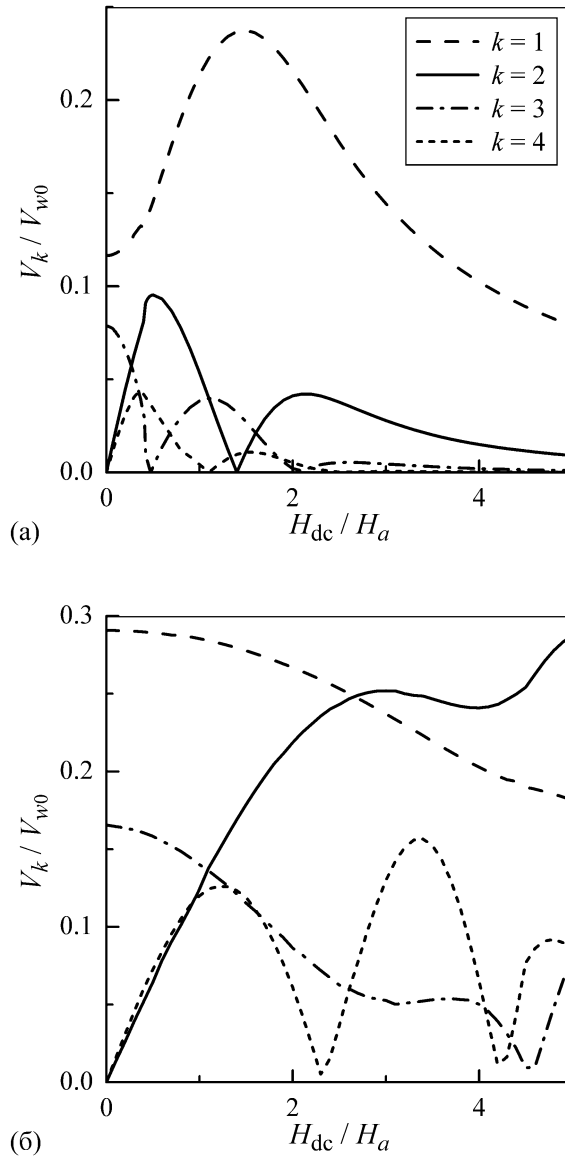


Рис. 6.3. Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник напряжения на концах проволоки V_k от величины постоянного магнитного поля H_{dc} при $\psi = 0.1\pi$ и различных H_0 : $H_0/H_a = 1$ (а); $H_0/H_a = 5$ (б).

определено при помощи уравнения (4.12). После простых преобразований для H_{th} получим

$$H_{th} = H_{dc} + H_a (\cos^{2/3} \psi + \sin^{2/3} \psi)^{-3/2}. \quad (6.10)$$

На Рис. 6.3 представлены зависимости амплитуд гармоник напряжения V_k от величины постоянного магнитного поля H_{dc} , рассчитанные при помощи выражений (6.8) и (6.9). При относительно малых амплитудах переменного магнитного поля в частотном спектре напряжения доминирует первая гармоника

(см. Рис. 6.3 (а)). Зависимости амплитуд чётных и нечётных гармоник от H_{dc} принципиально различны. В нулевом постоянном магнитном поле чётные гармоники пренебрежимо малы, а нечётные гармоники отличны от нуля. При этом все гармоники имеют дополнительные максимумы при ненулевом постоянном магнитном поле. Кроме того, все гармоники, кроме первой, обращаются в нуль при некоторых значениях поля H_{dc} , что связано с изменением фазы этих гармоник. При высоких значениях амплитуды переменного поля относительный вклад высших гармоник в частотный спектр напряжения возрастает, а амплитуда первой гармоники монотонно уменьшается с увеличением постоянного поля H_{dc} (см. Рис. 6.3 (б)).

Экспериментальные исследования частотного спектра напряжения были проведены в Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН на аморфных проволоках состава $Co_{68}Fe_{4.5}Si_{15}B_{12.5}$ диаметром 30 мкм и длиной 6.6 мм. Амплитуда переменного поля изменялась от 0.2 до 25 Э, а частота поля варьировалась от 0.5 до 2 МГц. Измерения проводились в присутствии постоянного продольного магнитного поля, которое изменялось в диапазоне ± 4 Э. В экспериментах амплитуды гармоник напряжения, снимаемого с концов проволоки, измерялись при помощи анализатора спектра HP4395A.

При малых амплитудах переменного поля в частотном спектре напряжения основной являлась первая гармоника, а вклад остальных гармоник был пренебрежимо мал. С увеличением H_0 вклад остальных гармоник в сигнал напряжения возрастал. На Рис. 6.4 показаны измеренные зависимости амплитуд гармоник напряжения V_k от величины постоянного магнитного поля H_{dc} . Зависимости V_k от H_{dc} являлись безгистерезисными, а амплитуды гармоник практически не зависели от знака постоянного магнитного поля.

Из сравнения Рис. 6.3 и Рис. 6.4 видно, что результаты расчётов находятся в качественном согласии с измеренными зависимостями. Однако используя для оценок типичное значение намагниченности насыщения аморфной

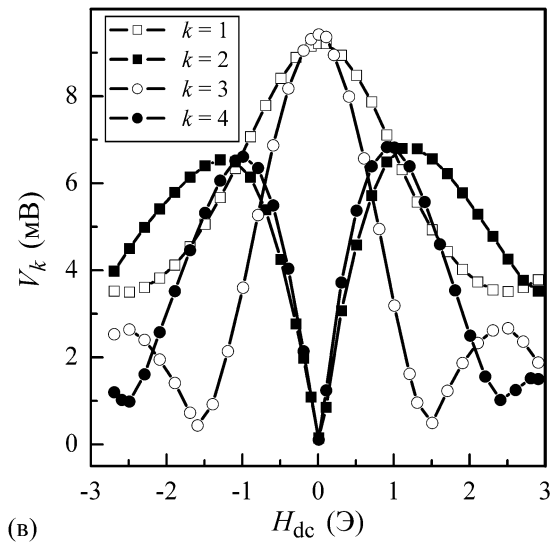
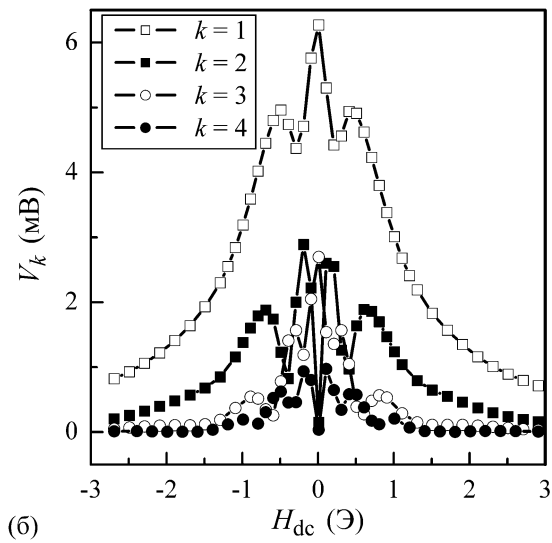
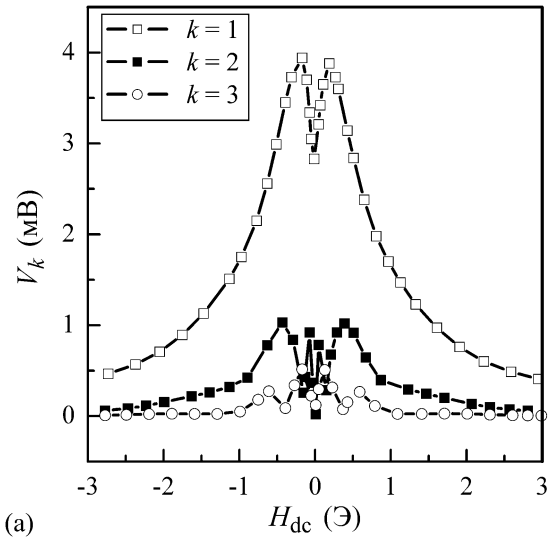


Рис. 6.4. Измеренные зависимости амплитуд гармоник напряжения на концах проволоки V_k от величины постоянного магнитного поля H_{dc} при $f = 500$ кГц и различных H_0 : $H_0 = 2.8$ Э (а); $H_0 = 4.6$ Э (б); $H_0 = 23.2$ Э (в).

проволоки на основе кобальта $M = 600$ Гс, получаем, что рассчитанные величины V_k превышают измеренные значения в несколько раз. Это отличие может быть связано, в первую очередь, со скин-эффектом, который не учитывается в предложенной модели. Кроме того, для детального количественного описания результатов эксперимента необходим учёт доменной структуры, а также неоднородного распределения поля анизотропии по сечению и длине проволоки [83].

Таким образом, перемагничивание проволоки в сильном переменном магнитном поле приводит к возникновению гармоник с большими амплитудами в частотном спектре напряжения, снимаемого с концов образца. Этот эффект также может быть назван нелинейным недиагональным магнитоимпедансом, так как при малых амплитудах переменного поля напряжение пропорционально недиагональной компоненте поверхностного импеданса проволоки. Следует отметить, что в отличие от нелинейного отклика напряжения, индуцированного пропусканием по образцу тока большой амплитуды, при перемагничивании высокочастотным продольным магнитным полем как чётные, так и нечётные гармоники в частотном спектре напряжения имеют высокую чувствительность к постоянному магнитному полю. Например, при $f = 500$ кГц для амплитуды переменного поля $H_0 = 23.2$ Э эта чувствительность составляет примерно 5 мВ/Э (см. Рис. 6.4 (в)).

6.3. Усиление чётных гармоник в частотном спектре магнитоимпеданса аморфных проволок в присутствии продольного переменного магнитного поля

Как отмечалось в Главе 5, чётные гармоники в отклике нелинейного магнитоимпеданса аморфных проволок возникают, когда зависимость циркулярной компоненты намагниченности от переменного магнитного поля является

асимметричной. Эта асимметрия может быть усилена при приложении скручивающих напряжений к образцу [324,327] или при пропускании через проволоку дополнительного постоянного тока [339]. В этом разделе проанализирован альтернативный метод усиления чётных гармоник в частотном спектре напряжения на концах аморфной проволоки. Этот метод заключается в одновременном возбуждении проволоки переменным током и продольным переменным магнитным полем.

Предположим, что проволока имеет циркулярную анизотропию, и пренебрежём для простоты её доменной структурой. Проволока находится во внешнем поле H_{dc} , возбуждается переменным током $I = I_0 \sin(\omega t)$ и продольным переменным полем $H_{ac} = H_0 \sin(\omega t)$. Будем считать, что частота возбуждающих полей мала, и скин-эффектом можно пренебречь. Тогда циркулярное поле тока линейно изменяется по радиусу проволоки, а продольное переменное поле однородно распределено по сечению образца. Минимизация свободной энергии приводит к следующим уравнениям для компонент намагниченности:

$$\begin{aligned} (M^2 - M_\varphi^2)[M(4I_0 / cD)x \sin(\omega t) + M_\varphi H_a]^2 \\ = M^2 M_\varphi^2 [H_{dc} + H_0 \sin(\omega t)]^2, \\ M_z = (M^2 - M_\varphi^2)^{1/2} \text{sign}(H_{dc} + H_0 \sin(\omega t)). \end{aligned} \quad (6.11)$$

где $x = 2\rho / D$ – безразмерная радиальная координата. С учётом уравнений (6.11) для производной циркулярной компоненты намагниченности по времени получим:

$$\frac{\partial M_\varphi}{\partial t} = \frac{\omega M \cos(\omega t) \times [M_z^2 (4I_0 / cD)x - M_\varphi M_z H_0]}{(M_\varphi^2 - M_z^2)H_a + M M_\varphi (4I_0 / cD)x \sin(\omega t) + M M_z [H_{dc} + H_0 \sin(\omega t)]}. \quad (6.12)$$

Напряжение на концах аморфной проволоки может быть найдено при помощи выражений (5.20), (6.11) и (6.12). При малых амплитудах тока и продольного поля в частотном спектре напряжения основной является первая гармоника, а вклад остальных гармоник мал. Отметим, что этот линейный режим воз-

буждения был детально проанализирован при исследовании асимметричного ГМИ в аморфных проволоках [63].

Вклад высших гармоник становится существенным, когда происходит перемагничивание поверхностной области проволоки. Процесс перемагничивания начинается, когда поле тока превышает пороговое значение H_{th} , которое определяется выражением

$$H_{th} = [H_a - (H_{dc} + H_{ac})^{2/3}]^{3/2}. \quad (6.13)$$

При $|H_{dc} + H_{ac}| < H_a$ уравнение (6.13) имеет два решения, соответствующих значениям поля, при котором происходит скачок циркулярной компоненты намагниченности. В отсутствие продольного переменного поля значения этих полей переключения имеют одинаковый модуль, и чётные гармоники в частотном спектре напряжения равны нулю. Асимметрия в полях переключения возникает в присутствии поля H_{ac} , что приводит к появлению чётных гармоник в отклике напряжения [332].

Зависимости амплитуд второй и четвёртой гармоник от внешнего поля, рассчитанные при фиксированной амплитуде тока, показаны на Рис. 6.5. Амплитуды гармоник резко возрастают при малых полях, достигают максимума и уменьшаются при приближении внешнего поля к полю анизотропии проволоки. Отметим, что максимумы минимумы в зависимостях амплитуд гармоник от поля соответствуют максимальной и минимальной разнице в полях переключения, при которых происходят скачки циркулярной компоненты намагниченности. При $H_{dc} > H_a$ циркулярная компонента намагниченности меняет знак, когда значение переменного тока равно нулю, и присутствие чётных гармоник в частотном спектре напряжения связано с асимметрией в изменении намагниченности со временем из-за влияния продольного переменного поля. Отметим, что все чётные гармоники имеют схожую зависимость от внешнего поля. Однако в отличие от нелинейного магнитоимпеданса в аморфной проволоке с геликои-

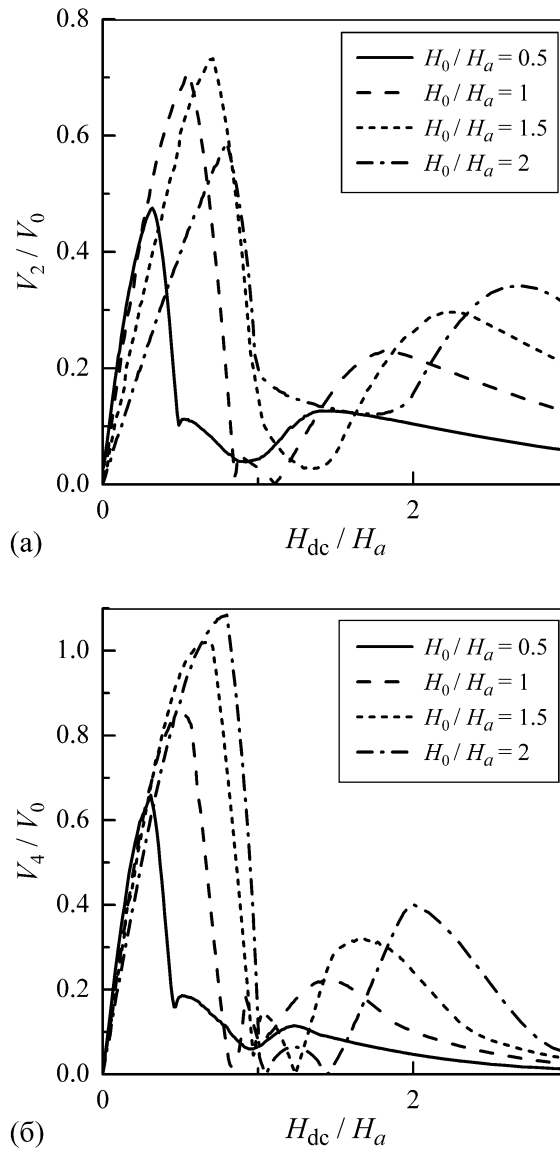


Рис. 6.5. Зависимости амплитуд второй (а) и четвёртой гармоник (б) от внешнего поля H_{dc} при $4I_0/cDH_a = 1.5$ и различных значениях H_0 .

дальной анизотропией, четвёртая гармоника имеет бóльшую амплитуду, чем вторая гармоника.

На Рис. 6.6 представлены зависимости относительного изменения второй и четвёртой гармоник от амплитуды продольного переменного поля H_0 . Относительное изменение амплитуды гармоники ΔV_k определялось как разность между значением максимума амплитуды гармоники и значением V_k в нулевом внешнем поле. При малых и сравнительно больших значениях H_0 относительные изменения амплитуд гармоник слабо зависят от амплитуды тока I_0 . В про-

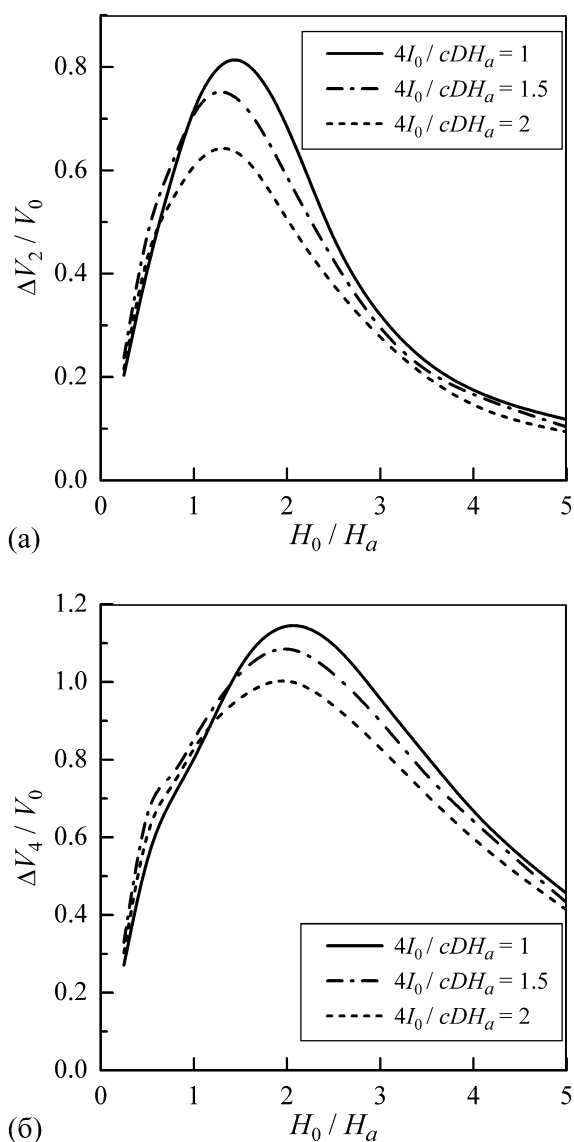


Рис. 6.6. Зависимости относительного изменения амплитуд второй (а) и четвёртой гармоник (б) от амплитуды продольного переменного поля H_0 при различных значениях I_0 .

межуточном интервале значений H_0 относительные изменения амплитуд гармоник уменьшаются с увеличением амплитуды тока. Из Рис. 6.6 следует, что величина ΔV_2 достигает максимума при $H_0 \cong 1.5H_a$, а ΔV_4 имеет максимум при $H_0 \cong 2H_a$. Следовательно, максимальная чувствительность гармоник может быть достигнута при не слишком больших амплитудах возбуждающих полей, и это обстоятельство представляется перспективным для использования в датчиках магнитного поля.

Таким образом, результаты проведённого анализа показывают, что одновременное воздействие на аморфную проволоку продольного переменного маг-

нитного поля и переменного тока приводит к усилению чётных гармоник в частотном спектре нелинейного магнитоимпеданса. При этом максимальную чувствительность имеет четвёртая гармоника. Предложенный метод возбуждения проволоки может быть перспективным для приложений, однако необходимо дальнейшее детальное экспериментальное исследование рассмотренного выше нелинейного эффекта.

6.4. Возникновение комбинационных гармоник в частотном спектре напряжения, снимаемого с магнитомягких проволок

В этом разделе исследовано влияние слабого продольного переменного магнитного поля на частотный спектр напряжения, возникающего в измерительной катушке, намотанной вокруг магнитомягкого образца, по которому протекает переменный ток. Можно ожидать, что частотный спектр сигнала напряжения может быть весьма чувствительным и к слабым переменным внешним магнитным полям, и что данный эффект должен наиболее ярко проявляться вблизи порога нелинейности, которым является порог перемагничивания образца. При этом в частотном спектре измеряемого сигнала могут возникать не только гармоники с частотами, кратными частотам возбуждающих полей, но и комбинационные гармоники [405].

Экспериментальные исследования возникновения комбинационных гармоник были проведены в Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН на магнитомягких образцах нескольких типов. Первый тип образцов представлял собой композитные проволоки, состоявшие из ниобиевой сердцевины и пермаллоевой оболочки, изготовленные сжатием композитного стержня, его вытягиванием и последующим отжигом [41]. Диаметр проволок составлял 100 мкм, а толщина пермаллоевой оболочки равнялась 33 мкм. Вторым типом образцов являлись аморфные проволоки состава $\text{Co}_{68}\text{Cr}_3\text{Fe}_2\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ диаметром 65 мкм, полученные модифицированным методом вытягивания из расплава [399]. Все исследованные образцы имели длину 15 мм.

По образцам пропускался переменный ток с амплитудой от 0.01 до 900 мА, частота тока составляла 575 кГц. Исследуемый образец помещался в постоянное продольное магнитное поле H_{dc} , величина которого изменялась от -7.5 до 7.5 Э, и в переменное магнитное поле с частотой $f_1 = 1$ МГц. Измерительная катушка, имевшая диаметр 4 мм и 450 витков, подсоединялась к анализатору спектра HP4395A.

В экспериментах исследовался частотный спектр напряжения в измерительной катушке в зависимости от амплитуды переменного тока при различных значениях постоянного поля и амплитуды переменного поля. Измерялись амплитуды первых комбинационных гармоник напряжения с частотами $mf_0 \pm nf_1$, где $m, n \leq 4$ – целые числа.

При малых амплитудах переменного тока в частотном спектре напряжения основными являлись гармоники с частотой тока f_0 и с частотой переменного магнитного поля f_1 . При более высоких амплитудах тока из-за перемагничивания образца отклик напряжения становился нелинейным. Вклад гармоник с частотами кратными f_0 возрастал, и при достаточно большой амплитуде переменного тока чётные гармоники с частотами $2f_0$ и $4f_0$ превышали основную гармонику с частотой f_0 . Кроме того, в присутствии слабого продольного переменного поля в этом интервале амплитуд переменного тока в частотном спектре напряжения возникал не только сигнал на частоте f_1 , но и комбинационные гармоники с частотами $mf_0 \pm nf_1$. Отметим, что амплитуды всех измеренных комбинационных гармоник проявляли схожую зависимость от I_0 , однако наибольшую амплитуду имела основная комбинационная гармоника с частотой $2f_0 - f_1$.

На Рис. 6.7 показана зависимость амплитуды основной комбинационной гармоники V_{com} с частотой $2f_0 - f_1 = 150$ кГц от амплитуды тока I_0 при фиксированном значении постоянного поля H_{dc} и различных амплитудах переменного поля H_0 , измеренная для композитной проволоки Nb/Ni₈₂Fe₁₈. Комбинационная

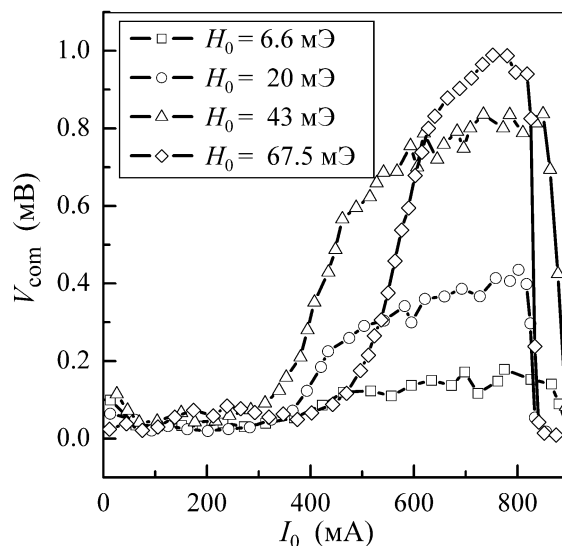


Рис. 6.7. Измеренная для композитной проволоки Nb/Ni₈₂Fe₁₈ зависимость амплитуды основной комбинационной гармоники V_{com} от амплитуды тока I_0 при $H_{\text{dc}} = 3$ Э и различных значениях амплитуды переменного поля H_0 .

