

На правах рукописи

Семиров Александр Владимирович

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ИМПЕДАНС И
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
АМОРФНЫХ И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ
ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПРОВОДНИКОВ ПРИ
ТЕРМИЧЕСКОМ, ДЕФОРМАЦИОННОМ И
МАГНИТОПОЛЕВОМ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Специальность 01.04.11 — Физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант
доктор физико-математических наук,
профессор Курляндская Г.В.

Иркутск — 2015

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
1 Методические аспекты изучения высокочастотных электрических свойств магнитомягких материалов	17
1.1 Автоматизированная измерительная установка для исследования эффекта магнитоимпеданса	18
1.2 Автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии и резистометрии	20
1.3 Компенсация геомагнитного и техногенного магнитных полей и перемагничивающее устройство	25
1.4 Измерительная ячейка, деформирующее устройство и термоблок	26
1.5 Влияние собственного импеданса измерительной ячейки на импеданс образцов	29
1.6 Выводы по 1 главе	35
2 Импеданс и магнитная проницаемость аморфных и нанокристаллических магнитомягких сред	37
2.1 Импеданс планарных магнитомягких сред	38
2.1.1 Импеданс и магнитная проницаемость аморфных лент состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$	40
2.2 Магнитоимпеданс ферромагнитных сред с осевой симметрией	56
2.2.1 Циркулярная магнитная проницаемость ферромагнитного провода	62
2.2.1 Применимость квазистатических подходов в вычислении магнитной проницаемости при описании высокочастотных электрических и магнитных свойств материалов	66

2.2.3	Магнитная проницаемость и импеданс аморфного упругодеформированного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$	71
2.2.4	Доменная структура аморфного провода с низкой положительной магнитострикцией.....	78
2.2.5	Компонентный анализ комплексного сопротивления магнитомягкого провода с неоднородной магнитной структурой, подвернутого деформационным и магнитополевым воздействиям	83
2.2.6	Влияние вкладов магнитных проницаемостей от доменов с аксиальным или геликоидальным типами анизотропий на действительную и мнимую компоненты импеданса.....	91
2.2.7	Влияние на магнитоимпеданс постоянного подмагничивающего электрического тока	97
2.3	Выводы по 2 главе	107
3	Импеданс термообработанных аморфных магнитомягких лент и проводов.....	111
3.1	Влияние термообработки на структуру, электрические и магнитные свойства лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{V}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$)	111
3.2	Влияние термообработки электрическим током аморфных лент и проводов на основе Co и Fe на их структуру, электрические и магнитные свойства.....	118
3.2.1	Отжиг электрическим током аморфных лент состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{V}_{11}$	118
3.2.2	Высокочастотные свойства магнитомягких проводов, подвергнутых отжигу постоянным электрическим током	121
3.3	Мягкая термообработка аморфного провода на основе Co и Fe.....	133

3.3.1	Структура, электрические и магнитные свойства термообработанного аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{V}_{15}$	134
3.3.2	Влияние термообработки аморфного $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{V}_{15}$ провода на его импеданс и циркулярную магнитную проницаемость	136
3.3.3	Структурная релаксация аморфного провода на основе Co	138
3.4	Выводы по 3 главе	149
4	Термоиндуцированные изменения электрических и магнитных свойств аморфных и нанокристаллических магнитомягких проводников	152
4.1	Изменение электрических и магнитных свойств аморфного магнитомягкого провода с низкой положительной константой магнитострикции при тепловом, деформационном и магнитополевом воздействиях	153
4.1.1	Влияние температуры на магнитополевые зависимости импеданса аморфного $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{V}_{15}$ провода	154
4.1.2	Термоиндуцированные изменения импеданса упругодеформированного магнитомягкого провода	163
4.1.3	Температурная зависимость импеданса аморфного CoFeNbSiV провода в присутствии постоянного подмагничивающего электрического тока	170
4.2	Влияние температуры, механических напряжений и магнитного поля на электрические и магнитные свойства нанокристаллических лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{V}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$)	178
4.2.1	Термоиндуцированные изменения импеданса и его магнитополевых зависимостей	178