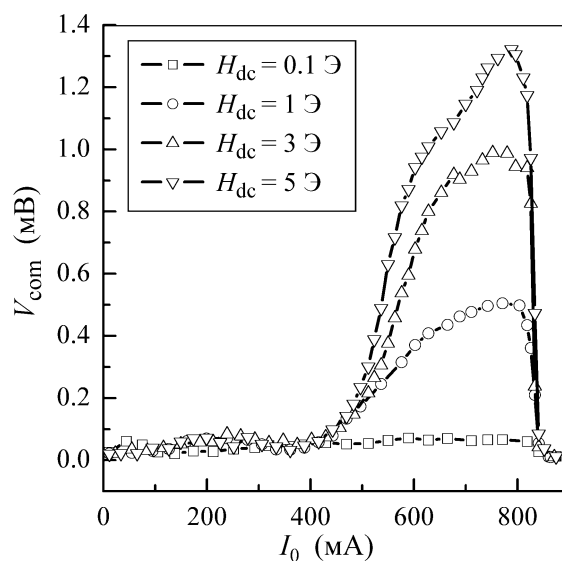


Рис. 6.8. Измеренная для композитной проволоки Nb/Ni₈₂Fe₁₈ зависимость амплитуды основной комбинационной гармоники V_{com} от амплитуды тока I_0 при $H_0 = 67.5$ мЭ и различных значениях H_{dc} .

гармоника была мала при амплитудах тока менее 300 мА, затем возрастала, проходила через максимум и падала практически до нуля при $I_0 > 800$ мА. Максимум амплитуды гармоники возрастал примерно линейно с увеличением амплитуды переменного поля. При этом амплитуда комбинационной гармоники заметно изменялась при изменении амплитуды переменного поля на величину

порядка 10^{-2} Э. Зависимость амплитуды основной комбинационной гармоники V_{com} от I_0 при фиксированной амплитуде переменного поля и различных значениях постоянного поля, измеренная для композитной проволоки Nb/Ni₈₂Fe₁₈, показана на Рис. 6.8. При $H_{\text{dc}} < 1$ Э величина V_{com} мала во всем интервале исследованных амплитуд тока. В интервале полей $H_{\text{dc}} > 1$ Э амплитуда комбинационной гармоники монотонно возрастала с увеличением H_{dc} , а при $H_{\text{dc}} > 5$ Э величина V_{com} практически не зависела от величины постоянного поля.

На Рис. 6.9 показана измеренная для аморфной проволоки Co₆₈Cr₃Fe₂Si₁₅B₁₂ зависимость амплитуды основной комбинационной гармоники от амплитуды тока при фиксированной амплитуде переменного поля и различных значениях постоянного поля. Как и для композитной проволоки, величина V_{com} возрастала с увеличением I_0 , проходила через максимум и затем падала до нуля. Однако в данном случае амплитуда комбинационной гармоники начинала возрастать при относительно малых значениях I_0 . Кроме того, как видно из Рис. 6.9, амплитуда комбинационной гармоники имеет принципиально иную зависимость от величины постоянного магнитного поля: она уменьшалась с возрастанием H_{dc} и обращалась в нуль при достаточно высоких значениях постоянного магнитного поля. Величина V_{com} существенно изменялась при изменении H_{dc} на величину порядка 0.1 Э. Зависимость V_{com} от I_0 при фиксированном H_{dc} и различных значениях H_0 представлена на Рис. 6.10. Вид зависимости $V_{\text{com}}(I_0)$ аналогичен для всех значений H_0 , а максимальная величина амплитуды комбинационной гармоники возрастала примерно линейно с увеличением H_0 .

Для исследованных образцов резкий рост комбинационных гармоник наблюдался в диапазоне амплитуд переменного тока, в котором в частотном спектре напряжения доминирует гармоника с частотой $2f_0$. Гармоника с частотой $2f_0$ становится основной в частотном спектре напряжения в измерительной катушке при перемагничивании всего образца или значительной его части пе-

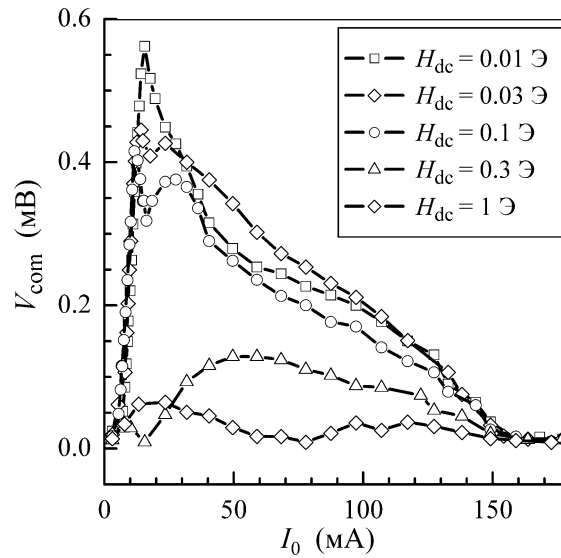


Рис. 6.9. Измеренная для аморфной проволоки $\text{Co}_{68}\text{Cr}_3\text{Fe}_2\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ зависимость амплитуды основной комбинационной гармоники V_{com} от амплитуды тока I_0 при $H_0 = 75$ мЭ и различных значениях H_{dc} .

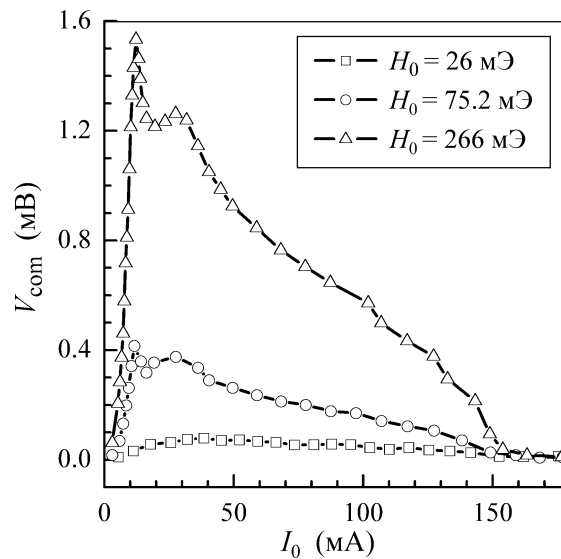


Рис. 6.10. Измеренная для аморфной проволоки $\text{Co}_{68}\text{Cr}_3\text{Fe}_2\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ зависимость амплитуды основной комбинационной гармоники V_{com} от амплитуды тока I_0 при $H_{\text{dc}} = 0.1$ Э и различных значениях H_0 .

ременным током. Следовательно, наблюдаемое возрастание амплитуд комбинационных гармоник связано с процессом перемагничивания. Эксперимент показал, что в этом интервале амплитуд тока основная комбинационная гармоника весьма велика и сравнима по величине с амплитудами гармоник с частотами f_0 и $2f_0$.

Поведение комбинационных гармоник в спектре сигнала, снимаемого с аморфной проволоки, может быть качественно описано в рамках следующей модели. Будем пренебрегать доменной структурой проволоки и скин-эффектом. Минимизация свободной энергии приводит к следующим уравнениям для компонент намагниченности:

$$\begin{aligned} (M^2 - M_\varphi^2)[M_\varphi H_a + M(8\rho/cD^2)I_0 \sin(2\pi f_0 t)]^2 &= M^2 M_\varphi^2 [H_{dc} + H_0 \sin(2\pi f_1 t)]^2, \\ M_z^2 &= M^2 - M_\varphi^2. \end{aligned} \quad (6.14)$$

Используя уравнения (6.14), для напряжения в измерительной катушке получаем

$$V_c/V_0 = \int_0^1 \frac{M_\varphi^2 M_z [x \cos(2\pi f_0 t) M_z - \eta \cos(2\pi f_1 t) M_\varphi] x dx}{M_\varphi^3 [H_{dc} + H_0 \sin(2\pi f_1 t)] + M_z^3 (4I_0/cD)x \sin(2\pi f_0 t)}, \quad (6.15)$$

где $V_0 = 16\pi^3 N D I_0 f_0 / c^2$, $\eta = c D H_0 f_1 / 4 I_0 f_0$ и $x = 2\rho/D$.

Рассчитанная зависимость амплитуды основной комбинационной гармоники V_{com} от амплитуды тока при фиксированном значении H_{dc} и различных амплитудах переменного поля показана на Рис. 6.11. При малых амплитудах тока величина V_{com} равна нулю. В этой области в частотном спектре напряжения доминируют гармоники с частотами f_0 и f_1 , которые соответствуют частотам внешних сигналов (линейный режим). Комбинационная гармоника появляется в частотном спектре напряжения, если амплитуда тока превышает некоторое пороговое значение I_{th} . Это значение соответствует минимальной амплитуде тока, при которой происходит перемагничивание части проволоки, и возникает сильная нелинейность в зависимости намагниченности от внешних полей. Пороговое значение амплитуды тока может быть найдено, учитывая, что перемагничивание начинается на поверхности проволоки, где величина магнитного поля, создаваемого переменным током, максимальна, что приводит к следующему выражению для I_{th} :

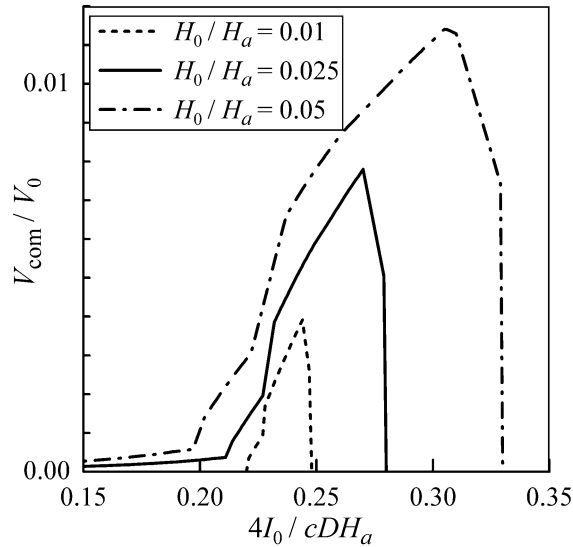


Рис. 6.11. Рассчитанная зависимость амплитуды основной комбинационной гармоники V_{com} от амплитуды тока I_0 при $H_{\text{dc}}/H_a = 0.5$, $f_1/f_0 = 1.8$ и различных значениях H_0 .

$$I_{\text{th}} = (cDH_a/4)[1 - \{(H_{\text{dc}} + H_0)/H_a\}^{2/3}]^{3/2}. \quad (6.16)$$

Полагая для оценки $H_a \cong 1$ Э, $H_{\text{dc}} \cong 0.5$ Э и $H_0 \cong 0.05$ Э, для результатов расчёта, приведённых на Рис. 6.11, получаем, что для аморфной проволоки $V_{\text{com}} \approx 0.1$ мВ и $I_{\text{th}} \approx 3.5$ мА. Эти значения по порядку величины близки к результатам эксперимента, однако между полученными оценками и экспериментальными данными существует довольно заметное количественное расхождение. Чтобы понять причины этого отличия, проанализируем подробнее физический механизм возникновения комбинационных гармоник.

В однородном магнитном поле образец полностью перемагничивается, когда амплитуда поля тока достигает порогового значения. Малое продольное переменное поле практически не влияет на процесс перемагничивания при амплитудах переменного тока существенно меньших и больших порогового значения. Ситуация меняется вблизи порогового значения амплитуды тока. Если амплитуда тока немного ниже порогового значения, то малое переменное поле может вызвать перемагничивание образца в некоторых циклах изменения тока. И наоборот, если амплитуда тока несколько выше, продольное переменное поле не позволяет образцу перемагничиваться в каких-то циклах изменения тока.

Очевидно, что этот процесс вызовет резкое возрастание сигнала на комбинационных частотах в узкой области амплитуд переменного тока. Ширина этой области пропорциональна амплитуде внешнего переменного магнитного поля.

В идеально однородной проволоке, которая рассмотрена выше при численном анализе, магнитное поле зависит от радиуса. Соответственно, эффект слабого продольного переменного поля возникает, когда поле, создаваемое переменным током, достигает критического значения на поверхности проволоки. С ростом амплитуды тока область, в которой слабое внешнее переменное магнитное поле может повлиять на процесс перемагничивания и вызвать появление комбинационных гармоник, перемещается внутрь образца. При больших амплитудах тока размер этой области начинает уменьшаться, и амплитуды комбинационных гармоник затухают. Такой эффект и наблюдается в эксперименте.

Вероятно, что перемагничивание происходит наиболее однородно в композитной проволоке (см. Рис. 6.7). В аморфных проволоках область существования комбинационных гармоник расширяется. Это, по-видимому, связано с неоднородностями самого образца, а также с образованием доменов. Весьма вероятно, что при перемагничивании на концах проволоки или на каких-то его неоднородностях зарождаются доменные границы, а сам процесс перемагничивания связан с их движением. Следовательно, предложенная модель даёт только качественную картину процесса и пригодна для приблизительной оценки амплитуд сигналов на различных частотах. Для построения количественной модели процесса необходимо учитывать влияние движения доменных границ на перемагничивание образцов.

Глава 7. Процесс перемагничивания и нелинейный недиагональный магнитоимпеданс в многослойных плёночных структурах

7.1. Доменная структура трёхслойных плёночных образцов

Рассматриваемая плёночная структура представляет собой плоский трёхслойный образец длиной l и шириной $w < l$. Верхний и нижний слои, имеющие толщину d , являются магнитомягкими плёнками, а центральный слой толщины Δ – высокопроводящим немагнитным материалом (Рис. 7.1). Лёгкая ось анизотропии в ферромагнитных слоях лежит в плоскости плёнок и направлена вдоль короткой стороны образца. Для простоты будем предполагать, что константа поперечной анизотропии K одинакова в обоих ферромагнитных слоях. Рассмотрим возможные доменные структуры, которые могут возникать в таких образцах.

Связь между ферромагнитными плёнками возникает из-за полей рассеяния. Такое взаимодействие между плёнками приводит к тому, что свободная энергия многослойного образца может снижаться без образования доменной структуры с замыкающими доменами [406]. В зависимости от величины константы поперечной магнитной анизотропии K , могут возникать различные структуры распределения намагниченности в ферромагнитных слоях. Если величина K достаточно велика, то энергетически выгодным является образование поперечной доменной структуры [24,26,29,196,197]. В другом предельном случае, когда константа анизотропии K мала, векторы намагниченности в слоях антипараллельны и ориентированы вдоль длинной стороны образца. В промежуточном случае возможно, очевидно, наличие как продольной, так и поперечной компонент намагниченности.

Для определения энергии поперечной полосовой доменной структуры будем предполагать, что ферромагнитные плёнки однородны, и замыкающие до-

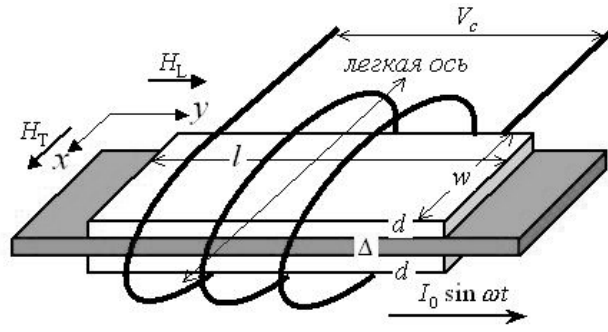


Рис. 7.1. Схема трёхслойного плёночного образца.

мены отсутствуют. Свободная энергия состоит из энергии полей рассеяния и энергии доменных границ. Энергия полей рассеяния может быть найдена из решения трёхмерного уравнения Лапласа для потенциала магнитного поля с граничными условиями, соответствующими периодическому изменению магнитного заряда на поверхности образца [46]. Решение уравнения Лапласа приводит к следующему выражению для свободной энергии U_1 :

$$U_1 = \frac{16M^2ld^2}{\pi^2} \nu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^3} \int_0^{\infty} \frac{\sin^2 q \sin^2 \{(1+\Delta/d)q\}}{q^2 [1+\nu^2 q^2 / (2n+1)^2]^{1/2}} dq + \frac{4\varepsilon_w lw}{\pi\nu}. \quad (7.1)$$

Здесь $\nu = 2a/\pi d$, a – равновесный размер домена и ε_w – энергия единицы площади доменной границы. Размер домена a определяется из условия минимума свободной энергии U_1 и в общем случае может быть найден численно. Для толстых невзаимодействующих плёнок $d, \Delta \gg (\varepsilon_w w)^{1/2}/M$ минимизация свободной энергии приводит к выражениям, полученным Киттелем для массивного образца [46]:

$$a = a_0 = 0.76(\varepsilon_w w)^{1/2}/M, \quad U_1 = U_0 = 6.8M^2 l d a_0. \quad (7.2)$$

Для тонких невзаимодействующих плёнок $d \ll (\varepsilon_w w)^{1/2}/M \ll \Delta$ из выражения (7.1) имеем:

$$a = a_0^2/d, \quad U_1 = 4M^2 l d^2 [\ln(2w\varepsilon_w/\pi M^2 d^2) + 0.66]. \quad (7.3)$$

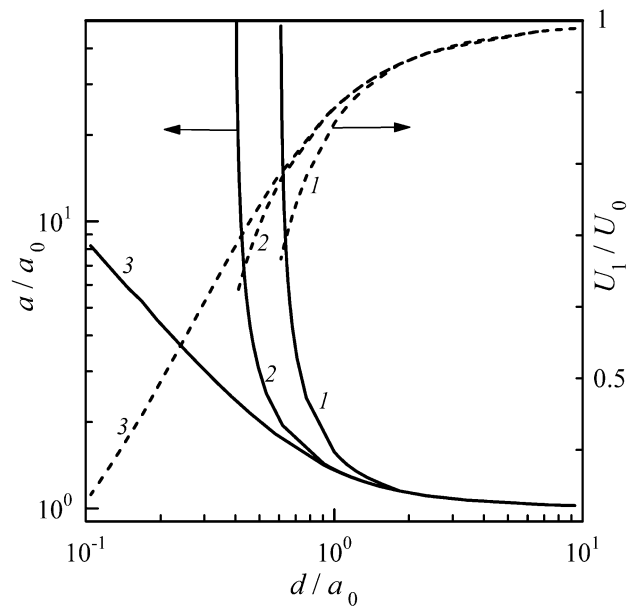


Рис. 7.2. Зависимости размера домена a (сплошные линии) и свободной энергии поперечной доменной структуры U_1 (пунктирные линии) от толщины ферромагнитного слоя d : $\Delta/d=0.5$ (1); $\Delta/d=5$ (2); $\Delta \rightarrow \infty$ (3).

Зависимости размера домена a и свободной энергии U_1 от толщины ферромагнитной плёнки d показаны на Рис. 7.2 при различных значениях толщины немагнитной прослойки Δ . Когда толщина ферромагнитной плёнки d становится меньше размера домена в массивном образце a_0 , равновесный размер домена a начинает резко возрастать, а свободная энергия U_1 убывает. При этом с уменьшением толщины прослойки размер домена уменьшается при фиксированной толщине ферромагнитной плёнки. Отметим, что при некоторой критической толщине плёнки размер домена неограниченно возрастает, и решение, соответствующее устойчивой поперечной полосовой доменной структуре, исчезает (см. Рис. 7.2).

Выше предполагалось, что энергия доменных границ не зависит от толщины ферромагнитной плёнки. Однако при вычислении свободной энергии поперечной доменной структуры необходимо учесть, что энергия доменной границы ε_w в тонких ферромагнитных плёнках может существенно отличаться от энергии границы в массивном образце [406,407]. Оценки показывают, что при характерных значениях параметров магнитомягких плёнок энергетически вы-

годной является блоховская доменная граница, в которой ось вращения спинов нормальна к направлению намагниченности доменов и к плоскости доменной границы. Полная энергия доменной границы состоит из суммы обменной энергии, энергии анизотропии и энергии полей рассеяния. Конфигурация спинов в доменной границе определяется минимумом полной энергии. Для учёта полей рассеяния воспользуемся простой моделью, предложенной Неелем. В рамках этой модели предполагается, что доменная граница имеет форму эллипсоида, размеры осей которого равны толщине границы и толщине плёнки. В этом приближении энергия единицы площади блоховской доменной границы ε_w имеет вид [407]:

$$\varepsilon_w = M^2 l_{\text{ex}} \beta^{1/2} [(4\pi / \beta) \eta^2 / (\eta + \tilde{d}) + \eta + 1 / \eta]. \quad (7.4)$$

Здесь l_{ex} – характерная длина обменного взаимодействия, $\beta = 2K / M^2$ – безразмерная константа поперечной анизотропии, $\tilde{d} = d\beta^{1/2} / 2l_{\text{ex}}$ и η – безразмерная толщина доменной границы, удовлетворяющая уравнению

$$(4\pi / \beta) \eta^3 (\eta + 2\tilde{d}) - (1 - \eta^2) (\eta + \tilde{d})^2 = 0. \quad (7.5)$$

При $d \rightarrow \infty$ из уравнений (7.4) и (7.5) получаем решение для массивного образца: $\varepsilon_w = 2M^2 l_{\text{ex}} \beta^{1/2}$. С уменьшением толщины плёнки энергия блоховской доменной границы возрастает, а её размер уменьшается [407]. Полная свободная энергия поперечной доменной структуры U_1 может быть найдена при помощи выражений (7.1), (7.4) и (7.5).

Определим теперь свободную энергию трёхслойного образца в случае, когда доменная структура в ферромагнитных слоях отсутствует, а векторы намагниченности антипараллельны и направлены вдоль длинной стороны образца. Свободная энергия U_2 является суммой энергии полей рассеяния и энергии анизотропии и определяется выражением

$$U_2 = M^2 l w d (N_y + \beta - N_{yy}). \quad (7.6)$$

Здесь

$$N_y = (2d/l)\{2\ln(2w/d) + 1\},$$

$$N_{yy} = \frac{2d}{l} \left[2\ln \left\{ \frac{2w(d+\Delta)}{(2d+\Delta)^2} \right\} + 1 \right] - \frac{8\Delta}{l} \ln \left\{ \frac{2d+\Delta}{d+\Delta} \right\} - \frac{2\Delta^2}{ld} \ln \left\{ \frac{\Delta(2d+\Delta)}{(d+\Delta)^2} \right\} \quad (7.7)$$

– размагничивающие факторы, учитывающие поля рассеяния.

В случае, когда векторы намагниченности антипараллельны и направлены вдоль короткой стороны образца, свободная энергия U_3 равна энергии полей рассеяния:

$$U_3 = M^2 l w d (N_x - N_{xx}), \quad (7.8)$$

где

$$N_x = (2d/w)\{2\ln(2l/d) + 1\},$$

$$N_{xx} = \frac{2d}{w} \left[2\ln \left\{ \frac{2l(d+\Delta)}{(2d+\Delta)^2} \right\} + 1 \right] - \frac{8\Delta}{w} \ln \left\{ \frac{2d+\Delta}{d+\Delta} \right\} - \frac{2\Delta^2}{wd} \ln \left\{ \frac{\Delta(2d+\Delta)}{(d+\Delta)^2} \right\}. \quad (7.9)$$

Зависимости свободной энергии от отношения ширины плёночной структуры к её длине показаны на Рис. 7.3 для различных распределений намагниченности в плёнках. Кривые 1 на Рис. 7.3 соответствуют малой поперечной анизотропии ($\beta = 4 \times 10^{-3}$), а кривые 2 – большой поперечной анизотропии ($\beta = 0.2$). Если величина анизотропии и ширина образца малы, энергетически выгодной является ситуация, в которой векторы намагниченности в ферромагнитных плёнках антипараллельны и ориентированы вдоль длинной стороны образца. При малой величине поперечной анизотропии в достаточно широких образцах доменная структура отсутствует, а векторы намагниченности в плёнках направлены в поперечном направлении. Поперечная доменная структура может возникать при достаточно больших значениях константы анизотропии в не слишком широких образцах (см. Рис. 7.3).

Как отмечалось выше, взаимодействие между ферромагнитными плёнками приводит к тому, что свободная энергия многослойной плёночной структуры может снижаться без образования поперечной доменной структуры с замыкающими доменами. Как показывают оценки, размеры поперечных и замыка-

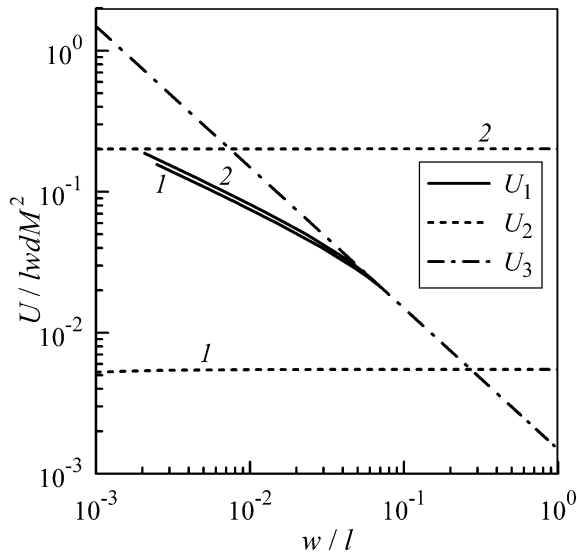


Рис. 7.3. Зависимости свободной энергии U от ширины плёночной структуры w при $d/l = 2 \times 10^{-4}$, $l_{\text{ex}}/d = 10^{-2}$ и различных значениях β : $\beta = 4 \times 10^{-3}$ (1); 0.2 (2).

ющих доменов в узком образце оказываются больше или порядка его полуширины. Таким образом, поперечная доменная структура с замыкающими доменами, по-видимому, не реализуется в образцах, имеющих не слишком большую ширину. Отметим также, что в узких плёночных структурах возможно возникновение вихреобразного распределения намагниченности. Однако для магнитомягких плёнок энергии вихреобразной структуры и однородно намагниченного состояния имеют один порядок величины.

7.2. Нелинейный недиагональный магнитоимпеданс трёхслойных плёночных структур с наведённой анизотропией в магнитных слоях

Результаты моделирования, проведённого в работе [408], показали, что частотный спектр нелинейного сигнала напряжения в измерительной катушке, намотанной на трёхслойную плёночную структуру, оказывается высокочувствительным к двум компонентам внешнего поля. В рамках предложенной модели предполагалось, что в отсутствии внешнего поля распределение намагниченности определяется, в основном, полями рассеяния. Такое приближение

справедливо при малых значениях константы наведённой анизотропии, возникающей при изготовлении многослойных плёночных структур. Наведённая анизотропия и дефекты ферромагнитных плёнок могут приводить к отклонению равновесного распределения намагниченности от продольного направления. Магнитооптические исследования трёхслойных плёночных структур FeCuNbSiB/Cu/FeCuNbSiB показали, что ферромагнитные слои имеют сложную доменную структуру [33]. В центральной части слоёв наблюдалась полосовая доменная структура, имевшая наклон по отношению к продольному направлению. При этом период доменной структуры и угол наклона оси анизотропии существенно изменялись после отжига. Вблизи кромок слоёв ориентация доменов изменялась, и наблюдалось возрастание числа замыкающих доменов, что связано с влиянием полей рассеяния [33].

В данном разделе предложена модель для расчёта нелинейного недиагонального магнитоимпеданса в многослойных плёночных структурах, в рамках которой полагается, что ферромагнитные слои имеют одноосную анизотропию, и оси анизотропии отклонены от продольного направления на углы ψ_i . Предположим для простоты, что доменная структура в обоих ферромагнитных слоях отсутствует, а эффективные поля анизотропии в плёнках H_{ai} постоянны по толщине слоёв и определяются как наведённой анизотропией, так и полями рассеяния.

Исследуем процесс перемагничивания трёхслойной плёночной структуры, индуцированный пропускаемым по ней вдоль длинной стороны переменным током $I = I_0 \sin(\omega t)$. Образец находится в постоянном магнитном поле, имеющем две компоненты, продольную H_L (параллельную оси y) и поперечную H_T (параллельную оси x) (см. Рис. 7.1). Будем предполагать для простоты, что ток течёт только по центральному высокопроводящему слою, а создаваемое им переменное магнитное поле H однородно распределено по толщине ферромагнитных плёнок. Амплитуда переменного поля H_0 связана с амплитудой тока I_0 соотношением

$$H_0 = 2\pi I_0 / cw. \quad (7.10)$$

Следуя процедуре, описанной в Главе 4, напряжение V_c в измерительной катушке можно представить в следующем виде:

$$V_c = -(V_0 / M) \times \left[\frac{dM_{y1}}{d\tau} + \frac{dM_{y2}}{d\tau} \right]. \quad (7.11)$$

Здесь $V_0 = 4\pi NM\omega wd / c$, N – число витков в катушке, M – намагниченность насыщения и $\tau = \omega t$ – безразмерное время.

При сделанных выше предположениях свободная энергия U может быть представлена в виде суммы энергии магнитной анизотропии и энергии Зеемана в поле тока и во внешнем магнитном поле:

$$\begin{aligned} U / lwd = & (MH_{a1} / 2) \sin^2(\theta_1 - \psi_1) + (MH_{a2} / 2) \sin^2(\theta_2 - \psi_2) \\ & - MH_0 \sin(\tau)(\sin \theta_1 - \sin \theta_2) - MH_T(\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \\ & - MH_L(\cos \theta_1 + \cos \theta_2). \end{aligned} \quad (7.12)$$

Следует отметить, что значения полей анизотропии в плёнках могут существенно различаться [30]. Продольные $M_{yi} = M \cos \theta_i$ и поперечные $M_{xi} = M \sin \theta_i$ компоненты намагниченности в ферромагнитных слоях удовлетворяют условиям минимума свободной энергии.

Исследуем сначала частотный спектр напряжения в катушке для случая продольного направления магнитного поля ($H_L \neq 0$ и $H_T = 0$). В этом случае минимизация свободной энергии приводит к следующим уравнениям для компонент намагниченности в ферромагнитных слоях:

$$\begin{aligned} & (M^2 - M_{yi}^2)[MH_L + M_{yi}H_{ai} \cos(2\psi_i)]^2 \\ & = M^2[MM_{yi}H_0 \sin \tau + (M_{yi}^2 - M^2 / 2)H_{ai} \sin(2\psi_i)]^2, \\ \partial^2 U / \partial \theta_i^2 = & MM_{yi}H_L - (-1)^i MM_{xi}H_0 \sin \tau + (M_{yi}^2 - M_{xi}^2)H_{ai} \cos(2\psi_i) \\ & + 2M_{xi}M_{yi}H_{ai} \sin(2\psi_i) > 0, \end{aligned} \quad (7.13)$$

$$M_{xi}^2 = M^2 - M_{yi}^2.$$

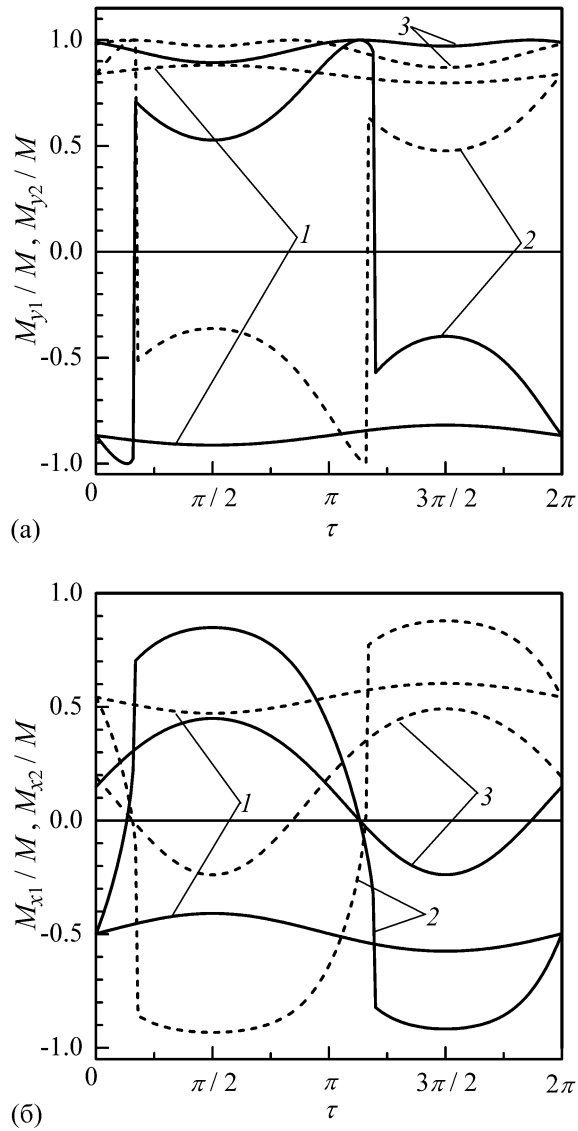


Рис. 7.4. Рассчитанные зависимости продольной (а) и поперечной (б) компонент намагниченности от времени при $H_{a1} = H_{a2} = H_a$, $\psi_1 = 0.15\pi$ и $\psi_2 = 0.2\pi$. Сплошные линии – $i = 1$, пунктирные линии – $i = 2$. 1 – $H_0/H_a = 0.1$ и $H_L/H_a = 0.1$; 2 – $H_0/H_a = 1$ и $H_L/H_a = 0.1$; 3 – $H_0/H_a = 1$ и $H_L/H_a = 2$.

Зависимости компонент намагниченности в ферромагнитных слоях от времени, рассчитанные при помощи уравнений (7.13), показаны на Рис. 7.4 при различных значениях H_L и H_0 . При малых амплитудах тока компоненты намагниченности M_{yi} и M_{xi} слабо изменяются со временем (кривые 1 на Рис. 7.4). При превышении амплитудой тока некоторого порогового значения, компоненты намагниченности скачком меняют знак, что приводит к перемагничиванию плёнок (кривые 2 на Рис. 7.4). При относительно высоких значениях продольного магнитного поля H_L продольные компоненты намагниченности положи-

тельны, а поперечные компоненты изменяются периодически, дважды меняя знак за цикл изменения поля (кривые 3 на Рис. 7.4).

Используя уравнения (7.11) и (7.13), напряжение V_c в катушке можно представить в виде:

$$V_c = V_0 H_0 \cos \tau \times \sum_{i=1}^2 \frac{(-1)^i M_{xi} M_{yi}}{(M_{xi}^2 - M_{yi}^2) H_{ai} \cos(2\psi_i) - 2M_{xi} M_{yi} H_{ai} \sin(2\psi_i) - M M_{yi} H_L + (-1)^i M M_{xi} H_0 \sin \tau}. \quad (7.14)$$

На Рис. 7.5 показаны зависимости амплитуд гармоник V_k напряжения в катушке от продольного магнитного поля H_L , рассчитанные при помощи Фурье-преобразования выражения (7.14), при относительно большой амплитуде переменного магнитного поля. Отметим, что в рассматриваемой модели амплитуды гармоник симметричны по отношению к знаку продольного магнитного поля. Амплитуды нечётных гармоник имеют ненулевое значение в отсутствие продольного поля, слабо возрастают в области малых полей и резко уменьшаются при $H_L / H_a > 0.5$. Чётные гармоники равны нулю при нулевом магнитном поле, резко возрастают в малых полях, достигают максимума при $H_L \cong H_a$ и затем медленно уменьшаются. При этом амплитуды чётных гармоник имеют существенно более высокую чувствительность к продольному магнитному полю.

Исследуем теперь нелинейный недиагональный импеданс в поперечном магнитном поле ($H_T \neq 0$ и $H_L = 0$). Минимизация свободной энергии, определяемой выражением (7.12), приводит к следующим уравнениям для компонент намагниченности:

$$\begin{aligned} M_{yi}^2 (M^2 - M_{yi}^2) H_{ai}^2 \cos^2(2\psi_i) &= \\ &= M^2 [M M_{yi} \{H_T - (-1)^i H_0 \sin \tau\} + (M_{yi}^2 - M^2 / 2) H_{ai} \sin(2\psi_i)]^2, \\ \partial^2 U / \partial \theta_i^2 &= M M_{xi} \{H_T - (-1)^i H_0 \sin \tau\} + (M_{yi}^2 - M_{xi}^2) H_{ai} \cos(2\psi_i) + \\ &+ 2M_{xi} M_{yi} H_{ai} \sin(2\psi_i) > 0, \\ M_{xi}^2 &= M^2 - M_{yi}^2. \end{aligned} \quad (7.15)$$

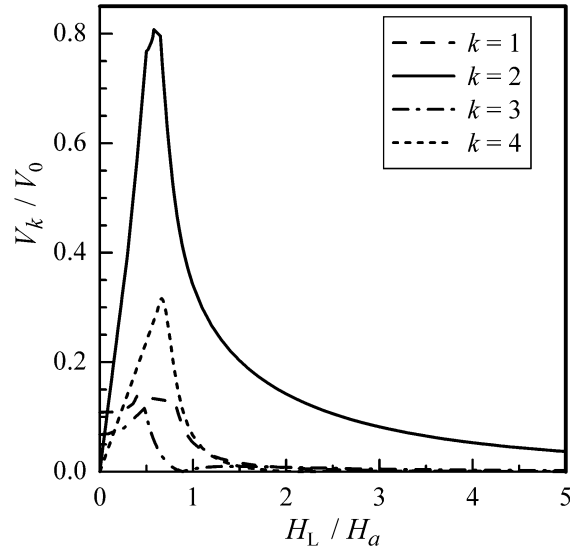


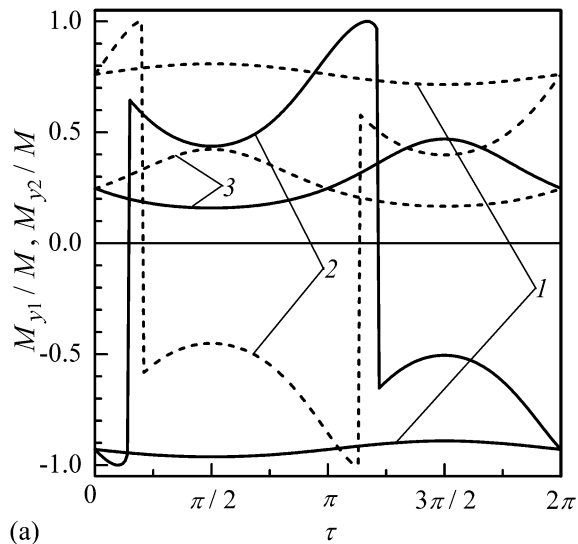
Рис. 7.5. Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник V_k от продольного внешнего поля H_L при $H_{a1} = H_{a2} = H_a$, $\psi_1 = 0.15\pi$, $\psi_2 = 0.2\pi$ и $H_0 / H_a = 1.1$.

Зависимости компонент намагниченности в ферромагнитных слоях от времени, рассчитанные при помощи уравнений (7.15), показаны на Рис. 7.6 при различных значениях H_T и H_0 . При малых амплитудах тока зависимости $M_{xi}(\tau)$ и $M_{yi}(\tau)$ являются гладкими (кривые 1 на Рис. 7.6). При больших амплитудах тока компоненты намагниченности скачком меняют знак (кривые 2 на Рис. 7.6). При относительно высоких значениях поперечного магнитного поля H_T скачки не возникают, компоненты намагниченности положительны и слабо изменяются со временем около постоянных значений (кривые 3 на Рис. 7.6).

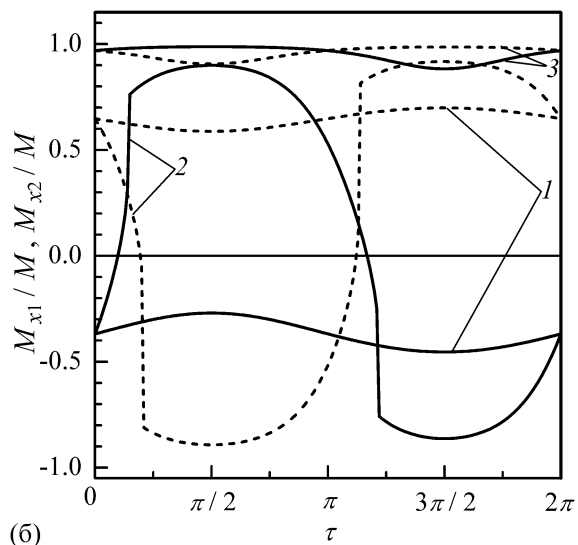
Из выражений (7.11) и (7.15) для напряжения V_c в катушке получаем:

$$V_c = V_0 H_0 \cos \tau \times \sum_{i=1}^2 \frac{(-1)^i M_{xi} M_{yi}}{(M_{xi}^2 - M_{yi}^2) H_{ai} \cos(2\psi_i) - 2M_{xi} M_{yi} H_{ai} \sin(2\psi_i) - M M_{xi} \{H_T - (-1)^i H_0 \sin \tau\}}. \quad (7.16)$$

Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник напряжения V_k от поперечного магнитного поля H_T показаны на Рис. 7.7. Амплитуда первой гармоники имеет максимум в нулевом поперечном магнитном поле и медленно умень-



(a)



(б)

Рис. 7.6. Рассчитанные зависимости продольной (а) и поперечной (б) компонент намагниченности от времени при $H_{a1} = H_{a2} = H_a$, $\psi_1 = 0.15\pi$ и $\psi_2 = 0.2\pi$. Сплошные линии – $i = 1$, пунктирные линии – $i = 2$. 1 – $H_0/H_a = 0.1$ и $H_T/H_a = 0.1$; 2 – $H_0/H_a = 1$ и $H_T/H_a = 0.1$; 3 – $H_0/H_a = 1$ и $H_T/H_a = 2$.

шается с увеличением поля. Амплитуда третьей гармоники слабо возрастает в области малых полей, а затем резко уменьшается (см. Рис. 7.7). Зависимости амплитуд чётных гармоник от поперечного поля аналогичны полученным зависимостям от продольного поля, но их чувствительность немного меньше.

Экспериментальные исследования нелинейного недиагонального магнитоимпеданса многослойных плёночных структур проводились в Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН. Эксперименты проводились на трёхслойных образцах $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6/\text{Al}/\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$. Ферро-

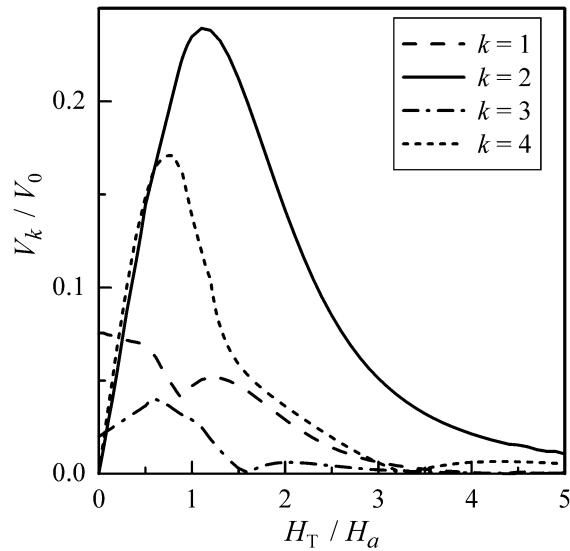
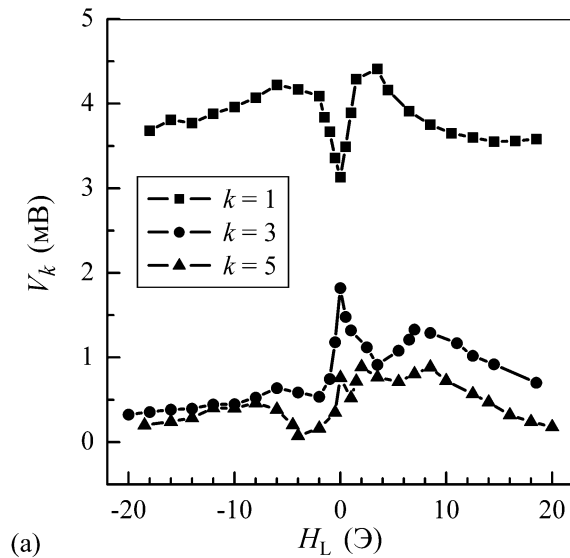


Рис. 7.7. Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник V_k от поперечного внешнего поля H_T при $H_{a1} = H_{a2} = H_a$, $\psi_1 = 0.15\pi$, $\psi_2 = 0.2\pi$ и $H_0 / H_a = 1.1$.

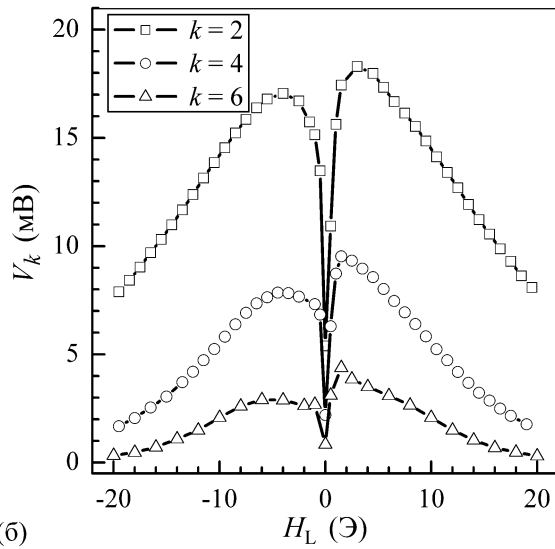
магнитные плёнки длиной 5 мм и шириной 0.3 мм имели толщину 0.6 мкм, толщина центрального алюминиевого слоя составляла 2 мкм.

Для исследования нелинейного недиагонального магнитоимпеданса через образец вдоль его длинной стороны пропускался переменный ток. Амплитуда тока достигала 75 мА, а его частота варьировалась от 0.1 до 2 МГц. Исследуемый образец помещался в создаваемое соленоидом постоянное магнитное поле, величина которого изменялась от -37 до 37 Э. В экспериментах ориентация магнитного поля по отношению к длинной стороне плёночной структуры могла изменяться с продольной на поперечную. На исследуемый образец в поперечном току направлении наматывалась измерительная катушка, имевшая 45 витков. Амплитуды гармоник напряжения в катушке измерялись при помощи анализатора спектра HP4395A.

Измеренные зависимости амплитуд гармоник напряжения в катушке от величины продольного магнитного поля H_L представлены на Рис. 7.8. Амплитуда первой гармоники V_1 имеет максимум при $|H_L| \cong 1.5$ Э, а при больших полях практически не изменяется (см. Рис. 7.8(a)). Амплитуды остальных нечётных гармоник существенно ниже амплитуды первой гармоники и также слабо зависят от продольного магнитного поля.



(a)



(б)

Рис. 7.8. Измеренные зависимости амплитуд нечётных (а) и чётных (б) гармоник напряжения в катушке от продольного внешнего поля H_L при $I_0 = 50$ мА и $f = 1$ МГц.

Амплитуды чётных гармоник возрастают с увеличением H_L , проходят через максимум и затем медленно уменьшаются (см. Рис. 7.8 (б)). При этом зависимости амплитуд чётных гармоник являются асимметричными относительно знака поля. Амплитуда второй гармоники V_2 достигает максимума при $H_L \cong \pm 3.5$ Э, а значения V_2 в максимумах отличаются примерно на 10%. Из Рис. 7.8 видно, что амплитуды чётных гармоник имеют значительно более высокую чувствительность к продольному полю H_L , чем амплитуды нечётных гармоник. Чувствительность второй гармоники к продольному полю составляет примерно 4 мВ/Э.

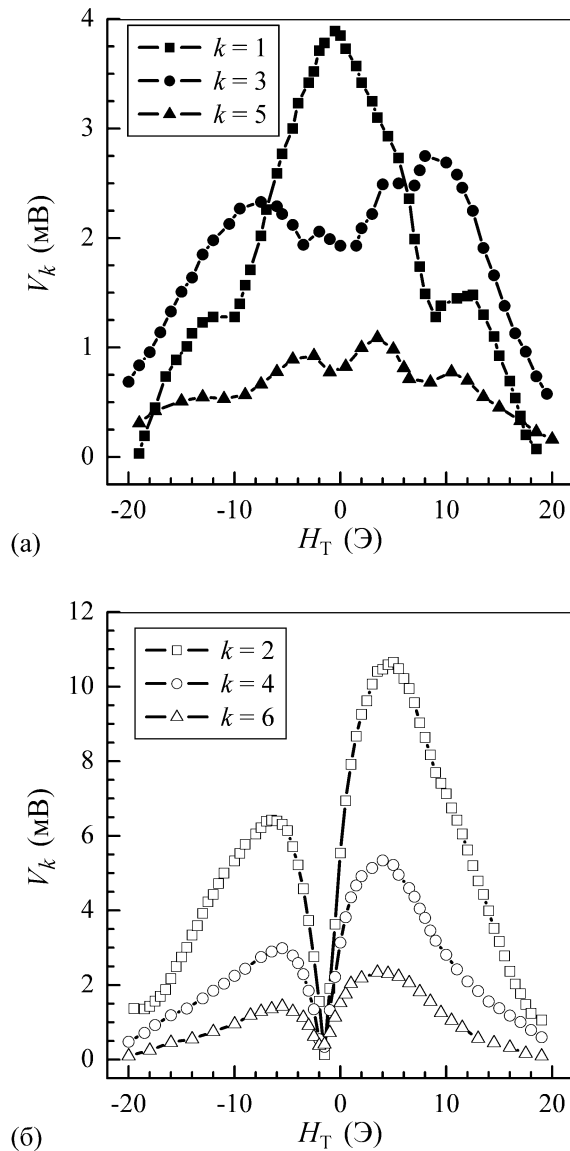


Рис. 7.9. Измеренные зависимости амплитуд нечётных (а) и чётных (б) гармоник напряжения в катушке от поперечного внешнего поля H_T при $I_0 = 50$ мА и $f = 1$ МГц.

На Рис. 7.9 показаны измеренные зависимости амплитуд гармоник V_k напряжения в катушке от поперечного магнитного поля H_T . Амплитуда первой гармоники V_1 имеет максимум в нулевом магнитном поле. С увеличением абсолютного значения магнитного поля величина V_1 уменьшается, имеет небольшой пик при $|H_T| \cong 10$ Э и достигает нуля при $|H_T| \cong 20$ Э (см. Рис. 7.9 (а)). Амплитуда третьей гармоники имеет минимум в нулевом поле, возрастает с увеличением абсолютного значения поля и достигает максимума при $|H_T| \cong 10$ Э. При этом амплитуда третьей гармоники больше амплитуды первой гармоники при

$|H_T| < 20$ Э. Поведение пятой гармоники в области малых магнитных полей качественно подобно зависимости $V_1(H_T)$, но первая гармоника имеет большую амплитуду.

Амплитуды чётных гармоник имеют принципиально другую зависимость от поперечного магнитного поля (см. Рис. 7.9(б)). Они равны нулю при $H_T \cong -1.5$ Э и резко возрастают с увеличением магнитного поля. Амплитуды чётных гармоник существенно зависят от знака поперечного магнитного поля. Например, вторая гармоника имеет максимумы при $H_T \cong -6.5$ Э и $H_T \cong 5$ Э, а значения амплитуды второй гармоники V_2 в максимумах отличаются более чем в полтора раза (см. Рис. 7.9(б)). При дальнейшем увеличении абсолютного значения поля амплитуды чётных гармоник уменьшаются. Отметим, что амплитуда второй гармоники существенно превышает амплитуду первой гармоники и является более чувствительной к поперечному магнитному полю H_T . В области положительных магнитных полей чувствительность амплитуды второй гармоники составляет примерно 2 мВ/Э.

Сравнение экспериментальных зависимостей с результатами расчётов показывает, что предложенная модель позволяет качественно описать основные особенности частотного спектра напряжения в измерительной катушке для продольной и поперечной ориентаций внешнего магнитного поля. Кроме того, полагая для оценки $M = 500$ Гс и $H_a = 2$ Э, получаем, что рассчитанные и измеренные значения амплитуд гармоник совпадают по порядку величины. Преобладание чётных гармоник в частотном спектре напряжения связано с тем, что при больших амплитудах переменного тока компоненты намагниченности в ферромагнитных слоях дважды меняют знак за цикл изменения тока. Поведение чётных гармоник подобно для случаев продольного и поперечного внешнего магнитного поля. В то же время зависимости нечётных гармоник существенно зависят от ориентации внешнего поля. Это обстоятельство может быть объяснено следующим образом. Для продольного магнитного поля, переменное поле, индуцированное током, имеет поперечное направление по отношению к

внешнему полю. Соответственно, хотя внешнее поле и влияет существенно на сигнал в катушке, изменение намагниченности со временем почти симметрично, что приводит к подавлению нечётных гармоник. В случае поперечного направления внешнего поля, постоянное и переменное магнитные поля коллинеарны. Это приводит к асимметрии в изменении намагниченности и к возникновению в частотном спектре напряжения нечётных гармоник относительно большой амплитуды.

Следует отметить, что в рамках предложенной модели не удаётся объяснить асимметрию амплитуд гармоник по отношению к знаку внешнего магнитного поля. Кроме того, наблюдаемое в эксперименте уменьшение амплитуд чётных гармоник с ростом внешнего магнитного поля происходит более медленно, чем предсказывают результаты расчётов. Эти расхождения между теоретическими и экспериментальными зависимостями связаны с приближениями, сделанными в рассматриваемой модели. Для более детального описания экспериментальных зависимостей необходимо учитывать неоднородности распределения переменного магнитного поля и поля анизотропии по толщине ферромагнитных слоёв, а также влияние краевых эффектов и доменной структуры.

Заключение

Таким образом, полученные в диссертации результаты развивают существующие представления о магнитоимпедансе и высокочастотных нелинейных эффектах в магнитомягких проводниках. Проведённый цикл исследований представляет собой новый подход к описанию ГМИ и недиагонального магнитоимпеданса в проводниках с неоднородным распределением анизотропии и проводимости по сечению образца. Полученные результаты позволяют объяснить с единой точки зрения такие экспериментально наблюдаемые явления, как асимметричный ГМИ в аморфных лентах и проволоках с поверхностными кристаллическими слоями, недиагональный магнитоимпеданс в лентах, зависимость ГМИ от скручивающих напряжений в аморфных проволоках с отрицательной магнитострикцией. Развитая в диссертации теория позволяет последовательно описать основные особенности нелинейного магнитоимпеданса магнитомягких проводников, связанные с их перемагничиванием переменными полями достаточно большой амплитуды.

Основные результаты, полученные в работе, заключаются в следующем.

1. Разработана методика расчёта распределения полей и магнитоимпеданса в композитной проволоке, основанная на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица. Показано, что максимальная чувствительность импеданса к внешнему полю достигается, когда магнитомягкая оболочка имеет циркулярную анизотропию, а толщина оболочки равна глубине скин-слоя.

2. Установлено, что в композитной проволоке с однодоменной структурой в магнитомягкой оболочке поглощение микроволнового излучения монотонно изменяется с ростом внешнего поля, тогда как существование доменной структуры приводит к возникновению минимума в зависимости поглощения от поля в определённом частотном диапазоне.

3. Продемонстрировано, что присутствие тонкого изолирующего слоя между немагнитной центральной областью и магнитомягкой оболочкой приво-

дит к возрастанию ГМИ и недиагонального магнитоимпеданса композитной проволоки при высоких частотах.

4. Асимметричный ГМИ в аморфной ленте, отожжённой в продольном магнитном поле, обусловлен полем сдвига, возникающим вследствие магнито-статического взаимодействия между поверхностными кристаллическими слоями и аморфной частью ленты. Установлено, что асимметрия в зависимости импеданса от внешнего поля появляется, когда поле сдвига отклоняется от продольного направления.

5. Показано, что при относительно низких частотах импеданс ленты скачкообразно изменяется вблизи нулевого поля вследствие влияния движения доменных границ на поперечную магнитную проницаемость. При высоких частотах вклад вращения намагниченности в поперечную магнитную проницаемость становится доминирующим, и зависимость импеданса ленты от поля имеет асимметричную форму с двумя максимумами.

6. Установлено, что возникновение асимметричного недиагонального магнитоимпеданса в аморфной ленте, отожжённой в продольном магнитном поле, связано с асимметрией в статическом распределении намагниченности вследствие различной толщины поверхностных кристаллических слоёв. Теоретически предсказана эволюция эффекта недиагонального магнитоимпеданса при изменении толщины кристаллических слоёв.

7. Показано, что возникновение второй гармоники в частотном спектре недиагонального магнитоимпеданса аморфной ленты обусловлено различным изменением намагниченности в двух частях ленты под действием поперечного переменного магнитного поля, создаваемого током. В ленте, отожжённой на воздухе, амплитуда второй гармоники имеет асимметричную зависимость от внешнего поля. В ленте, отожжённой в вакууме, кристаллические слои не возникают, и зависимость второй гармоники от поля является симметричной.

8. Установлено, что возникновение высших гармоник в частотном спектре нелинейного недиагонального магнитоимпеданса магнитомягкой проволоки связано с перемагничиванием поверхностной области образца полем перемен-

ного тока. Показано, что в частотном спектре напряжения в катушке, намотанной на проволоку, доминируют чётные гармоники, если амплитуда тока превышает пороговое значение.

9. Показано, что чувствительность чётных гармоник напряжения к внешнему полю возрастает с увеличением угла отклонения оси анизотропии от азимутального направления. Определён интервал амплитуд переменного тока, при котором вторая гармоника имеет максимальную чувствительность к внешнему полю.

10. Продемонстрировано, что при относительно больших амплитудах тока движение доменных границ в аморфной проволоке с геликоидальной анизотропией приводит к возникновению второй гармоники в частотных спектрах напряжения, снимаемого с концов проволоки, и напряжения в катушке, намотанной на проволоку. При этом вторая гармоника имеет более высокую чувствительность к внешнему полю по сравнению с первой гармоникой.

11. Показано, что скручивающие напряжения, превышающие пороговое значение, приводят к изменению магнитной структуры на поверхности аморфной проволоки с отрицательной магнитострикцией, и зависимость относительного изменения импеданса проволоки от величины скручивающих напряжений имеет асимметричный характер с резким максимумом при пороговом значении скручивающих напряжений.

12. Продемонстрировано, что скручивающие напряжения приводят к усилению чётных гармоник в нелинейном отклике напряжения, снимаемого с концов аморфной проволоки с отрицательной магнитострикцией. Зависимость чувствительности второй гармоники к внешнему полю от величины скручивающих напряжений является асимметричной и имеет два максимума. Максимальная чувствительность второй гармоники к внешнему полю достигается, когда амплитуда поля тока сравнима по величине с полем анизотропии.

13. Показано, что возбуждение аморфной проволоки продольным переменным магнитным полем большой амплитуды приводит к возникновению высших гармоник в частотном спектре напряжения, снимаемого с концов об-

разца. При этом как чётные, так и нечётные гармоники в частотном спектре напряжения имеют высокую чувствительность к постоянному магнитному полю.

14. Продемонстрировано, что слабое продольное переменное магнитное поле существенно изменяет частотный спектр напряжения, возникающего в измерительной катушке, намотанной вокруг магнитомягкой проволоки, возбуждаемой переменным током. Показано, что в некотором интервале амплитуд переменного тока в частотном спектре напряжения появляются комбинационные гармоники, и резкое увеличение комбинационных гармоник происходит, если амплитуда переменного тока близка к пороговому значению, при котором происходит перемагничивание части проволоки.

15. Установлено, что частотный спектр нелинейного недиагонального магнитоимпеданса трёхслойной плёночной структуры существенно различается для продольного и поперечного направлений внешнего поля. Для поперечного направления внешнего поля несколько первых гармоник в частотном спектре имеют высокие амплитуды, но чётные гармоники являются более чувствительными к внешнему полю. Для продольного внешнего поля нечётные гармоники слабо зависят от поля, а чётные гармоники остаются чувствительными к внешнему полю.

В заключение автор хотел бы выразить искреннюю благодарность всем сотрудникам Института теоретической и прикладной электродинамики РАН и кафедры магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, чья помощь была неоценима при выполнении этой работы. Автор глубоко признателен и благодарен своим учителям Александру Львовичу Рахманову и Александру Александровичу Пухову. Автор выражает искреннюю признательность д.ф.-м.н. А.С. Антонову и проф. А.Б. Грановскому за постоянный интерес к работе, плодотворные обсуждения результатов и поддержку. Автор благодарен проф. И.Т. Якубову, проф. Н.С. Перову, к.ф.-м.н. К.Н. Розанову, проф.

С.С. Юну и проф. Л. Краусу за сотрудничество и многочисленные полезные обсуждения. Автор признателен к.ф.-м.н. А.А. Радковской за поддержку и ценные замечания. Автор благодарен также А.А. Рахманову, А.М. Якунину, Л. Джин за проведённые экспериментальные исследования и помощь в обработке экспериментальных данных.

Список публикаций по теме диссертационной работы

1. Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.Л. Рахманов. Влияние движения доменных стенок на недиагональную компоненту импеданса проволоки с циркулярной магнитной анизотропией // Журнал технической физики, 2000, т. 70, № 2, с. 43–47.
2. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.Н. Лагарьков, А.Л. Рахманов, И.Т. Якубов. Высокочастотный обратный эффект Видеманна в аморфных ферромагнитных проволоках // Электричество, 2000, № 4, с. 52–59.
3. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.Л. Рахманов. Особенности перемагничивания аморфной проволоки с циркулярной анизотропией в переменном магнитном поле // Письма в журнал технической физики, 2000, т. 26, вып. 16, с. 1–7.
4. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, I.T. Iakubov, A.N. Lagarkov, A.L. Rakhmanov. Nonlinear magnetization reversal of Co-based amorphous microwires induced by ac current // Journal of Physics D: Applied Physics, 2001, v. 34, N 5, p. 752–757.
5. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.Ф. Прокошин, А.Л. Рахманов, И.Т. Якубов, А.М. Якунин. Нелинейное перемагничивание композитных проволок медь–пермаллой, индуцированное высокочастотным током // Письма в журнал технической физики, 2001, т. 27, вып. 8, с. 12–18.
6. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.L. Rakhmanov. Magnetization reversal of Co-based amorphous micro-wires placed in longitudinal AC magnetic field // Materials Science Forum, 2001, v. 373–376, p. 233–236.
7. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, I.T. Iakubov, A.V. Joura, A.L. Rakhmanov. Nonlinear magneto-impedance of multilayered film structures // The Physics of Metals and Metallography, 2001, v. 91, Suppl. 1, p. S42–S46.
8. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.B. Granovsky, I.T. Iakubov, A.F. Prokoshin, A.L. Rakhmanov, A.M. Yakunin. Magnetization reversal process and nonlinear magneto-impedance in Cu/NiFe and Nb/NiFe composite wires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2002, v. 249, N 1–2, p. 315–318.

9. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.Л. Рахманов. Влияние слабого магнитного поля на перемагничивание многослойных пленочных структур, индуцированное высокочастотным током // Физика металлов и металловедение, 2002, т. 94, № 4, с. 5–13.
10. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.L. Rakhmanov. Magnetization reversal process and nonlinear magnetoimpedance in multilayered films // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2003, v. 258–259, p. 192–194.
11. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, M.M. Filatov, V.P. Goncharov, A.A. Rakhmanov, A.L. Rakhmanov. Effects of longitudinal AC magnetic field on frequency spectrum of voltage response of soft magnetic conductors // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2003, v. 258–259, p. 198–200.
12. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.B. Granovsky, N.S. Perov, A.F. Prokoshin, A.A. Rakhmanov, A.L. Rakhmanov. Nonlinear magnetoimpedance effect in soft magnetic amorphous wires extracted from melt // Sensors and Actuators A, 2003, v. 106, N 1–3, p. 208–211.
13. Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.Л. Рахманов. О влиянии движения доменных границ на возникновение второй гармоники в спектре магнитоимпеданса аморфной микропроволоки на основе кобальта // Письма в журнал технической физики, 2003, т. 29, вып. 21, с. 88–94.
14. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, В.П. Гончаров, А.Б. Грановский, А.Ф. Прокошин, А.А. Рахманов, А.Л. Рахманов, М.В. Филатов. Поведение комбинационных гармоник в частотном спектре напряжения, снимаемого с магнитомягкого аморфного проводника // Физика металлов и металловедение, 2003, т. 96, № 6, с. 23–29.
15. N.A. Buznikov, A.S. Antonov, A.L. D'yachkov, A.A. Rakhmanov. The effect of external magnetic field on the remagnetization process in FeCuNbSiB/Al/FeCuNbSiB films induced by an alternating current // Journal of Physics D: Applied Physics, 2004, v. 37, N 4, p. 518–524.
16. Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.А. Рахманов, А.Б. Грановский, М.А. Карташов, Н.С. Перов. Частотный спектр напряжения, снимаемого с

- аморфной проволоки при ее перемагничивании переменным магнитным полем // Письма в журнал технической физики, 2004, т. 30, вып. 4, с. 87–94.
17. Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.Л. Дьячков, А.А. Рахманов. Особенности частотного спектра нелинейного магнитоимпеданса многослойных пленочных структур // Журнал технической физики, 2004, т. 74, № 5, с. 56–61.
 18. N.S. Perov, A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.B. Granovsky, I.T. Iakubov, M.A. Kartashov, A.A. Rakhmanov. Magnetization reversal of Co-based amorphous wires induced by longitudinal AC magnetic field // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2004, v. 272–276, Part 3, p. 1868–1870.
 19. N.A. Buznikov, C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. A model for asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed amorphous ribbons // Applied Physics Letters, 2004, v. 85, N 16, p. 3507–3509.
 20. N.A. Buznikov, A.S. Antonov, C.G. Kim, C.O. Kim, A.A. Rakhmanov, S.S. Yoon. The effect of domain-walls motion on second harmonic amplitude of magnetoinductive response in Co-based amorphous wires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2005, v. 285, N 1–2, p. 101–111.
 21. N.A. Buznikov, C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. Modeling of asymmetric giant magnetoimpedance in amorphous ribbons with a surface crystalline layer // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2005, v. 288, p. 130–136.
 22. S.S. Yoon, N.A. Buznikov, D.Y. Kim, C.O. Kim, C.G. Kim. The orientation-effect of exchange bias on giant magnetoimpedance in surface crystallized $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{B}_{15}\text{Si}_{15}$ amorphous ribbon // The European Physics Journal B, 2005, v. 45, N 2, p. 231–235.
 23. N.A. Buznikov, C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. Analysis of field and frequency dependences of asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed amorphous ribbons // The Physics of Metals and Metallography, 2005, v. 99, Suppl. 1, p. S69–S72.
 24. N.A. Buznikov, S.S. Yoon, C.O. Kim, C.G. Kim. The influence of current amplitude on asymmetric off-diagonal magnetoimpedance in field-annealed amorphous ribbons // IEEE Transactions on Magnetism, 2005, v. 41, N 10, p. 3646–3648.

25. N.A. Buznikov, C.G. Kim, C.O. Kim, L. Jin, S.S. Yoon. Off-diagonal magnetoimpedance in field-annealed Co-based amorphous ribbons // *Journal of Applied Physics*, 2005, v. 98, N 11, p. 113908 (7 pages).
26. N.A. Buznikov, A.S. Antonov, A.B. Granovsky, C.G. Kim, C.O. Kim, X.P. Li, S.S. Yoon. Current distribution and giant magnetoimpedance in composite wires with helical magnetic anisotropy // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2006, v. 296, N 2, p. 77–88.
27. N.A. Buznikov, S.S. Yoon, L. Jin, C.O. Kim, C.G. Kim. Generation of second harmonic in off-diagonal magneto-impedance in Co-based amorphous ribbons // *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2006, v. 39, N 2, p. 237–242.
28. N.A. Buznikov, A.S. Antonov, A.B. Granovsky, C.G. Kim, C.O. Kim, X.P. Li, S.S. Yoon. Giant magnetoimpedance in composite wires with insulator layer between non-magnetic core and soft magnetic shell // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2006, v. 300, N 1, p. e63–e66.
29. N.A. Buznikov, S.S. Yoon, C.G. Kim, C.O. Kim. A model for exchange-biased asymmetric giant magneto-impedance in amorphous wires // *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2006, v. 39, N 16, p. 3525–3560.
30. S.S. Yoon, N.A. Buznikov, L. Jin, C.O. Kim, C.G. Kim. The effect of surface crystalline layers on asymmetric off-diagonal magnetoimpedance in field-annealed CoFeSiB amorphous ribbons // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2006, v. 304, N 1, p. e186–e188.
31. N.A. Buznikov, C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. Asymmetric off-diagonal magnetoimpedance in field-annealed amorphous ribbons: Analysis of bias current effect // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2007, v. 309, N 2, p. 216–221.
32. N.A. Buznikov, C.O. Kim. Modeling of torsion stress giant magnetoimpedance in amorphous wires with negative magnetostriction // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2007, v. 315, N 2, p. 89–94.
33. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.А. Рахманов, И.Т. Якубов. Магнитоимпеданс, доменная структура и нелинейные эффекты в магнитомягких аморфных проволоках (обзор). Часть I // *Материаловедение*, 2008, № 7, с. 40–47.

34. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.А. Рахманов, И.Т. Якубов. Магнитоимпеданс, доменная структура и нелинейные эффекты в магнитомягких аморфных проволоках (обзор). Часть II // *Материаловедение*, 2008, № 8, с. 49–55.
35. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.А. Рахманов, В.В. Самсонова. Поверхностная доменная структура и недиагональный магнитоимпеданс в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке // *Письма в журнал технической физики*, 2009, т. 35, вып. 2, с. 75–81.
36. Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.А. Рахманов. Влияние скручивающих напряжений на магнитоимпеданс аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией // *Журнал технической физики*, 2009, т. 79, № 2, с. 66–71.
37. N.A. Buznikov, A.S. Antonov, A.A. Rakhmanov. Bias current effect on nonlinear magnetoimpedance response in amorphous wires with circular anisotropy // *Solid State Phenomena*, 2009, v. 152–153, p. 329–332.
38. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.Л. Дьячков, А.А. Рахманов, В.В. Самсонова, Т.А. Фурманова. Влияние толщины стеклянного покрытия на магнитоимпеданс аморфных микропроводов // *Радиотехника и электроника*, 2009, т. 54, № 11, с. 1387–1390.
39. N.A. Buznikov, A.S. Antonov, A.A. Rakhmanov. Effects of helical anisotropy on nonlinear voltage response in amorphous wires // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2009, v. 321, N 19, p. 3241–3245.
40. Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.А. Рахманов. Влияние постоянного тока на возникновение высших гармоник в частотном спектре магнитоимпеданса аморфных проволок с циркулярной анизотропией // *Журнал технической физики*, 2010, т. 80, № 2, с. 126–129.
41. N.A. Buznikov. The effect of surface domain structure on low-field microwave absorption of magnetic microwires // *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010, v. 43, N 5, p. 055002 (4 pages).
42. N.A. Buznikov, A.S. Antonov, A.A. Rakhmanov. A model for torsion-stress effect on nonlinear magnetoimpedance in amorphous wires with negative magne-

tostriction // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2011, v. 323, N 1, p. 190–195.

43. N.A. Buznikov, A.S. Antonov, A.A. Rakhmanov. Amplification of even harmonics in nonlinear magnetoimpedance response of amorphous wires in presence of longitudinal alternating magnetic field // *Solid State Phenomena*, 2012, v. 190, p. 573–576.

Список литературы

1. R.S. Beach, A.E. Berkowitz. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire // *Appl. Phys. Lett.*, 1994, v. 64, N 26, p. 3652–3654.
2. L.V. Panina, K. Mohri. Magneto-impedance effect in amorphous wires // *Appl. Phys. Lett.*, 1994, v. 65, N 9, p. 1189–1191.
3. M. Knobel, M. Vázquez, L. Kraus. Giant magnetoimpedance, in: *Handbook of Magnetic Materials* (Editor: K.H.J. Buschow). Amsterdam, The Netherlands: Elsevier. 2003. Vol. 15, p. 497–563.
4. M.-H. Phan, H.-X. Peng. Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications // *Prog. Mater. Sci.*, 2008, v. 53, N 2, p. 323–420.
5. G.V. Kurlyandskaya. Giant Magnetoimpedance for Sensor Applications, in: *Encyclopedia of Sensors* (Editors: C.A. Grimes, E.C. Dickey, M.V. Pishko). Stevenson Ranch, CA: American Scientific Publishers. 2006. Vol. 4, p. 205–237.
6. A.S. Antonov, I.T. Iakubov, A.N. Lagarkov. Nondiagonal impedance of amorphous wires with circular magnetic anisotropy // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1998, v. 187, N 2, p. 252–260.
7. R.S. Beach, N. Smith, C.L. Platt, F. Jeffers, A.E. Berkowitz. Magneto-impedance effect in NiFe plated wire // *Appl. Phys. Lett.*, 1996, v. 68, N 19, p. 2753–2755.
8. A. Yelon, M. Britel, D. Ménard, P. Ciureanu. Origin of linear and nonlinear giant magnetoimpedance // *Physica A*, 1997, v. 241, N 1–2, p. 439–443.
9. E.P. Harrison, G.L. Turney, H. Rowe. Electrical properties of wires of high permeability // *Nature*, 1935, v. 135, N 3423, p. 961.
10. E.P. Harrison, G.L. Turney, H. Rowe, H. Gollop. The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current // *Proc. R. Soc. Lond. A*, 1936, v. 157, N 891, p. 451–479.
11. V.E. Makhotkin, B.P. Shurukhin, V.A. Lopatin, P.Yu. Marchukov, Yu.K. Levin. Magnetic field sensors based on amorphous ribbons // *Sens. Actuators A*, 1991, v. 21, N 1–3, p. 759–762.
12. K. Mohri, T. Kohzawa, K. Kawashima, H. Yoshida, L.V. Panina. Magneto-inductive effect (MI effect) in amorphous wires // *IEEE Trans. Magn.*, 1992, v. 28, N 5, p. 3150–3152.
13. K. Mohri, K. Kawashima, T. Kohzawa, H. Yoshida. Magneto-inductive element // *IEEE Trans. Magn.*, 1993, v. 29, N 2, p. 1245–1248.
14. K. Kawashima, T. Kohzawa, H. Yoshida, K. Mohri. Magneto-inductive effect in tension-annealed amorphous wires and MI sensors // *IEEE Trans. Magn.*, 1993, v. 29, N 6, p. 3168–3170.

15. J. Velázquez, M. Vázquez, D.-X. Chen, A. Hernando. Giant magnetoimpedance in non-magnetostrictive amorphous wires // *Phys. Rev. B*, 1994, v. 50, N 22, p. 16737–16740.
16. K. Mandal, S.K. Ghatak. Large magnetoresistance in an amorphous $\text{Co}_{68.1}\text{Fe}_{4.4}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ ferromagnetic wire // *Phys. Rev. B*, 1993, v. 47, N 21, p. 14233–14236.
17. F.L.A. Machado, B.L. da Silva, E. Montarroyos. Magnetoresistance of the random anisotropic $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ alloy // *J. Appl. Phys.*, 1993, v. 73, N 10, p. 6387–6389.
18. F.L.A. Machado, B.L. da Silva, S.M. Rezende, C.S. Martins. Giant ac magnetoresistance in the soft ferromagnet $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ // *J. Appl. Phys.*, 1994, v. 75, N 10, p. 6563–6565.
19. M. Vázquez, J. Velázquez, D.-X. Chen. Comment on “Large magnetoresistance in an amorphous $\text{Co}_{68.1}\text{Fe}_{4.4}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ ferromagnetic wire” // *Phys. Rev. B*, 1995, v. 51, N 1, p. 652–653.
20. J.M. Barandiarán, G.V. Kurlyandskaya, M. Vázquez, J. Gutierrez, D. García, J.L. Muñoz. A simple model of the magnetoresistance contribution to the magnetoimpedance effect in thin films // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1999, v. 171, N 1, p. R3–R4.
21. L.V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, M. Noda. Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys // *J. Appl. Phys.*, 1994, v. 76, N 10, p. 6198–6203.
22. K.V. Rao, F.B. Humphrey, J.L. Costa-Krämer. Very large magneto-impedance in amorphous soft ferromagnetic wires // *J. Appl. Phys.*, 1994, v. 76, N 10, p. 6204–6208.
23. R.S. Beach, A.E. Berkowitz. Sensitive field- and frequency-dependent impedance spectra of amorphous FeCoSiB wire and ribbon // *J. Appl. Phys.*, 1994, v. 76, N 10, p. 6209–6213.
24. L.V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda, K. Bushida. Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films // *IEEE Trans. Magn.*, 1995, v. 31, N 2, p. 1249–1260.
25. R.L. Sommer, C.L. Chien. Longitudinal and transverse magneto-impedance in amorphous $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ films // *Appl. Phys. Lett.*, 1995, v. 67, N 22, p. 3346–3348.
26. L.V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama. Giant magneto-impedance (GMI) in amorphous wire, single layer film and sandwich film // *Physica A*, 1997, v. 241, N 1–2, p. 429–438.
27. S.-Q. Xiao, Y.-H. Liu, L. Zhang, C. Chen, J.-X. Lou, S.-X. Zhou, G.-D. Liu. Magnetic properties and giant magneto-impedance in amorphous FeNiCrSiB films // *J. Phys.: Condens. Matter*, 1998, v. 10, N 16, p. 3651–3658.
28. M. Senda, O. Ishii, Y. Koshimoto, T. Tashima. Thin-film magnetic sensor using high-frequency magneto-impedance (HFMI) effect // *IEEE Trans. Magn.*, 1994, v. 30, N 6, p. 4611–4613.
29. T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi, J. Sakata, Y. Taga. Enhancement of giant magneto-impedance in layered film by insulator separation // *IEEE Trans. Magn.*, 1996, vol. 32, N 5, p. 4965–4967.

30. А.С. Антонов, С.Н. Гадецкий, А.Б. Грановский, А.Л. Дьячков, В.П. Парамонов, Н.С. Перов, А.Ф. Прокошин, Н.А. Усов, А.Н. Лагарьков. Гигантский магнитоимпеданс в аморфных и нанокристаллических мультислоях // ФММ, 1997, т. 83, № 6, с. 60–71.
31. A. Antonov, S. Gadetsky, A. Granovsky, A. D'yatchkov, M. Sedova, N. Perov, N. Usov, T. Furmanova, A. Lagar'kov. High-frequency giant magneto-impedance in multilayered magnetic films // *Physica A*, 1997, v. 241, N 1–2, p. 414–419.
32. L.V. Panina, K. Mohri. Magneto-impedance in multilayer films // *Sens. Actuators A*, 2000, v. 81, N 1–3, p. 71–77.
33. S.Q. Xiao, Y.H. Liu, S.S. Yan, Y.Y. Dai, L. Zhang, L.M. Mei. Giant magnetoimpedance and domain structure in FeCuNbSiB films and sandwiched films // *Phys. Rev. B*, 2000, v. 61, N 8, p. 5734–5739.
34. P. Ciureanu, P. Rudkowski, G. Rudkowska, D. Ménard, M. Britel, M., J.F. Currie, J.O. Ström-Olsen, A. Yelon. Giant magnetoimpedance effect in soft and ultrasoft magnetic fibers // *J. Appl. Phys.*, 1996, v. 79, N 8, p. 5136–5138.
35. M. Vázquez, J.M. García-Beneytez, J.P. Sinnecker, L. Li. Magneto-impedance effect in high permeability NiFeMo permalloy wires // *J. Appl. Phys.*, 1998, v. 83, N 11, p. 6578–6580.
36. H. Chiriac, T.A. Óvári, C.S. Marinescu. Giant magneto-impedance effect in nanocrystalline glass-covered wires // *J. Appl. Phys.*, 1998, v. 83, N 11, p. 6584–6586.
37. M. Vázquez, A.P. Zhukov, P. Aragonese, J. Arcas, J.M. García-Beneytez, P. Marín, A. Hernando. Magneto-impedance in glass-coated CoMnSiB amorphous microwires // *IEEE Trans. Magn.*, 1998, v. 34, N 3, p. 724–728.
38. H. Chiriac, T.A. Óvári, C.S. Marinescu, D. Ménard, P. Ciureanu. Comparative study of the magnetic behavior of Co-rich amorphous fibers and amorphous glass-covered wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, v. 196–197, p. 159–161.
39. L. Kraus, M. Knobel, S.N. Kane, H. Chiriac. Influence of Joule heating on magnetostriction and giant magnetoimpedance effect in a glass covered CoFeSiB microwire // *J. Appl. Phys.*, 1999, v. 85, N 8, p. 5435–5437.
40. G.V. Kurl'yanskaya, J.M. Barandiarán, J. Gutiérrez, D. García, M. Vázquez, V.O. Vas'kovskiy. Magnetoimpedance effect in CoFeNi plated wire with ac field annealing destabilized domain structure // *J. Appl. Phys.*, 1999, v. 85, N 8, p. 5438–5440.
41. A.S. Antonov, A.L. Rakhmanov, N.A. Buznikov, A.F. Prokoshin, A.B. Granovsky, N.S. Perov, N.A. Usov. Magnetic properties and magneto-impedance of cold-drawn permalloy-copper composite wires // *IEEE Trans. Magn.*, 1999, v. 35, N 5, p. 3640–3642.
42. J.P. Sinnecker, J.M. García, A. Asenjo, M. Vázquez, A. García-Arribas. Giant magneto-impedance in CoP electrodeposited microtubes // *J. Mater. Res.*, 2000, v. 15, N 3, p. 751–755.

43. M. Knobel, M.L. Sánchez, C. Gómez-Polo, P. Marín, M. Vázquez, A. Hernando. Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wires // *J. Appl. Phys.*, 1996, v. 79, N 3, p. 1646–1654.
44. C. Chen, K.Z. Luan, Y.H. Liu, L.M. Mei, H.Q. Guo, B.G. Shen, J.G. Zhao. Giant magnetoimpedance effects in the soft ferromagnet $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ // *Phys. Rev. B*, 1996, v. 54, N 9, p. 6092–6094.
45. M. Tejedor, B. Hernando, M.L. Sánchez, V.M. Prida, J.M. García-Beneytez, M. Vázquez, G. Herzer. Magnetoimpedance effect in zero magnetostriction nanocrystalline $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ ribbons // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1998, v. 185, N 1, p. 61–65.
46. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.
47. P. Ripka. Sensors based on bulk soft magnetic materials: Advances and challenges // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2008, v. 320, N 20, p. 2466–2473.
48. M. Vázquez. Giant magneto-impedance in soft magnetic “Wires” // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2001, v. 226–230, Part 1, p. 693–699.
49. M. Knobel, K.R. Pirota. Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 242–245, Part 1, p. 33–40.
50. K.L. García, R. Valenzuela. Domain wall pinning, bulging, and displacement in circumferential domains in CoFeBSi amorphous wires // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 87, N 9, p. 5257–5259.
51. C.G. Kim, S.S. Yoon, S.C. Yu. Decomposition of susceptibility spectra in a torsion-stressed Fe-based amorphous wire // *Appl. Phys. Lett.*, 2000, v. 76, N 23, p. 3463–3465.
52. S.S. Yoon, C.G. Kim. Separation of reversible domain wall motion and magnetization rotation components in susceptibility spectra of amorphous magnetic materials // *Appl. Phys. Lett.*, 2001, v. 78, N 21, p. 3280–3282.
53. A. Yelon, D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent // *Appl. Phys. Lett.*, 1996, v. 69, N 20, p. 3084–3085.
54. D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor // *J. Appl. Phys.*, 1998, v. 84, N 5, p. 2805–2814.
55. F.L.A. Machado, S.M. Rezende. A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft ferromagnetic alloys // *J. Appl. Phys.*, 1996, v. 79, N 8, p. 6558–6560.
56. D. Atkinson, P.T. Squire. Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magneto-impedance in amorphous alloys // *IEEE Trans. Magn.*, 1997, v. 33, N 5, p. 3364–3366.

57. D. Atkinson, P.T. Squire. Phenomenological model for magnetoimpedance in soft ferromagnets // *J. Appl. Phys.*, 1998, v. 83, N 11, p. 6569–6571.
58. P.J. Vulfovich, L.V. Panina. Magneto-impedance in Co-based amorphous wires and circular domain dynamics // *Sens. Actuators A*, 2000, v. 81, N 1–3, p. 111–116.
59. D.-X. Chen, J.L. Muñoz, A. Hernando, M. Vázquez. Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires // *Phys. Rev. B*, 1998, v. 57, N 17, p. 10699–10704.
60. L.G.C. Melo, A.D. Santos. Domain wall oscillations in GMI configuration // *Mater. Sci. Forum*, 1999, v. 302–303, p. 219–223.
61. D.P. Makhnovskiy, A.S. Antonov, A.N. Lagarkov, L.V. Panina. Field-dependent surface impedance of a bilayer film with an antisymmetric bias magnetization // *J. Appl. Phys.*, 1998, v. 84, N 10, p. 5698–5702.
62. N.A. Usov, A.S. Antonov, A.N. Lagar'kov. Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1998, v. 185, N 2, p. 159–173.
63. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: Helical and circumferential // *Phys. Rev. B*, 2001, v. 63, N 14, p. 144424 (17 pages).
64. A.S. Antonov, I.T. Iakubov. The high-frequency magneto-impedance of a sandwich with transverse magnetic anisotropy // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1999, v. 32, N 11, p. 1204–1208.
65. А.С. Антонов, И.Т. Якубов. Магнитоимпеданс сэндвичевой структуры ферромагнетик-проводник-ферромагнетик // *ФММ*, 1999, т. 87, № 5, с. 29–35.
66. N.A. Usov, A.S. Antonov, A.N. Lagar'kov, A.B. Granovsky. GMI spectra of amorphous wires with different types of magnetic anisotropy in the core and the shell regions // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, v. 203, N 1–3, p. 108–110.
67. L. Kraus. Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, v. 195, N 3, p. 764–778.
68. L. Kraus. The theoretical limits of giant magneto-impedance // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, v. 196–197, p. 354–356.
69. C. Dong, S. Chen, T.Y. Hsu. A simple model of giant magneto-impedance effect in amorphous thin films // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 250, p. 288–294.
70. D. Ménard, L.G.C. Melo, M.R. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, M. Rouabhi, R.W. Cochrane. Modeling the magnetoimpedance in anisotropic wires // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 87, N 9, p. 4801–4803.
71. D. Ménard, A. Yelon. Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 88, N 1, p. 379–393.

72. L.G.C. Melo, D. Ménard, P. Ciureanu, A. Yelon, R.W. Cochrane. Coupled core-shell model of magnetoimpedance in wires // *J. Appl. Phys.*, 2004, v. 95, N 3, p. 1331–1335.
73. M.R. Britel, D. Ménard, P. Ciureanu, A. Yelon, M. Rouabhi, R.W. Cochrane, C. Akyel, J. Gauthier. Analysis of the complex permeability of a ferromagnetic wire // *J. Appl. Phys.*, 1999, v. 85, N 8, p. 5456–5458.
74. M.R. Britel, D. Ménard, L.G. Melo, P. Ciureanu, A. Yelon, M. Rouabhi, R.W. Cochrane, B. Cornut. Magnetoimpedance measurements of ferromagnetic resonance and antiresonance // *Appl. Phys. Lett.*, 2000, v. 77, N 17, p. 2737–2739.
75. L.G.C. Melo, D. Ménard, P. Ciureanu, A. Yelon. Influence of surface anisotropy on magnetoimpedance in wires // *J. Appl. Phys.*, 2002, v. 92, N 12, p. 7272–7280.
76. A. Yelon, L.G.C. Melo, P. Ciureanu, D. Ménard. High-frequency behavior of magnetically soft wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 257–263.
77. P. Ciureanu, L.G.C. Melo, D. Seddaoui, D. Ménard, A. Yelon. Physical models of magnetoimpedance // *J. Appl. Phys.*, 2007, v. 102, N 7, p. 073908 (8 pages).
78. I. Ohnaka, T. Fukusako, T. Ohmichi. Production of metal filament by in-rotating-water spinning method // *J. Jpn. Inst. Met.*, 1981, v. 45, N 7, p. 751–758.
79. K. Mohri, F.B. Humphrey, K. Kawashima, K. Kimura, M. Mizutani. Large Barkhausen and Matteucci effects in FeCoSiB, FeCrSiB, and FeNiSiB amorphous wires // *IEEE Trans. Magn.*, 1990, v. 26, N 5, p. 1789–1791.
80. H. Chiriac, T.A. Óvári. Amorphous glass-covered magnetic wires: preparation, properties, applications // *Prog. Mater. Sci.*, 1996, v. 40, N 5, p. 333–407.
81. P.T. Squire, D. Atkinson, M.R.J. Gibbs, S.J. Atalay. Amorphous wires and their applications // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1994, v. 132, N 1–3, p. 10–21.
82. M. Vázquez, D.-X. Chen. The magnetization reversal process in amorphous wires // *IEEE Trans. Magn.*, 1995, v. 31, N 2, p. 1229–1238.
83. M. Vázquez, A. Hernando. A soft magnetic wire for sensor applications // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1996, v. 29, N 4, p. 939–949.
84. M. Vázquez. Soft magnetic wires // *Physica B*, 2001, v. 299, N 3–4, p. 302–313.
85. J. Velázquez, M. Vázquez, A. Hernando, H.T. Savage, M. Wun-Fogle. Magnetoelastic anisotropy in amorphous wires due to quenching // *J. Appl. Phys.*, 1992, v. 70, N 10, p. 6525–6527.
86. T. Reininger, H. Kronmüller, C. Gómez-Polo, M. Vázquez. Magnetic domain observation in amorphous wires // *J. Appl. Phys.*, 1993, v. 73, N 10, p. 5357–5359.
87. N.A. Usov. Stress distribution and domain structure in amorphous ferromagnetic wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 3–8.

88. D.-X. Chen, L. Pascual, F.J. Castaño, M. Vázquez, A. Hernando. Revised core-shell domain model for magnetostrictive amorphous wires // *IEEE Trans. Magn.*, 2001, v. 37, N 2, p. 994–1002.
89. A.S. Antonov, V.T. Borisov, O.V. Borisov, V.A. Pozdnyakov, A.F. Prokoshin, N.A. Usov. Residual quenching stresses in amorphous ferromagnetic wires produced by an in-rotating-water spinning process // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1999, v. 32, N 15, p. 1788–1794.
90. A. Antonov, A. Dykhne, A. Lagar'kov, N. Usov. Structure of 90° domain wall in Co-based amorphous wire // *Physica A*, 1997, v. 241, N 1–2, p. 425–428.
91. N. Usov, A. Antonov, A. Dykhne, A. Lagar'kov. Stress dependence of the hysteresis loops of Co-rich amorphous wire // *J. Phys.: Condens. Matter*, 1998, v. 10, N 11, p. 2453–2463.
92. N. Usov, A. Antonov, A. Dykhne, A. Lagar'kov. Possible origin for the bamboo domain structure in Co-rich amorphous wire // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1997, v. 174, N 1–2, p. 127–132.
93. G.F. Taylor. A method of drawing metallic filaments and a discussion of their properties and uses // *Phys. Rev.*, 1924, v. 23, N 5, p. 655–660.
94. H. Wiesner, J. Schneider. Magnetic properties of amorphous Fe–P alloys containing Ga, Ge, and As // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1974, v. 26, N 1, p. 71–75.
95. J. Schneider, H. Wiesner, R. Gemperle. Annealing effects on the magnetic properties of rapidly quenched transition metal alloys // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1976, v. 36, N 1, p. K59–K64.
96. R. Gemperle, L. Kraus, F. Kroupa, J. Schneider. Influence of surface oxidization on induced anisotropy of amorphous (FeNi)PB wires // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1980, v. 60, N 1, p. 265–272.
97. H. Chiriac, Gh. Pop, F. Barariu, M. Vázquez. Magnetic behavior of the amorphous wires covered by glass // *J. Appl. Phys.*, 1994, v. 75, N 10, p. 6949–6951.
98. A. Zhukov, V. Zhukova. Magnetic properties and applications of ferromagnetic microwires with amorphous and nanocrystalline structure. NY, USA: Nova Science Publishers, 2009. 162 pages.
99. H. Chiriac, T.-A. Óvári. Magnetic properties of amorphous glass-covered wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 46–54.
100. A.V. Torcunov, S.A. Baranov, V.S. Larin. The internal stresses dependence of the magnetic properties of cast amorphous microwires covered with glass insulation // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, v. 196–197, p. 835–836.
101. H. Chiriac, S. Corodeanu, M. Țibu, T.A. Óvári. Size triggered change in the magnetization mechanism of nearly zero magnetostrictive amorphous glass-coated microwires // *J. Appl. Phys.*, 2007, v. 101, N 9, p. 09N116 (3 pages).

102. H. Chiriac, T.A. Óvári, Gh. Pop. Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires // *Phys. Rev. B*, 1995, v. 52, N 14, p. 10104–10113.
103. A.S. Antonov, V.T. Borisov, O.V. Borisov, A.F. Prokoshin, N.A. Usov. Residual quenching stresses in glass-coated amorphous ferromagnetic microwires // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2000, v. 33, N 10, p. 1161–1168.
104. J. Velázquez, M. Vázquez, A.P. Zhukov. Magnetoelastic anisotropy distribution in glass-coated microwires // *J. Mater. Res.*, 1996, v. 11, N 10, p. 2499–2505.
105. H. Chiriac, Gh. Pop, T.A. Óvári, F. Barariu. Magnetic behavior of negative and nearly zero magnetostrictive glass-covered amorphous wires // *IEEE Trans. Magn.*, 1996, v. 32, N 5, p. 4872–4874.
106. H. Chiriac, J. Yamasaki, T.-A. Óvári, M. Takajo. Magnetic domain structure in amorphous glass-covered wires with positive magnetostriction // *IEEE Trans. Magn.*, 1999, v. 35, N 5, p. 3901–3903.
107. Yu. Kabanov, A. Zhukov, V. Zhukova, J. González. Magnetic domain structure of wires studied by using the magneto-optical indicator film method // *Appl. Phys. Lett.*, 2005, v. 87, N 14, p. 142507 (3 pages).
108. H. Chiriac, S. Corodeanu, M. Țibu, T.-A. Óvári. Optimized GMI response of Co-based amorphous glass-coated microwires by direct control over the magnetoelastic anisotropy from the surface region // *IEEE Trans. Magn.*, 2007, v. 43, N 6, p. 2977–2979.
109. H. Chiriac, T.-A. Óvári, S. Corodeanu, G. Ababei. Interdomain wall in amorphous glass-coated microwires // *Phys. Rev. B*, 2007, v. 76, N 21, p. 214433 (8 pages).
110. H. Chiriac, T.-A. Óvári. Novel trends in the study of magnetically soft Co-based amorphous glass-coated wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2011, v. 323, N 23, p. 2929–2940.
111. H. Chiriac. Preparation and characterization of glass covered magnetic wires // *Mater. Sci. Eng. A*, 2001, v. 304–306, p. 166–171.
112. A. Zhukov. Glass-coated magnetic microwires for technical applications // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 242–245, Part 1, p. 216–223.
113. A. Zhukov, J. González, M. Vázquez, V. Larin, A. Torcunov. Nanocrystalline and amorphous magnetic microwires, in: *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology* (Editor: H.S. Nalwa). Stevenson Ranch, CA: American Scientific Publishers. 2004. Vol. 6, p. 365–387.
114. A. Zhukov, V. Zhukova, J.M. Blanco, J. González. Recent research on magnetic properties of glass-coated microwires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2005, v. 294, N 2, p. 182–192.

115. K.D. Sossmeier, F. Bohn, H. Chiriac, M. Carara. Comparison between ac and dc current annealing in CoFeSiB glass-covered amorphous microwires // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2007, v. 40, N 10, p. 3233–3238.
116. M. Vázquez, A.P. Zhukov. Magnetic properties of glass-coated amorphous and nanocrystalline microwires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1996, v. 160, p. 223–228.
117. A. Zhukov, J. González, J.M. Blanco, M. Vázquez, V. Larin. Microwires coated by glass: A new family of soft and hard magnetic materials // *J. Mater. Res.*, 2000, v. 15, N 10, p. 2107–2113.
118. V.S. Larin, A.V. Torcunov, A. Zhukov, J. González, M. Vázquez, L. Panina. Preparation and properties of glass-coated microwires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 39–45.
119. A. Zhukov, M. Ipatov, J. González, J.M. Blanco, V. Zhukova. Recent advances in studies of magnetically soft amorphous microwires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2009, v. 321, N 7, p. 822–825.
120. V. Zhukova, N.A. Usov, A. Zhukov, J. González. Length effect in a Co-rich amorphous wire // *Phys. Rev. B*, 2002, v. 65, N 13, p. 134407 (7 pages).
121. V. Zhukova, A. Zhukov, J.M. Blanco, J. González, C. Gómez-Polo, M. Vázquez. Effect of stress applied on the magnetization profile of Fe–Si–B amorphous wire // *J. Appl. Phys.*, 2003, v. 93, N 10, p. 7208–7210.
122. R. Varga, K.L. García, A. Zhukov, M. Vázquez, P. Vojtaník. Temperature dependence of the switching field and its distribution function in Fe-based bistable microwires // *Appl. Phys. Lett.*, 2003, v. 83, N 13, p. 2620–2622.
123. R. Varga, K.L. García, M. Vázquez, A. Zhukov, P. Vojtaník. Switching-field distribution in amorphous magnetic bistable microwires // *Phys. Rev. B*, 2004, v. 70, N 2, p. 024402 (5 pages).
124. P. Gawronski, A. Zhukov, V. Zhukova, J.M. Blanco, J. González, K. Kulakowski. Distribution of switching field fluctuations in Fe-rich wires under tensile stress // *Appl. Phys. Lett.*, 2006, v. 88, N 15, p. 152507 (3 pages).
125. R. Varga, A. Zhukov, M. Ipatov, J.M. Blanco, J. González, V. Zhukova, P. Vojtaník. Thermal activation over a complex energy barrier in bistable microwires // *Phys. Rev. B*, 2006, v. 73, N 5, p. 054408 (5 pages).
126. A. Zhukov. Domain wall propagation in a Fe-rich glass-coated amorphous microwire // *Appl. Phys. Lett.*, 2001, v. 78, N 20, p. 3106–3108.

127. S. Puerta, D. Cortina, H. García-Miquel, D.-X. Chen, M. Vázquez. Propagation of domain walls in bistable amorphous wires and microwires // *J. Non-Cryst. Sol.*, 2001, v. 287, N 1–3, p. 370–373.
128. R. Varga, K.L. García, M. Vázquez, P. Vojtaník. Single-domain wall propagation and damping mechanism during magnetic switching of bistable amorphous microwires // *Phys. Rev. Lett.*, 2005, v. 94, N 1, p. 017201 (4 pages).
129. R. Varga, A. Zhukov, J.M. Blanco, M. Ipatov, V. Zhukova, J. González, P. Vojtaník. Fast magnetic domain wall in magnetic microwires // *Phys. Rev. B*, 2006, v. 74, N 21, p. 212405 (4 pages).
130. R. Varga, A. Zhukov, V. Zhukova, J.M. Blanco, J. González. Supersonic domain wall in magnetic microwires // *Phys. Rev. B*, 2007, v. 76, N 13, p. 132406 (3 pages).
131. M. Ipatov, V. Zhukova, A.K. Zvezdin, A. Zhukov. Mechanisms of the ultrafast magnetization switching in bistable amorphous microwires // *J. Appl. Phys.*, 2009, v. 106, N 10, p. 103902 (5 pages).
132. J. Olivera, R. Varga, V.M. Prida, M.L. Sanchez, B. Hernando, A. Zhukov. Domain wall dynamics during the devitrification of $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{11.5}\text{B}_{11}$ magnetic microwires // *Phys. Rev. B*, 2010, v. 82, N 9, p. 094414 (8 pages).
133. L.V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov. Domain wall propagation in Fe-rich amorphous microwires // *Physica B*, 2012, v. 407, N 9, p. 1442–1445.
134. A. Zhukov, J. Blanco, M. Ipatov, A. Chizhik, V. Zhukova. Manipulation of domain wall dynamics in amorphous microwires through the magnetoelastic anisotropy // *Nanoscale Res. Lett.*, 2012, v. 7, N 4, p. 223 (8 pages).
135. K. Richter, R. Varga, A. Zhukov. Influence of the magnetoelastic anisotropy on the domain wall dynamics in bistable amorphous wires // *J. Phys.: Condens. Matter*, 2012, v. 24, N 29, p. 296003 (8 pages).
136. K. Chichay, V. Zhukova, V. Rodionova, M. Ipatov, A. Talaat, J.M. Blanco, J. González, A. Zhukov. Tailoring of domain wall dynamics in amorphous microwires by annealing // *J. Appl. Phys.*, 2013, v. 113, N 17, p. 17A318 (3 pages).
137. K.J. Sixtus, L. Tonks. Propagation of large Barkhausen discontinuities. II // *Phys. Rev.*, 1932, v. 42, N 3, p. 419–435.
138. D. García, G.V. Kurlyandskaya, M. Vázquez, F.I. Toth, L.K. Varga. Influence of field annealing on the hysteretic behaviour of the giant magneto-impedance effect of Cu wires covered with $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ outer shells // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, v. 203, N 1–3, p. 208–210.
139. J.P. Sinnecker, M. Knobel, K.R. Pirota, J.M. García, A. Asenjo, M. Vázquez. Frequency dependence of the magnetoimpedance in amorphous CoP electrodeposited layers // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 87, N 9, p. 4825–4827.

140. J.M. García, A. Asenjo, J.P. Sinnecker, M. Vázquez. Correlation between GMI effect and domain structure in electrodeposited Co-P tubes // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2000, v. 215–216, p. 352–354.
141. G.V. Kurlyandskaya, J.M. Barandiarán, J.L. Muñoz, J. Gutiérrez, M. Vázquez, D. García, V.O. Vas'kovskiy. Frequency dependence of giant magnetoimpedance effect in Cu-Be/CoFeNi plated wire with different types of magnetic anisotropy // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 87, N 9, p. 4822–4824.
142. M. Vázquez, J.M. García-Beneytez, J.M. García, J.P. Sinnecker, A.P. Zhukov. Giant magneto-impedance in heterogeneous microwires // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 88, N 11, p. 6501–6505.
143. J.M. García, J.P. Sinnecker, A. Asenjo, M. Vázquez. Enhanced magnetoimpedance in CoP electrodeposited microtubes // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2001, v. 226–230, p. 704–706.
144. J.P. Sinnecker, L.A. Souza de Oliveira. Circular DC bias influence on the GMI of electrodeposited tubes // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 242–245, Part 1, p. 238–240.
145. X.P. Li, Z.J. Zhao, C. Chua, H.L. Seet, L. Lu. Enhancement of giant magnetoimpedance effect of electroplated NiFe/Cu composite wires by dc Joule annealing // *J. Appl. Phys.*, 2003, v. 94, N 12, p. 7626–7630.
146. J. Hu, H. Qin, L. Zhang, J. Chen. Giant magnetoimpedance effect in Ag/NiFe plate wire // *Mater. Sci. Eng. B*, 2004, v. 106, N 2, p. 202–206.
147. X.P. Li, H.L. Seet, J. Fan, J.B. Yi. Electrodeposition and characteristics of Ni₈₀Fe₂₀/Cu composite wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2006, v. 304, N 1, p. 111–116.
148. L.P. Liu, Z.J. Zhao, J.C. Zhang, Z.M. Wu, J.Z. Ruan, Q.J. Wang, X.L. Yang. Giant magnetoimpedance and skin effect in CuBe/CoNiP composite wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2006, v. 305, N 1, p. 212–215.
149. F.E. Atalay, H. Kaya, S. Atalay. Unusual grain growth in electrodeposited CoNiFe/Cu wires and their magnetoimpedance properties // *Mater. Sci. Eng. B*, 2006, v. 131, N 1–3, p. 242–247.
150. F.E. Atalay, H. Kaya, S. Atalay. Giant magnetoimpedance effect in electrodeposited Co-NiFe/Cu wires with varying Ni, Fe and Co content // *J. Alloys Comp.*, 2006, v. 420, N 1–2, p. 9–14.
151. M.H. Phan, H.X. Peng, M.T. Tung, N.V. Dung, N.H. Nghi. Optimized GMI effect in electrodeposited CoP/Cu composite wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2007, v. 316, N 2, p. 244–247.
152. A.G. Muñoz, C. Schiefer, E. Kisker. Anisotropic permeability in ultrasoft electroplated NiFeMo/Cu microwires: The Procopiu effect // *J. Appl. Phys.*, 2008, v. 103, N 7, p. 073904 (6 pages).

153. P. Jantaratana, N.G. Bebenin, G.V. Kurlyandskaya. Magnetoimpedance and magnetization processes of FeCoNi electroplated tubes // *J. Appl. Phys.*, 2009, v. 105, N 1, p. 013908 (6 pages).
154. A.C. Mishra, T. Sahoo, V. Srinivas, A.K. Thakur. Microstructure, magnetic, and magnetoimpedance properties of electrodeposited NiFe/Cu and CoNiFe/Cu wire: A study on influence of saccharin additive in plating bath // *J. Appl. Phys.*, 2011, v. 109, N 7, p. 073901 (10 pages).
155. G. Kurlyandskaya, P. Jantaratana, M.A. Cerdeira, V. Vas'kovskiy. Giant magnetoimpedance of CuBe/FeCoNi electroplated wires: Focus on angular sensoric // *World J. Condens. Matter Phys.*, 2013, v. 3, N 1, p. 21–27.
156. G.V. Kurlyandskaya, H. García-Miquel, A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy, M. Vázquez. Magnetic bistability of NiFeCo electroplated wires // *Phys. Met. Metallogr.*, 2001, v. 91, Suppl. 1, p. S125–S128.
157. G.V. Kurlyandskaya, H. García-Miquel, M. Vázquez, A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy. Longitudinal magnetic bistability of electroplated wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 34–38.
158. F.E. Atalay, H. Kaya, S. Atalay. Magnetoimpedance effect of current-annealed CoNiFe/Cu microtubes // *Physica B*, 2008, v. 403, N 17, p. 2917–2923.
159. H.L. Seet, X.P. Li, W.C. Ng, H.Y. Chia, H.M. Zheng, K.S. Lee. Development of Ni₈₀Fe₂₀/Cu nanocrystalline composite wires by pulse-reverse electrodeposition // *J. Alloys Comp.*, 2008, v. 449 N 1–2, p. 279–283.
160. N. Bayri, V.S. Kolat, H. Kaya, F.E. Atalay, T. Izgi, S. Atalay. Effect of tensile stress on magnetoimpedance properties of CoNiFe/Cu wire // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2009, v. 42, N 17, p. 175003 (5 pages).
161. F.E. Atalay, S. Atalay. Giant magnetoimpedance effect in NiFe/Cu plated wire with various plating thicknesses // *J. Alloys Comp.*, 2005, v. 392, N 1–2, p. 322–328.
162. H.L. Seet, X.P. Li, N. Ning, W.C. Ng, J B. Yi. Effect of magnetic coating layer thickness on the magnetic properties of electrodeposited NiFe/Cu composite wires // *IEEE Trans. Magn.*, 2006, v. 42, N 10, p. 2784–2786.
163. A.C. Mishra, T. Sahoo, V. Srinivas, A.K. Thakur. Giant magnetoimpedance in electrodeposited CoNiFe/Cu wire: A study on thickness dependence // *J. Alloys Comp.*, 2009, v. 480, N 2, p. 771–776.
164. L. Kraus, O. Chayka, Z. Frait, M. Vázquez. Influence of thickness on magnetic properties of electrolytic Ni-Fe films deposited on Cu wires // *IEEE Trans. Magn.*, 2012, v. 48, N 4, p. 1348–1351.

165. H.L. Seet, X.P. Li, K.S. Lee, C.S. Yap, H.M. Zheng. Development of micro Ni₈₀Fe₂₀/Cu composite wire by cold-drawing // *Thin Solid Films*, 2006, v. 505, N 1–2, p. 148–151.
166. H.L. Seet, X.P. Li, K.S. Lee, K.Y. Yee, L.Q. Liang, J.B. Yi. Effect of annealing on the magnetic properties and performance of cold-drawn micro Ni₈₀Fe₂₀/Cu wires in magnetic sensors // *Physica Scripta*, 2007, v. T129, p. 160–164.
167. J.L. Muñoz, J.M. Barandiarán, G.V. Kurlyandskaya, A. García-Arribas. Magnetoimpedance simulations in wires and tubes // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 319–323.
168. J.M. Barandiarán, A. García-Arribas, J.L. Muñoz, G.V. Kurlyandskaya. Influence of magnetization processes and device geometry on the GMI effect // *IEEE Trans. Magn.*, 2002, v. 38, N 5, p. 3051–3056.
169. J.P. Sinnecker, K.R. Pirota, M. Knobel, L. Kraus. AC magnetic transport on heterogeneous ferromagnetic wires and tubes // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 16–21.
170. N. Usov, A. Antonov, A. Granovsky. Theory of giant magneto-impedance effect in composite amorphous wire // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1997, v. 171, N 1–2, p. 64–68.
171. A. Gromov, V. Korenivski. Electromagnetic analysis of layered magnetic/conductor structures // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2000, v. 33, N 7, p. 773–779.
172. Г.В. Курляндская, Н.Г. Бебенин, В.О. Васьковский. Гигантский магнитный импеданс проволок с тонким магнитным покрытием // *ФММ*, 2011, т. 111, № 2, с. 136–158.
173. X.Z. Wang, W.Z. Yuan, Z.J. Zhao, X.D. Li, J.Z. Ruan, X.L. Yang. Giant magnetoimpedance effect in CuBe/NiFeB and CuBe/Insulator/NiFeB electroless-deposited composite wires // *IEEE Trans. Magn.*, 2005, v. 41, N 1, p. 113–115.
174. X.Z. Wang, W.Z. Yuan, X.D. Li, J.Z. Ruan, Z.J. Zhao, J.X. Yang, X.L. Yang, Z. Sun. Enhancement of giant magnetoimpedance in composite wire with insulator layer // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2007, v. 308, N 2, p. 269–272.
175. J.K. Cheng, Z.J. Zhao, H. Lin, Z.M. Wu, X.L. Yang, W.Z. Yuan. Evolution of magnetic permeability and magneto-impedance effect in composite wires with insulator layer // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2008, v. 320, N 6, p. 994–998.
176. Q. Zhang, Q. Mao, J. Ruan, Q. Wang, X. Yang, Z. Zhao. Giant magneto-impedance effect of magnetron sputtered Ni₈₀Fe₂₀/SiO₂/Cu composite wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2008, v. 320, N 19, p. 2319–2321.
177. L. Shi, J. Ruan, J. Zhang, Z. Zhao, H.B. Gao, U. Hartmann. Enhancement of giant magneto-impedance effect in Ni₈₀Fe₂₀/SiO₂/Cu composite wires // *Physica B*, 2009, v. 404, N 21, p. 3766–3770.
178. M.E. McHenry, M.A. Willard, D.E. Laughlin. Amorphous and nanocrystalline materials for applications as soft magnets // *Prog. Mater. Sci.*, 1999, v. 44, N 4, p. 291–434.

179. R.L. Sommer, C.L. Chien. Giant magneto-impedance effects in Metglas 2705M // *J. Appl. Phys.*, 1996, v. 79, N 8, p. 5139–5141.
180. M. Tejedor, B. Hernando, M.L. Sánchez, M. Vázquez, M. Knobel. Field and frequency dependence of the magneto-impedance in Co-rich amorphous ribbon // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1996, v. 152, N 1–2, p. 191–195.
181. S.J. Ahn, C.G. Kim, C.G. Park, S.C. Yu. Laser annealing effect of giant magneto-impedance in amorphous $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_{14}\text{Si}_{15}$ ribbon // *Mater. Sci. Eng. A*, 2001, v. 304–306, p. 1026–1029.
182. M.L. Sánchez, G.V. Kurlyandskaya, B. Hernando, V.M. Prida, J.D. Santos, M. Tejedor. Very high GMI effect in commercial Vitrovac[®] amorphous ribbons // *Sens. Actuators A*, 2003, v. 106, N 1–3, p. 195–198.
183. M.-H. Phan, H.-X. Peng, M.R. Wisnom, S.C. Yu. Giant magnetoimpedance effect in ultrasoft FeAlSiBCuNb nanocomposites for sensor applications // *J. Appl. Phys.*, 2005, v. 98, N 1, p. 014316 (7 pages).
184. M.H. Phan, H.X. Peng, M.R. Wisnom, S.C. Yu, C.G. Kim, N.H. Nghi. Effect of annealing temperature on permeability and giant magneto-impedance of Fe-based amorphous ribbon // *Sens. Actuators A*, 2006, v. 129, N 1–2, p. 62–65.
185. H.Q. Guo, H. Kronmüller, T. Dragon, Z.H. Cheng, B.G. Shen. Influence of nanocrystallization on the evolution of domain patterns and the magnetoimpedance effect in amorphous $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ ribbons // *J. Appl. Phys.*, 2001, v. 89, N 1, p. 514–520.
186. M. Tejedor, B. Hernando, M.L. Sánchez, V.M. Prida, P. Gorria. Magnetic domains and magnetoimpedance effect during the nanocrystallization of $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ ribbons // *J. Non-Cryst. Sol.*, 2001, v. 287, N 1–3, p. 396–400.
187. N.D. Tho, N. Chau, S.C. Yu, H.B. Lee, L.A. Tuan, N.Q. Hoa. Soft magnetic behavior in amorphous and nanocrystalline $\text{Fe}_{73.5-x}\text{Mn}_x\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x=1, 3, 5$) alloys // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2006, v. 304, N 2, p. e868–e870.
188. M. Knobel, H. Chiriac, J.P. Sinecker, S. Marinescu, T.A. Óvári, A. Inoue. Comparative study of the giant magneto-impedance effect in Fe-based nanocrystalline ribbons // *Sens. Actuators A*, 1997, v. 59, N 1–3, p. 256–260.
189. W. Ku, F. Ge, J. Zhu. Effect of magnetic field annealing on the giant magnetoimpedance in FeCuMoSiB ribbons // *J. Appl. Phys.*, 1997, v. 82, N 10, p. 5050–5053.
190. A.T. Le, C.O. Kim, N. Chau, N.D. Cuong, N.D. Tho, N.Q. Hoa, H.B. Lee. Soft magnetic properties and giant magneto-impedance effect of $\text{Fe}_{73.5-x}\text{Cr}_x\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Au}_1$ ($x=1-5$) alloys // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2006, v. 307, N 2, p. 178–185.

191. J. Hu, M.H. Jiang, H.W. Qin, B. Li, H. Kronmüller. Magnetic properties of as-quenched Fe–Cu–Mo–Si–B nanocrystalline ribbons // *Mater. Sci. Eng. A*, 2007, v. 449–451, p. 371–374.
192. M.-H. Phan, H.-X. Peng, S.C. Yu, M.Vázquez. Optimized giant magnetoimpedance effect in amorphous and nanocrystalline materials // *J. Appl. Phys.*, 2006, v. 99, N 8, p. 08C505 (3 pages).
193. M. Knobel, J. Schoenmaker, J.P. Sinnecker, R.S. Turtelli, R. Grössinger, W. Hofstetter, H. Sassik. Giant magnetoimpedance in nanocrystalline $\text{Fe}_{73.55}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ and $\text{Fe}_{86}\text{Zr}_7\text{B}_6\text{Cu}_1$ ribbons // *Mater. Sci. Eng. A*, 1996, v. 226–228, p. 546–549.
194. D. García, J.I. Muñoz, G. Kurlyandskaya, M. Vázquez, M. Ali, M.R.J. Gibbs. Induced anisotropy, magnetic domain structure and magnetoimpedance effect in CoFeB amorphous thin films // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, v. 191, N 3, p. 339–344.
195. R.B. da Siva, A.D.C. Viegas, M.A. Correa, A.M.H. de Andrade, R.L. Sommer. Complex high-frequency magnetization dynamics and magnetoimpedance in thin films // *Physica B*, 2006, v. 384, N 1–2, p. 172–174.
196. K. Hika, L.V. Panina, K. Mohri. Magneto-impedance in sandwich film for magnetic sensor heads // *IEEE Trans. Magn.*, 1996, v. 32, N 5, p. 4594–4596.
197. T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi, Y. Taga. Giant magneto-impedance effect in layered thin films // *IEEE Trans. Magn.*, 1997, v. 33, N 5, p. 4367–4372.
198. S.Q. Xiao, Y.H. Liu, Y.Y. Dai, L. Zhang, S.X. Zhou, G.D. Liu. Giant magnetoimpedance effect in sandwiched films // *J. Appl. Phys.*, 1999, v.85, N 8, p. 4127–4130.
199. R.L. Sommer, A. Gündel, C.L. Chien. Magneto-impedance effects in multilayered permalloy materials // *J. Appl. Phys.*, 1999, v. 86, N 2, p. 1057–1061.
200. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Asymmetrical magneto-impedance in a sandwich film with a transverse anisotropy using an AC bias // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2000, v. 215–216, p. 629–633.
201. Y. Zhou, J.Q. Yu, X.L. Zhao, B.C. Cai. Giant magnetoimpedance in layered FeSiB/Cu/FeSiB films // *J. Appl. Phys.*, 2001, v. 89, N 3, 1816–1819.
202. D.P. Makhnovskiy, N. Fry, L.V. Panina, D.J. Mapps. Effect of induced anisotropy on magnetoimpedance characteristics in NiFe/Au/NiFe sandwich thin films // *J. Appl. Phys.*, 2004, v. 96, N 4, p. 2150–2158.
203. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, N. Fry, D.J. Mapps. Magneto-impedance in NiFe/Au/NiFe sandwich films with different types of anisotropy // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2004, v. 272–276, Part 3, p. 1866–1867.

204. X.D. Li, W.Z. Yuan, Z.J. Zhao, J.Z. Ruan, X.L. Yang. The GMI effect in nanocrystalline FeCuNbSiB multilayered films with a SiO₂ outer layer // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2005, v. 38, N 9, p. 1351–1354.
205. M.A. Correa, A.D.C. Viegas, R.B. da Siva, A.M.H. de Andrade, R.L. Sommer. Magnetoimpedance in amorphous/metal/amorphous sandwiched films at GHz frequencies // *Physica B*, 2006, v. 384, N 1–2, p. 155–157.
206. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina. Size effect on magneto-impedance in layered films // *Sens. Actuators A*, 2000, v. 81, N 1–3, p. 91–94.
207. M. Knobel, M.L. Sánchez, J. Velázquez, M. Vázquez. Stress dependence of the giant magneto-impedance effect in amorphous wires // *J. Phys.: Condens. Matter*, 1995, v. 7, N 9, p. L115–L120.
208. M. Knobel, M. Vázquez, M.L. Sánchez, A. Hernando. Effect of tensile stress on the field response of impedance in low magnetostriction amorphous wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1997, v. 169, N 1–2, p. 89–97.
209. J.M. Blanco, A. Zhukov, J. González. Effect of tensile and torsion on GMI in amorphous wire // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, v. 196–197, p. 377–379.
210. P. Ciureanu, I. Khalil, L.G.C. Melo, P. Rudkowski, A. Yelon. Stress-induced asymmetric magneto-impedance in melt-extracted Co-rich amorphous wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 305–309.
211. C. Morón, M.T. Carracedo, J.G. Zato, A. García. Stress and field dependence of the giant magnetoimpedance effect in Co-rich amorphous wires // *Sens. Actuators A*, 2003, v. 106, N 1–3, p. 217–220.
212. S.L. Zhang, J.F. Sun, D.W. Xing, F.X. Qin, H.X. Peng. Large GMI effect in Co-rich amorphous wire by tensile stress // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2011, v. 323, N 23, p. 3018–3021.
213. K. Mandal, S. Puerta, M. Vázquez, A. Hernando. Giant magnetoimpedance in amorphous Co_{83.2}Mn_{7.6}Si_{5.8}B_{3.3} microwires // *Phys. Rev. B*, 2000, v. 62, N 10, p. 6598–6602.
214. K. Mandal, S. Pan Mandal, M. Vázquez, S. Puerta, A. Hernando. Giant magnetoimpedance effect in a positive-magnetostrictive glass-coated amorphous microwire // *Phys. Rev. B*, 2002, v. 65, N 6, p. 064402 (6 pages).
215. C. García, A. Zhukov, V. Zhukova, M. Ipatov, J.M. Blanco, J. González. Effect of tensile stresses on GMI of Co-rich amorphous microwires // *IEEE Trans. Magn.*, 2005, v. 41, N 10, p. 3688–3690.
216. M. Carara, K.D. Sossmeier, A.D.C. Viegas, J. Geshev, H. Chiriac, R.L. Sommer. Study of CoFeSiB glass-covered amorphous microwires under applied stress // *J. Appl. Phys.*, 2005, v. 98, N 3, p. 033902 (6 pages).

217. C. García, A. Chizhik, A. Zhukov, V. Zhukova, J. González, J.M. Blanco, L.V. Panina. Influence of torsion and tensile stress on magnetoimpedance effect in Fe-rich amorphous microwires at high frequencies // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2007, v. 316, N 2, p. e896–e899.
218. V.V. Popov, V.N. Berzhansky, H.V. Gomonay, F.X. Qin. Stress-induced magnetic hysteresis in amorphous microwires probed by microwave giant magnetoimpedance measurements // *J. Appl. Phys.*, 2013, v. 113, N 17, p. 17A326 (3 pages).
219. D.R. Li, Z.C. Lu, S.X. Zhou. Magnetic anisotropy and stress-impedance effect in Joule heated $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ ribbons // *J. Appl. Phys.*, 2004, v. 95, N 1, p. 204–207.
220. G.H. Ryu, S.C. Yu, C.G. Kim, I.H. Nahm, S.S. Yoon. Permeability and magnetoimpedance in $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ wire under torsional stress // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 87, N 9, p. 4828–4830.
221. V. Raposo, M. Vázquez, A. Mitra. Torsion dependence of giant magnetoimpedance in amorphous wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2003, v. 254–255, p. 179–181.
222. V.M. Prida, B. Hernando, M.L. Sánchez, Y.-F. Li, M. Tejedor, M. Vázquez. Torsional impedance effect in Fe-rich amorphous wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2003, v. 258–259, p. 158–160.
223. B. Hernando, M.L. Sánchez, V.M. Prida, J. Olivera, P. Gorriá, M. Tejedor, M. Vázquez. Effect of the wire length on the torsion impedance in Fe-rich wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2004, v. 272–276, Suppl., p. e1111–e1112.
224. M.L. Sánchez, B. Hernando, J. Olivera, V.M. Prida, J.D. Santos, M.J. Pérez, P. Gorriá. Torsion and magnetic field effect in the impedance of FeSiBNbCu soft magnetic amorphous wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2006, v. 304, N 1, p. e865–e867.
225. M. Tejedor, B. Hernando, M.L. Sánchez, V.M. Prida, M. Vázquez. The torsional dependence of the magneto-impedance effect in current-annealed Co-rich amorphous wires // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1998, v. 31, N 23, p. 3331–3336.
226. J.M. Blanco, A. Zhukov, J. González. Torsional stress impedance and magneto-impedance in $(\text{Co}_{0.95}\text{Fe}_{0.05})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ amorphous wire with helical induced anisotropy // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1999, v. 32, N 24, p. 3140–3145.
227. J.M. Blanco, A. Zhukov, J. González. Asymmetric torsion stress giant magnetoimpedance in nearly zero magnetostrictive amorphous wires // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 87, N 9, p. 4813–4815.
228. J.M. Blanco, A. Zhukov, A.P. Chen, A.F. Cobeño, A. Chizhik, J. González. Asymmetric torsion giant impedance in nearly-zero magnetostrictive amorphous wires with induced helical anisotropy // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2001, v. 34, N 6, p. L31–L34.

229. J.M. Blanco, A. Zhukov, V.M. Prida, J. González. Effect of annealing on torsion giant impedance of Co-rich amorphous wires with vanishing magnetostriction // *J. Appl. Phys.*, 2002, v. 91, N 10, p. 8426–8428.
230. M.L. Sánchez, V.M. Prida, B. Hernando, M. Tejedor, M. Vázquez. Torsion impedance of CoFeSiB amorphous wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 269–273.
231. I. Belancourt, R. Valenzuela. Influence of the torsion stress on the circumferential magnetization curves of CoFeBSi amorphous wires // *Appl. Phys. Lett.*, 2002, v. 81, N 1, p. 94–96.
232. I. Belancourt, R. Valenzuela. Effect of helical-induced anisotropy on the magnetoinductance response of Co-based amorphous wires // *Appl. Phys. Lett.*, 2003, v. 83, N 10, p. 2022–2024.
233. B. Hernando, V.M. Prida, M.L. Sánchez, P. Gorria, G.V. Kurllyandskaya, M. Tejedor, M. Vázquez. Magnetoimpedance effect in Co-rich metallic glasses // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2003, v. 258–259, p. 183–188.
234. C. Tannous, J. Gieraltowska, R. Valenzuela. Helical anisotropy and magnetoimpedance of CoFeSiB wires under torsional stress // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2007, v. 308, N 2, p. 273–277.
235. A. Antonov, I. Iakubov, A. Lagarkov. Longitudinal-transverse linear transformation of the HF-current in soft magnetic materials with induced anisotropy // *IEEE Trans. Magn.*, 1997, v. 33, N 5, p. 3367–3369.
236. А.С. Антонов, А.Н. Лагарьков, И.Т. Якубов. Линейное межмодовое преобразование энергии электромагнитных волн в гиротропном магнитомягком материале // *ЖТФ*, 1999, т. 69, № 3, с. 58–63.
237. L.V. Panina, K. Mohri, D.P. Makhnovskiy. Mechanism of asymmetrical magnetoimpedance in amorphous wires // *J. Appl. Phys.*, 1999, v. 85, N 8, p. 5444–5446.
238. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Measurement of field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with circumferential anisotropy // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 87, N 9, p. 4804–4806.
239. S. Sandacci, D. Makhnovskiy, L. Panina, K. Mohri, Y. Honkura. Off-diagonal impedance in amorphous wires and its application to linear magnetic sensors // *IEEE Trans. Magn.*, 2004, v. 40, N 6, p. 3505–3511.
240. V. Zhukova, M. Ipatov, J. González, J.M. Blanco, A. Zhukov. Studies of magnetic properties and giant magnetoimpedance effect in ultrathin magnetically soft amorphous microwires // *J. Appl. Phys.*, 2008, v. 103, N 7, p. 07E714 (3 pages).

241. M. Ipatov, V. Zhukova, J.M. Blanco, J. González, A. Zhukov. Off-diagonal magneto-impedance in amorphous microwires with diameter 6–10 μm and application to linear magnetic sensors // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 2008, v. 205, N 8, p. 1779–1782.
242. A. Zhukov, M. Ipatov, V. Zhukova. Giant magneto-impedance effect of thin magnetic wires at elevated frequencies // *J. Appl. Phys.*, 2012, v. 111, N 7, p. 07E512 (3 pages).
243. M. Ipatov, V. Zhukova, J. González, A. Zhukov. Manipulating the magnetoimpedance by dc bias current in amorphous microwire // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2012, v. 324, N 23, p. 4078–4083.
244. N.A. Usov, S.A. Gudoshnikov. Giant magneto-impedance effect in amorphous ferromagnetic wire with a weak helical anisotropy: Theory and experiment // *J. Appl. Phys.*, 2013, v. 113, N 24, p. 243902 (10 pages).
245. J.D. Santos, J. Olivera, P. Álvarez, T. Sánchez, M.J. Pérez, M.L. Sánchez, P. Gorriá, B. Hernando. Torsion-induced magnetoimpedance in nanocrystalline Fe-based wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2007, v. 316, N 2, p. e915–e918.
246. T. Sánchez, P. Álvarez, J. Olivera, M.J. Pérez, F.J. Belzunce, J.D. Santos, J.L. Sánchez Ll., M.L. Sánchez, P. Gorriá, B. Hernando. Torsion annealing influence on the impedance behaviour in amorphous FeSiB and CoSiB wires // *J. Non-Cryst. Sol.*, 2007, v. 353, N 8–10, p. 914–918.
247. L. Kraus. Off-diagonal magnetoimpedance in stress-annealed amorphous ribbons // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2008, v. 320, N 20, p. e746–e749.
248. L. Kraus. Nonlinear magnetoimpedance in field- and stress-annealed amorphous ribbons // *IEEE Trans. Magn.*, 2010, v. 46, N 2, p. 428–431.
249. T. Sánchez, J. Bonastre, J.D. Santos, M.L. Sánchez, A. Chizhik, J. González, J.J. Suñol, B. Hernando. The effect of field-quenching fabrication on the magnetoimpedance response in $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ amorphous ribbons // *J. Appl. Phys.*, 2012, v. 111, N 5, p. 053913 (4 pages).
250. N. Fry, D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, S.T. Sandacci, D.J. Mapps, M. Akhter. Off-diagonal magnetoimpedance in NiFe–Au–NiFe layered film and its application to linear magnetic sensors // *IEEE Trans. Magn.*, 2004, v.40, N 5, p. 3358–3367.
251. X.P. Li, Z.J. Zhao, T.B. Oh, H.L. Seet, B.H. Neo, S.J. Koh. Current driven magnetic permeability interference sensor using NiFe/Cu composite wire with a signal pick-up LC circuit // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 2004, v. 201, N 8, p. 1992–1995.
252. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 462 с.

253. I. Sasada. Orthogonal fluxgate mechanism operated with dc biased excitation // *J. Appl. Phys.*, 2002, v. 91, N 10, p. 7789–7791.
254. А.С. Антонов, А.М. Якунин. Процесс перемагничивания аморфной микропроволоки с циркулярной анизотропией // Новые магнитные материалы микроэлектроники. Сборник трудов XVII международной школы-семинара. Москва, МГУ, 2000, с. 726–728.
255. A.A. Rakhmanov, A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.F. Prokoshin. Study of magnetic structure in Co-based amorphous microwires by means of off-diagonal magnetoimpedance effect // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2006, v. 300, N 1, p. e37–e40.
256. T.-A. Óvári, H. Chiriac, M. Lostun. Outer shell structure in nearly zero magnetostrictive amorphous microwires // *J. Appl. Phys.*, 2009, v. 105, N 7, p. 07A325 (3 pages).
257. V. Samsonova, A. Antonov, I. Iakubov, A. Nastasjuk, N. Perov, A. Rakhmanov. Dynamic magnetic charges of domain walls and their influence on microwire magnetoimpedance // *J. Non-Cryst. Sol.*, 2007, v. 353, N 8–10, p. 938–940.
258. M. Takajo, J. Yamasaki, F.B. Humphrey. Mechanism of re-entrant flux reversal in Fe-Si-B amorphous wires // *IEEE Trans. Magn.*, 1993, v. 29, N 6, p. 3484–3486.
259. E.E. Shalyguina, L.M. Bekoeva, K.H. Shin. Investigation of Co-rich amorphous microwires by help of magneto-optical method with micron resolution // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2000, v. 215–216, p. 472–475.
260. E.E. Shalyguina, K.H. Shin, L.M. Bekoeva. Effect of tensile stress on local magnetic properties and micromagnetic structure of Co-RICH amorphous microwires // *J. Non-Cryst. Sol.*, 2001, v. 287, N 1–3, p. 110–113.
261. Е.Е. Шалыгина, В.В. Молоканов, М.А. Комарова. Магнитооптическое исследование микромагнитной структуры и процессов перемагничивания в аморфных микропроводах $\text{Co}_{69}\text{Fe}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{15}$ // *ЖЭТФ*, 2002, т. 122, № 3, с. 593–599.
262. A. Chizhik, A. Zhukov, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, J.M. Blanco, J. González. Kerr microscopy study of magnetic domain structure changes in amorphous microwires // *IEEE Trans. Magn.*, 2009, v. 45, N 10, p. 4279–4281.
263. A.S. Antonov, A.M. Yakunin, A.L. Rakhmanov, N.A. Buznikov, A.V. Joura. Nucleation and motion of domain walls in glass-coated Co-based amorphous microwires // *Phys. Met. Metallogr.*, 2001, v. 91, Suppl. 1, p. S155–S159.
264. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.B. Granovsky, A.V. Joura, A.L. Rakhmanov, A.M. Yakunin. Domain-walls motion in glass-coated CoFeSiB amorphous microwires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 95–98.

265. L. Kraus. GMI modeling and material optimization // *Sens. Actuators A*, 2003, v. 106, N 1–3, p. 187–194.
266. T. Kitoh, K. Mohri, T. Uchiyama. Asymmetrical magneto-impedance effect in twisted amorphous wires for sensitive magnetic sensors // *IEEE Trans. Magn.*, 1995, v. 31, N 6, p. 3137–3139.
267. K. Kawashima, I. Ogasawara, S. Ueno, K. Mohri. Asymmetrical magneto-impedance effect in torsion-annealed Co-rich amorphous wire for MI micro magnetic sensor // *IEEE Trans. Magn.*, 1999, v. 35, N 5, p. 3610–3612.
268. F.L.A. Machado, A.R. Rodrigues, A.A. Puça, A.E.P. de Araujo. Highly asymmetric giant magnetoimpedance // *Mater. Sci. Forum*, 1999, v. 302–303, p. 202–208.
269. S.H. Song, K.S. Kim, S.C. Yu, C.G. Kim, M. Vázquez. Asymmetric GMI characteristics in current-biased amorphous $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ wire // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2000, v. 215–216, p. 532–534.
270. S.H. Song, S.C. Yu, C.G. Kim, H.C. Kim, W.Y. Lim. Asymmetric giant magnetoimpedance in annealed amorphous $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ wire under the circumferential field // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 87, N 9, p. 5266–5268.
271. T.A. Furmanova, A.S. Antonov, I.N. Morozov, L.V. Panina. Effect of dc current on magneto-impedance in CoSiB twisted wires // *Sens. Actuators A*, 2000, v. 81, N 1–3, p. 95–97.
272. K.S. Byon, S.C. Yu, C.G. Kim, S.S. Yoon. Asymmetric characteristics of magnetoimpedance in amorphous $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ wire // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2001, v. 226–230, Part 1, p. 718–720.
273. C. Gómez-Polo, M. Vázquez, M. Knobel. Rotational giant magnetoimpedance in soft magnetic wires: Modelization through Fourier harmonic contribution // *Appl. Phys. Lett.*, 2001, v. 78, N 2, p. 246–248.
274. M.-H. Phan, S.C. Yu, C.G. Kim, M. Vázquez. Origin of asymmetrical magnetoimpedance in a Co-based amorphous microwire due to dc bias current // *Appl. Phys. Lett.*, 2003, v. 83, N 14, p. 2871–2873.
275. K.S. Byon, S.C. Yu, C.G. Kim, M. Vázquez. Bias current effect on giant magnetoimpedance in Co-based amorphous microwire // *J. Non-Cryst. Sol.*, 2001, v. 287, N 1–3, p. 339–343.
276. M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. González. Magnetoimpedance sensitive to dc bias current in amorphous microwires // *Appl. Phys. Lett.*, 2010, v. 97, N 25, p. 252507 (3 pages).
277. M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. González, A. Zvezdin. Low-field hysteresis in the magnetoimpedance of amorphous microwires // *Phys. Rev. B*, 2010, v. 81, N 13, p. 134421 (8 pages).

278. M. Ipatov, A. Chizhik, V. Zhukova, J. González, A. Zhukov. Correlation of surface domain structure and magneto-impedance in amorphous microwires // *J. Appl. Phys.*, 2011, v. 109, N 11, p. 113924 (6 pages).
279. M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. González. Expanding the longitudinal magnetoimpedance sensor range by direct bias current // *J. Appl. Phys.*, 2013, v. 113, N 20, p. 203902 (6 pages).
280. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Surface impedance tensor in amorphous wires with helical anisotropy: Magnetic hysteresis and asymmetry // *J. Appl. Phys.*, 2001, v. 89, N 11, p. 7224–7226.
281. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. Asymmetrical magnetoimpedance in as-cast CoFeSiB amorphous wires due to ac bias // *Appl. Phys. Lett.*, 2000, v. 77, N 1, p. 121–123.
282. L.V. Panina, D.P. Makhnovskiy, D.J. Mapps, K. Mohri, P.I. Nikitin. Effect of frequency and dc current on ac-biased asymmetrical magneto-impedance in wires // *Mater. Sci. Forum*, 2001, v. 373–376, p. 741–744.
283. A.P. Chen, V. Zhukova, A. Zhukov, L. Domínguez, A. Chizhik, J.M. Blanco, J. González. Influence of an ac magnetic field and induced magnetic anisotropy on the surface magnetoimpedance tensor in an amorphous wire // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2004, v. 37, N 20, p. 2773–2779.
284. A.P. Chen, C. García, A. Zhukov, L. Domínguez, J.M. Blanco, J. González. Influence of the ac magnetic field frequency on the magnetoimpedance of amorphous wire // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2006, v. 39, N 9, p. 1718–1723.
285. L.V. Panina. Asymmetrical giant magneto-impedance (AGMI) in amorphous wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 278–287.
286. L. Kraus, S.N. Kane, M. Vázquez, G. Rivero, E. Fraga, A. Hernando, J.M. Barandiarán. Tensor components of the magnetization in a twisted Fe-rich amorphous wire // *J. Appl. Phys.*, 1994, v. 75, N 10, p. 6952–6954.
287. C.G. Kim, K.J. Jang, H.C. Kim, S.S. Yoon. Asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed Co-based amorphous ribbon // *J. Appl. Phys.*, 1999, v. 85, N 8, p. 5447–5449.
288. K.J. Jang, C.G. Kim, S.S. Yoon, K.H. Shin. Annealing effect on microstructure and asymmetric giant magneto-impedance in Co-based amorphous ribbon // *IEEE Trans. Magn.*, 1999, v. 35, N 5, p. 3889–3891.
289. K.J. Jang, C.G. Kim, H.C. Kim, S.C. Yu, K.H. Shin. Annealing temperature dependence of permeability spectra and asymmetrical giant magnetoimpedance in Co-based amorphous ribbon // *J. Appl. Phys.*, 2000, v. 87, N 9, p. 5260–5262.

290. K.J. Jang, C.G. Kim, S.S. Yoon, S.C. Yu. Effect of annealing field on asymmetric giant magnetoimpedance profile in Co-based amorphous ribbon // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2000, v. 215–216, p. 488–491.
291. Y.W. Rheem, C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. Hysteretic characteristics of giant magnetoimpedance due to the exchange coupling in annealed amorphous materials // *J. Appl. Phys.*, 2002, v. 91, N 10, p. 7433–7435.
292. C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. The role of exchange coupling on the giant magnetoimpedance of annealed amorphous materials // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 293–299.
293. Y.W. Rheem, L. Jin, S.S. Yoon, C.G. Kim, C.O. Kim. Depth profile of transverse permeability spectrum in an annealed Co-based amorphous ribbon // *IEEE Trans. Magn.*, 2003, v. 39, N 5, p. 3100–3102.
294. M.-H. Phan, H.-X. Peng, M.R. Wisnom, S.C. Yu, N. Chau. Valve behavior of giant magnetoimpedance in field-annealed $\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Si}_{15}\text{Nb}_{2.2}\text{Cu}_{0.8}\text{B}_7$ amorphous ribbon // *J. Appl. Phys.*, 2005, v. 97, N 10, p. 10M108 (3 pages).
295. K.H. Shin, C.D. Graham, Jr., P.Y. Zhou. Asymmetric hysteresis loops in Co-based ferromagnetic alloys // *IEEE Trans. Magn.*, 1992, v. 28, N 5, p. 2772–2774.
296. E.E. Shalyguina, M.A. Komarova, V.V. Molokanov, C.O. Kim, C.G. Kim, Y.W. Rheem. Near-surface magnetic properties and giant magnetoimpedance of Co-based amorphous ribbons // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2003, v. 258–259, p. 174–176.
297. E.E. Shalyguina, E.A. Ganshina, Y.W. Rheem, C.G. Kim, C.O. Kim. Near-surface magnetic properties of Co-based amorphous ribbons // *Physica B*, 2003, v. 327, N 2–4, p. 300–303.
298. C.G. Kim, K.J. Jang, D.Y. Kim, S.S. Yoon. Analysis of asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed Co-based amorphous ribbon // *Appl. Phys. Lett.*, 1999, v. 75, N 14, p. 2114–2116.
299. C.G. Kim, K.J. Jang, D.Y. Kim, S.S. Yoon. Response to “Comment on ‘Analysis of asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed Co-based amorphous ribbon’ ” // *Appl. Phys. Lett.*, 2000, v. 77, N 11, p. 1730–1731.
300. K.J. Jang, C.G. Kim, S.S. Yoon, C.O. Kim. Modeling of asymmetric GMI profile for the estimation of anisotropy configuration // *Mater. Sci. Forum*, 2001, v. 373–376, p. 257–260.
301. D.-X. Chen, L. Pascual, A. Hernando. Comment on “Analysis of asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed Co-based amorphous ribbon” // *Appl. Phys. Lett.*, 2000, v. 77, N 11, p. 1727–1729.
302. L. Kraus. Exchange biased GMI valve // *Abstracts of International Conf. on Magnetism, Roma, Italy*, 2003, p. 712.

303. J.G.S. Duque, A.E.P. de Araújo, M. Knobel. Asymmetric impedance in field-annealed Co-based amorphous wires and its bias field dependence // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2006, v. 299, N 2, p. 419–424.
304. D.-X. Chen, L. Pascual, F.J. Castaño, A. Hernando, M. Vázquez. Anomalous asymmetric magneto-inductance in amorphous $\text{Co}_{68.2}\text{Fe}_{4.3}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ wire with shifted hysteresis loop // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2000, v. 33, N 2, p. 111–114.
304. Y.F. Li, D.-X. Chen, M. Vázquez, A. Hernando. Effects of magnetostatic interaction on the magnetization processes in $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ nanocrystalline wires // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2002, v. 35, N 6, p. 508–511.
306. Y.F. Li, M. Vázquez, D.-X. Chen. Asymmetric axial-field-dependent circular susceptibility in annealed FeCrSiB amorphous wire // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2004, v. 37, N 3, p. 389–391.
307. J. Torrejón, M. Vázquez, L.V. Panina. Asymmetric magnetoimpedance in self-biased layered CoFe/CoNi microwires // *J. Appl. Phys.*, 2009, v. 105, N 3, p. 033911 (5 pages).
308. K. Pirota, M. Hernández-Vélez, D. Navas, A. Zhukov, M. Vázquez. Multilayer microwires: Tailoring magnetic behavior by sputtering and electroplating // *Adv. Funct. Mater.*, 2004, v. 14, N 3, p. 266–268.
309. K. Pirota, M. Provencio, K. García, P. Mendoza, M. Hernández-Vélez, M. Vázquez. Bi-magnetic microwires: a novel family of materials with controlled magnetic behavior // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2005, v. 290–291, Part 1, p. 68–73.
310. M. Vázquez, K. Pirota, J. Torrejón, G. Badini, A. Torcunov. Magnetoelastic interactions in multilayer microwires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2006, v. 304, N 2, p. 197–202.
311. J. Torrejón, G. Badini, K. Pirota, M. Vázquez. Design of multilayer microwires with controllable magnetic properties: Magnetostatic and magnetoelastic coupling // *Acta Mater.*, 2007, v. 55, N 13, p. 4271–4276.
312. J. Escrig, S. Allende, D. Altbir, M. Bahiana, J. Torrejón, G. Badini, M. Vázquez. Magneto-static bias in multilayer microwires: Theory and experiments // *J. Appl. Phys.*, 2009, v. 105, N 2, p. 023907 (5 pages).
313. J. Torrejón, G.A. Badini-Confalonieri, M. Vázquez. Multipeak ferromagnetic resonance behaviour tailored by magnetoelastic coupling in FeSiB/CoNi layered microwires // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2010, v. 43, N 14, p. 145001 (5 pages).
314. V. Rodionova, A. Nikoshin, J. Torrejón, G.A. Badini-Confalonieri, N. Perov, M. Vázquez. Temperature-dependent magnetic properties of magnetically biphasic microwires // *IEEE Trans. Magn.*, 2011, v. 47, N 10, p. 3787–3790.
315. E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys // *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, 1948, v. 240, N 826, p. 599–642.

316. S. Iida, O. Ishii, S. Kambe. Magnetic sensor using second harmonic change in magnetoimpedance effect // *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1998, v. 37, N 2, p. L869–L871.
317. G.V. Kurlyandskaya, H. Yakabchuk, E. Kisker, N.G. Bebenin, H. García-Miquel, M. Vázquez, V.O. Vas'kovskiy. Very large magnetoimpedance effect in FeCoNi ferromagnetic tubes with high order magnetic anisotropy // *J. Appl. Phys.*, 2001, v. 90, N 12, p. 6280–6286.
318. E. Kisker, G.V. Kurlyandskaya, H.P. Yakabchuk, V.O. Vas'kovskiy, N.G. Bebenin. High harmonics generation in electroplated FeNi wire showing giant magnetoimpedance // *Phys. Met. Metallogr.*, 2001, v. 91, Suppl. 1, p. S129–S132.
319. G.V. Kurlyandskaya, E. Kisker, H. Yakabchuk, N.G. Bebenin. Non-linear giant magnetoimpedance // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 240, N 1–3, p. 206–208.
320. G.V. Kurlyandskaya, A. García-Arribas, J.M. Barandiarán. Advantages of nonlinear giant magnetoimpedance for sensor applications // *Sens. Actuators A*, 2003, v. 106, N 1–3, p. 234–239.
321. C. Gómez-Polo, M. Vázquez, M. Knobel. Field dependence of second-harmonic amplitude of magnetoimpedance in FeCoSiB joule heated wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2001, v. 226–230, Part 1, p. 712–714.
322. C. Gómez-Polo, M. Knobel, K.R. Pirota, M. Vázquez. Giant magnetoimpedance modelling using Fourier analysis in soft magnetic amorphous wires // *Physica B*, 2001, v. 299, N 3–4, p. 322–328.
323. C. Gómez-Polo, K.R. Pirota, M. Knobel. Stress dependence of second harmonic amplitude of giant magnetoimpedance in CoFeSiB amorphous samples // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 242–245, Part 1, p. 294–296.
324. C. Losin, C. Gómez-Polo, M. Knobel, A. Grishin. Torsional dependence of second-harmonic amplitude of giant magnetoimpedance in FeCoSiB amorphous wire // *IEEE Trans. Magn.*, 2002, v. 38, N 5, p. 3087–3089.
325. J.G.S. Duque, A.E.P. de Araújo, M. Knobel, A. Yelon, P. Ciureanu. Large nonlinear magnetoimpedance in amorphous $\text{Co}_{80.89}\text{Fe}_{4.38}\text{Si}_{8.69}\text{B}_{1.52}\text{Nb}_{4.52}$ fibers // *Appl. Phys. Lett.*, 2003, v. 83, N 1, p. 99–101.
326. L. Clime, G. Rudkowska, J.G.S. Duque, A.E.P. de Araújo, M. Knobel, P. Ciureanu, A. Yelon. Non-linear magnetoinductance in amorphous wires // *Physica B*, 2004, v. 343, N 1–4, p. 410–414.

327. J.G.S. Duque, C. Gómez-Polo, A. Yelon, P. Ciureanu, A.E.P. de Araújo, M. Knobel. The effect of helical magnetoelastic anisotropy on magnetoimpedance and its second harmonic component in amorphous wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2004, v. 271, N 2–3, p. 390–395.
328. C. Gómez-Polo, J.G.S. Duque, M. Knobel. Nonlinear giant magnetoimpedance and the asymmetric circumferential magnetization process in soft magnetic wires // *J. Phys.: Condens. Matter*, 2004, v. 16, N 28, p. 5083–5094.
329. A.P. Chen, M.R. Britel, V. Zhukova, A. Zhukov, L. Domínguez, A.B. Chizhik, J.M. Blanco, J. González. Influence of AC magnetic field amplitude on the surface magnetoimpedance tensor in amorphous wire with helical magnetic anisotropy // *IEEE Trans. Magn.*, 2004, v. 40, N 5, p. 3368–3377.
330. S.K. Pal, N.B. Manik, A. Mitra. Dependence of frequency and amplitude of the ac current on the GMI properties of Co based amorphous wires // *Mat. Sci. Eng. A*, 2006, v. 415, N 1–2, p. 195–201.
331. S.K. Pal, N.B. Manik, A. Mitra. Dependence of the driving current on the harmonic behavior of giant magneto-impedance voltage of Co-based amorphous wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2006, v. 305, N 1, p. 240–246.
332. D. Seddaoui, D. Ménard, P. Ciureanu, A. Yelon. Second harmonic of non-linear magnetoimpedance in amorphous magnetic wires with helical anisotropy // *J. Appl. Phys.*, 2007, v. 101, N 9, p. 093907 (6 pages).
333. D. Seddaoui, D. Ménard, A. Yelon. Measurement and model of the tensile stress dependence of the second harmonic of nonlinear GMI in amorphous wires // *IEEE Trans. Magn.*, 2007, v. 43, N 6, p. 2986–2988.
334. M. Butta, P. Ripka, S. Atalay, F.E. Atalay, X.P. Li. Fluxgate effect in twisted magnetic wire // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2008, v. 320, N 20, p. e974–e978.
335. S. Atalay, N. Bayri, T. Izgi, F.E. Atalay, V.S. Kolat. Coil-less fluxgate effect in amorphous wires // *Sens. Actuators A*, 2010, v. 158, N 1, p. 37–42.
336. S. Atalay, N. Bayri, T. Izgi, V. Yagmur, F.E. Atalay, V.S. Kolat. Influence of the wire length on the of coil-less fluxgate properties of amorphous $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ wire // *Sens. Actuators A*, 2010, v. 163, N 1, p. 122–127.
337. S. Atalay, P. Ripka, N. Bayri. Coil-less fluxgate effect in $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ amorphous wires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2010, v. 322, N 15, p. 2238–2243.
338. S. Atalay, N. Bayri, A. Fidan, F.E. Atalay, V. Yagmur. Torsion sensor based on the coil-less fluxgate effect // *Sens. Actuators A*, 2012, v. 178, p. 100–103.

339. S.K. Pal, A.K. Panda, A. Mitra. Effect of annealing on the second harmonic amplitude of Giant Magneto-Impedance (GMI) voltage of a Co–Fe–Si–B amorphous wire // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2008, v. 320, N 3–4, p. 496–502.
340. D. Seddaoui, D. Ménard, B. Movaghar, A. Yelon. Nonlinear electromagnetic response of ferromagnetic metals: Magnetoimpedance in microwires // *J. Appl. Phys.*, 2009, v. 105, N 8, p. 083916 (12 pages).
341. A. García-Arribas, A. Saad, I. Orue, G.V. Kurlyandskaya, J.M. Barandiarán, J.A. García. Nonlinear magnetoimpedance in amorphous ribbons: Large asymmetries and angular dependence // *Sens. Actuators A*, 2006, v. 129, N 1–2, p. 275–278.
342. X.L. Chai, D.C. Zeng, G.H. Liu, H.Y. Yu, X.C. Zhong, Z.W. Liu. Influence of current amplitude on the nonlinear asymmetric ac volt–ampere characteristics in amorphous ribbons with GMI effect // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2009, v. 321, N 9, p. 1272–1275.
343. K. Mohri, T. Uchiyama, L.V. Panina. Recent advances of micro magnetic sensors and sensing application // *Sens. Actuators A*, 1997, v. 59, N 1–3, p. 1–8.
344. D. Atkinson, P.T. Squire, M.G. Maylin, J. Gore. An integrating magnetic sensor based on the giant magnetoimpedance effect // *Sens. Actuators A*, 2000, v. 81, N 1–3, p. 82–85.
345. G.V. Kurlyandskaya, A. García-Arribas, J.M. Barandiarán, E. Kisker. Giant magnetoimpedance strip and coil sensors // *Sens. Actuators A*, 2001, v. 91, N 1–2, p. 116–119.
346. K. Mohri, T. Uchiyama, L.P. Shen, C.M. Cai, L.V. Panina, Y. Honkura, M. Yamamoto. Amorphous wire and CMOS IC-based sensitive micromagnetic sensors utilizing magnetoimpedance (MI) and stress-impedance (SI) effects // *IEEE Trans. Magn.*, 2002, v. 38, N 5, p. 3063–3068.
347. Y. Honkura. Development of amorphous wire type MI sensors for automobile use // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 375–377.
348. S. Yabukami, H. Mawatari, N. Horikoshi, Y. Murayama, T. Ozawa, K. Ishiyama, K.I. Arai. A design of highly sensitive GMI sensor // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2005, v. 290–291, Part 2, p. 1318–1321.
349. I. Giouroudi, H. Hauser, L. Musiejovsky, J. Steurer. Giant magnetoimpedance sensor integrated in an oscillator system // *J. Appl. Phys.*, 2006, v. 99, N 8, p. 08D906 (3 pages).
350. R. Valenzuela, J.J. Freijo, A. Salcedo, M. Vázquez, A. Hernando. A miniature dc current sensor based on magnetoimpedance // *J. Appl. Phys.*, 1997, v. 81, N 8, p. 4301–4303.
351. Y.W. Rheem, C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. Current sensor application of asymmetric giant magnetoimpedance in amorphous materials // *Sens. Actuators A*, 2003, v. 106, N 1–3, p. 19–21.

352. L. Kraus, M. Malátek. Magnetic field sensor based on asymmetric inverse Wiedemann effect // *Sensor Lett.*, 2007, v. 5, N 1, p. 130–132.
353. D. Ménard, D. Seddaoui, L.G.C. Melo, A. Yelon, B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian. Perspectives in giant magnetoimpedance magnetometry // *Sensor Lett.*, 2009, v. 7, N 3, p. 339–342.
354. B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, A. Yelon, D. Ménard. Development of a high sensitivity giant magneto-impedance magnetometer: Comparison with a commercial flux-gate // *IEEE Trans. Magn.*, 2013, v. 49, N 1, p. 85–88.
355. B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, A. Yelon, D. Ménard. Impact of electronic conditioning on the noise performance of a two-port network giant magnetoimpedance magnetometer // *IEEE Sens. J.*, 2011, v. 11, N 6, p. 1317–1324.
356. L.P. Shen, K. Mohri, T. Uchiyama, Y. Honkura. Sensitive acceleration sensor using amorphous wire SI element combined with CMOS IC multivibrator for environmental sensing // *IEEE Trans. Magn.*, 2000, v. 36, N 5, p. 3667–3669.
357. L.P. Shen, K. Mohri, A.L.X. Abudukelimu, H. Aoyama. Mechano-encephalogram based on amorphous wire micro SI acceleration sensor // *IEEE Trans. Magn.*, 2001, v. 37, N 4, p. 2007–2009.
358. M. Tejedor, B. Hernando, M.L. Sánchez, V.M. Prida, M. Vázquez. Magneto-impedance effect in amorphous ribbons for stress sensor application // *Sens. Actuators A*, 2001, v. 81, N 1–3, p. 98–101.
359. A.F. Cobeño, A. Zhukov, J.M. Blanco, V. Larin, J. González. Magnetoelastic sensor based on GMI of amorphous microwire // *Sens. Actuators A*, 2001, v. 91, N 1–2, p. 95–98.
360. K. Mohri, T. Uchiyama, L.P. Shen, C.M. Cai, L.V. Panina. Amorphous wire and CMOS IC-based sensitive micro-magnetic sensors (MI sensor and SI sensor) for intelligent measurements and controls // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 249, N 1–2, p. 351–356.
361. C. Fosalau, C. Damian, C. Zet. A high performance strain gage based on the stressimpedance effect in magnetic amorphous wires // *Sens. Actuators*, 2013, v. 191, p. 105–110.
362. K. Mohri, T. Uchiyama, L.P. Shen, C.M. Cai, L.V. Panina. Sensitive micro magnetic sensor family utilizing magneto-impedance (MI) and stress-impedance (SI) effects for intelligent measurements and controls // *Sens. Actuators A*, 2001, v. 91, N 1–2, p. 85–90.
363. R. Valenzuela, M. Vázquez, A. Hernando. A position sensor based on magnetoimpedance // *J. Appl. Phys.*, 1996, v. 79, N 8, p. 6549–6551.
364. H. Hauser, R. Steindl, C. Hausleitner, A. Pohl, J. Nicolics. Wirelessly interrogable magnetic field sensor utilizing giant magnetoimpedance effect and surface acoustic wave devices // *IEEE Instrum. Measur.*, 2000, v. 49, N 3, 648–652.

365. T. Uchiyawa, K. Mohri, H. Itho, K. Nakashima, J. Ohuchi, Y. Sudo. Car traffic monitoring system using MI sensor built-in disk set on the road // *IEEE Trans. Magn.*, 2000, v. 36, N 5, p. 3670–3672.
366. D.J. Kim, D.A. Park, J.H. Hong. Nondestructive evaluation of reactor pressure vessel steels using the giant magnetoimpedance sensor // *J. Appl. Phys.*, 2002, v. 91, N 10, p. 7421–7423.
367. Г.В. Курляндская, Д. де Кос, С.О. Волчков. Магниточувствительные преобразователи для неразрушающего контроля, работающие на основе гигантского магнитоимпедансного эффекта (обзор) // *Дефектоскопия*, 2009, т. 45, № 6, с. 13–42.
368. С.О. Волчков, В.А. Лукшина, А.П. Потапов, Г.В. Курляндская. Чувствительный элемент на основе гигантского магнитоимпедансного эффекта для детектирования полей рассеяния // *Дефектоскопия*, 2009, т. 45, № 9, с. 3–15.
369. P. Delooze, L.V. Panina, D.J. Mapps, K. Ueno, H. Sano. Effect of transverse magnetic field on thin film magnetoimpedance and application to magnetic recording // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2004, v. 272–276, Part 3, p. 2266–2268.
370. G.V. Kurlyandskaya, M.L. Sánchez, B. Hernando, V.M. Prida, P. Gorria, M. Tejedor. Giant-magnetoimpedance based sensitive element as a model for biosensors // *Appl. Phys. Lett.*, 2003, v. 82, N 18, p. 3053–3055.
371. H. Chiriac, M. Tibu, A.-E. Moga, D.D. Herea. Magnetic GMI sensor for detection of biomolecules // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2005, v. 293, N 1, p. 671–673.
372. G.V. Kurlyandskaya, V.F. Miyar. Surface modified amorphous ribbon based magnetoimpedance biosensor // *Biosensors Bioelectr.*, 2007, v. 22, N 9–10, p. 2341–2345.
373. L. Chen, C.-C. Bao, H. Yang, D. Li, C. Lei, T. Wang, H.-Y. Hu, M. He, Y. Zhou, D.-X. Cui. A prototype of giant magnetoimpedance-based biosensing system for targeted detection of gastric cancer cells // *Biosensors Bioelectr.*, 2011, v. 26, N 7, p. 3246–3253.
374. M.H. Phan, H.X. Peng, S.C. Yu, M.R. Wisnom. Large enhancement of GMI effect in polymer composites containing Co-based ferromagnetic microwires // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2007, v. 316, N 2, e253–e256.
375. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps, A.K. Sarychev. Effect of transition layers on the electromagnetic properties of composites containing conducting fibers // *Phys. Rev. B*, 2001, v 64, N 13, p. 134205 (12 pages).
376. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina. Field dependent permittivity of composite materials containing ferromagnetic wires // *J. Appl. Phys.*, 2003, v. 93, N 7, p. 4120–4129.

377. L.V. Panina, S.I. Sandacci, D.P. Makhnovskiy. Stress effect on magnetoimpedance in amorphous wires at gigahertz frequencies and application to stress-tunable microwave composite materials // *J. Appl. Phys.*, 2005, v. 97, N 1, p. 013701 (6 pages).
378. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, C. Garcia, A.P. Zhukov, J. González. Experimental demonstration of tunable scattering spectra at microwave frequencies in composite media containing CoFeCrSiB glass-coated amorphous ferromagnetic wires and comparison with theory // *Phys. Rev. B*, 2006, v. 74, N 6, p. 064205 (11 pages).
379. D. Makhnovskiy, A. Zhukov, V. Zhukova, J. González. Tunable and self-sensing microwave composite materials incorporating ferromagnetic microwires // *Adv. Sci. Techn.*, 2008, v. 54, p. 201–210.
380. F.X. Qin, H.-X. Peng. Ferromagnetic microwires enabled multifunctional composite materials // *Prog. Mater. Sci.*, 2013, v. 58, N 2, p. 183–259.
381. L.V. Panina, D.P. Makhnovskiy, K. Mohri. Magnetoimpedance in amorphous wires and multifunctional applications: from sensors to tunable artificial microwave materials // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2004, v. 272–276, p. 1452–1459.
382. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.L. D'yachkov, T.A. Furmanova, A.A. Rakhmanov, V.V. Samsonova. Influence of glass coating thickness on magnetoimpedance ratio in Co-based amorphous microwires // *Solid State Phenom.*, 2009, v. 152–153, p. 317–320.
383. S.E. Lofland, S.M. Bhagat, M. Domínguez, J.M. García-Beneytez, F. Guerrero, M. Vázquez. Low-field microwave magnetoimpedance in amorphous microwires // *J. Appl. Phys.*, 1999, v. 85, N 8, p. 4442–4444.
384. H. Chiriac, C.N. Colesniuc, T.-A. Óvári, M. Ticușan. *In situ* investigation of the magnetization processes in amorphous glass-covered wires by ferromagnetic resonance measurements // *J. Appl. Phys.*, 1999, v. 85, N 8, p. 5453–5455.
385. H. García-Miquel, J.M. García, J.M. García-Beneytez, M. Vázquez. Surface magnetic anisotropy in glass-coated amorphous microwires as determined from ferromagnetic resonance measurements // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2001, v. 231, N 1, p. 38–44.
386. S.E. Lofland, H. García-Miquel, M. Vázquez, S.M. Bhagat. Microwave magnetoabsorption in glass-coated amorphous microwires with radii close to skin depth // *J. Appl. Phys.*, 2002, v. 92, N 4, p. 2058–2063.
387. H. Montiel, G. Alvarez, M.P. Gutiérrez, R. Zamorano, R. Valenzuela. The effect of metal-to-glass ratio on the low-field microwave absorption at 9.4 GHz of glass-coated CoFeBSi microwires // *IEEE Trans. Magn.*, 2006, v. 42, N 10, p. 3380–3382.
388. H. García-Miquel, G.V. Kurylanskaya. Low field microwave absorption and magnetization process in CoFeNi electroplated wires // *Chin. Phys. B*, 2008, v. 17, N 4, p. 1430–1436.

389. R. Valenzuela, H. Montiel, G. Alvarez, R. Zamorano. Low-field non-resonant microwave absorption in glass-coated Co-rich microwires // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 2009, v. 206, N 4, p. 652–655.
390. R.J. Booth, S.E. Lofland. Modelling of microwave magnetoabsorption in magnetic microwires // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2009, v. 42, N 9, p. 095004 (3 pages).
391. A. Gromov, V. Korenivski, K.V. Rao, R.B. van Dover, P.M. Mankiewich. A model for impedance of planar RF inductors based on magnetic films // *IEEE Trans. Magn.*, 1998, v. 34, N 4, p. 1246–1248.
392. A. Gromov, V. Korenivski, D. Haviland, R.B. van Dover. Analysis of current distribution in magnetic film inductors // *J. Appl. Phys.*, 1999, v. 85, N 8, p. 5202–5204.
393. С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М.: Мир, 1987. 420 с.
394. S.S. Yoon, N.A. Buznikov, D.Y. Kim, C.O. Kim, C.G. Kim. The orientation-effect of exchange bias on giant magnetoimpedance in surface crystallized $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{B}_{15}\text{Si}_{15}$ amorphous ribbon // *Eur. Phys. J. B*, 2005, v. 45, N 2, p. 231–235.
395. X.L. Chai, D.C. Zeng, G.X. Liu, H.Y. Yu, X.C. Zhong, Z.W. Liu. Influence of current amplitude on the nonlinear asymmetric ac volt–ampere characteristics in amorphous ribbons with GMI effect // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2009, v. 321, N 9, p. 1272–1275.
396. C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon, T. Stobiecki, W. Powroznik. Role of surface crystalline phases in magnetoimpedance in Co-based amorphous ribbons // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v. 242–245, Part 1, p. 467–469.
397. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.А. Рахманов, И.Т. Якубов. Магнитоимпеданс, доменная структура и нелинейные эффекты в магнитомягких аморфных проволоках (обзор) // *Материаловедение*, 2008. Часть I, № 7, с. 40–47. Часть II, № 8, с. 49–55.
398. L. Kraus, M. Malátek, K. Postava, D. Janičkovič. Asymmetric giant magnetoimpedance in stress-field annealed CoFeBSi amorphous ribbons // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2005, v. 290–291, p. 1131–1133.
399. P. Rudkowski, G. Rudkowska, A. Zaluska, J.O. Ström-Olsen. The properties of sub-20-micron permalloy fiber formed by melt extraction // *IEEE Trans. Magn.*, 1992, v. 28, N 4, p. 1899–1903.
400. P. Ciureanu, G. Rudkowska, P. Rudkowski, J.O. Ström-Olsen. Magnetoresistive sensors with rapidly solidified permalloy fibers // *IEEE Trans. Magn.*, 1993, v. 29, N 5, p. 2251–2257.
401. V. Zhukova, A. Zhukov, K.L. García, V. Kraposhin, A. Prokoshin, J. González, M. Vázquez. Magnetic properties and GMI of soft melt-extracted magnetic amorphous fibers // *Sens. Actuators A*, 2003, v. 106, N 1–3, p. 225–229.

402. Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.Л. Рахманов. О влиянии движения доменных границ на возникновение второй гармоники в спектре магнитоимпеданса аморфной микропровода на основе кобальта // Письма в ЖТФ, 2003, т. 29, вып. 21, с. 88–94.
403. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.А. Рахманов, В.В. Самсонова. Поверхностная доменная структура и недиагональный магнитоимпеданс в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке // Письма в ЖТФ, 2009, т. 35, вып. 2, с. 75–81.
404. Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.А. Рахманов. Влияние скручивающих напряжений на магнитоимпеданс аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией // ЖТФ, 2009, т. 79, № 2, с. 66–71.
405. М.А. Розенблат. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. М.: Наука, 1966. 720 с.
406. А. Йелон. Взаимодействия в многослойных пленочных магнитных структурах. В сб: «Физика тонких пленок. Том VI» (под ред. М.Х. Фракомба, Р.У. Гофмана). М.: Мир. 1977. Глава 4, с. 228–277.
407. А. Хуберт. Теория доменных стенок в неупорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.
408. A.S. Antonov, N.A. Buznikov, A.L. Rakhmanov. Magnetization reversal process and nonlinear magnetoimpedance in multilayered films // J. Magn. Magn. Mater., 2003, v. 258–259, p. 192–194.