4.2.2	Стрессимедансный эффект лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$) в температурном диапазоне (297 – 433) К.....	187
4.3	Термоиндуцированные изменения импеданса упругодеформированных низкострикционных лент аморфного сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$	194
4.3.1	Зависимости импеданса упругодеформированных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ от напряженности внешнего магнитного поля и температуры.....	196
4.3.2	Температурная зависимость константы магнитострикции насыщения.....	205
4.3.3	Магнитоимпеданс и стрессимпеданс упругодеформированных аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ в температурном диапазоне (293 ÷ 403) К.....	208
4.4	Импеданс и магнитные свойства аморфных CoFeCrSiB лент вблизи температуры Кюри.....	213
4.5	Выводы по 4 главе.....	217
5	Особенности влияния температуры на высокочастотный импеданс композитных материалов на основе магнитомягких проводников.....	224
5.1	Высокочастотный импеданс магнитомягких многослойных структур.....	225
5.2	Импеданс аморфных магнитомягких лент с полимерным покрытием.....	231
5.3	Выводы по 5 главе.....	234
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	236
	ЛИТЕРАТУРА.....	242

Введение

Магнитомягкие материалы широко используются в различных электротехнических системах, устройствах автоматики и электроники, в частности при создании широкого спектра устройств для высокоплотной магнитной записи информации, систем навигационного позиционирования, слежения, дефектоскопии, космических исследований, автомобильной отрасли, медицины, и многих других [1, 2, 3, 4].

Особое место среди магнитомягких материалов занимают аморфные и нанокристаллические сплавы на основе переходных металлов. На сегодняшний день достаточно полно исследованы условия их получения, позволяющие формировать необходимые функциональные свойства. Технологии получения аморфных и нанокристаллических сплавов и их уникальные свойства рассмотрены в обобщающих работах [5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12]. В конце 20 века новый пик интереса к данным материалам возник в связи с обнаруженным в них высоким значением эффекта магнитоимпеданса - зависимости комплексного электрического сопротивления от внешнего магнитного поля [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24]. Первоначально этот эффект был обнаружен в 1935 г. Харрисоном Е.П. с соавторами при исследовании железо-никелевого провода и составлял менее 20% [25, 26, 27]. Ими же было дано его объяснение исходя из изменения под воздействием внешнего магнитного поля магнитной проницаемости материала и, соответственно, индуктивности и глубины скин-слоя при протекании по проводнику высокочастотного переменного тока. Затем, достаточно долгое время эффект магнитоимпеданса не вызывал интереса исследователей и только в начале 90-х годов 20 века на него вновь было обращено внимание.

Именно высокая магнитомягкость современных аморфных и нанокри-

сталлических ферромагнитных материалов, обеспечивающая чрезвычайную чувствительность их магнитной проницаемости к внешнему магнитному полю и, соответственно, высокие значения эффекта магнитоимпеданса, имеющего перспективы практического использования, вновь стала причиной его активного изучения. Было установлено что относительное изменение модуля импеданса аморфных магнитомягких проводников в магнитных полях напряженностью порядка единиц Эрстед может превышать 100%. Ввиду высокого значения этот эффект часто стали именовать эффектом гигантского магнитоимпеданса (ГМИ - эффект) [16]. Максимальные значения ГМИ - эффекта, его чувствительность значительно превосходят соответствующие величины для гигантского магниторезистивного эффекта [28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35] активно используемого в сенсорной технике. При этом высокая прочность и коррозионная стойкость аморфных материалов позволяет говорить о возможности их использования даже в экстремальных условиях эксплуатации, что создает перспективы широкого применения магнитоимпедансного эффекта в датчиках слабых магнитных полей, в том числе, создаваемых маркированными биологическими объектами [4, 36, 2].

Достаточно часто понятие «магнитоимпедансный эффект» используется в более широком смысле, чем просто зависимость импеданса ферромагнитного проводника от внешнего магнитного поля. Ввиду того что определяющим фактором, вызывающим изменение импеданса магнитомягких материалов на высоких частотах, является их магнитная проницаемость, под магнитоимпедансным эффектом также понимают любые изменения импеданса проводника, связанные с откликом его магнитных свойств на различные внешние воздействия. Однако в этом случае возникает некоторая терминологическая сложность в обозначении этих эффектов. Поэтому в данной работе под магнитоимпедансным эффектом понимается магнито-полевая зависимость импеданса, а его изменения при деформационном и термическом воздействии на проводник рассматриваются как стрессимпедансный и термоимпедансный эффекты.

Температурная зависимость магнитной проницаемости аморфных и нанокристаллических магнитомягких проводников является одним из ключе-

вых факторов, определяющих области возможного применения и рабочие диапазоны магнитоимпедансных измерительных преобразователей. В ряде работ рассматривались термоиндуцированные изменения импеданса магнитомягких проводников [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51], однако некоторые аспекты теплового влияния на импеданс оставались слабо исследованными. В частности, это относилось к поведению импеданса и ГМИ - эффекта при температурах ниже комнатных, а также к их изменению вблизи температуры Кюри. Исследование импеданса аморфных сплавов в области ферромагнитного фазового перехода представляется особенно интересным, так как значительное изменение магнитной проницаемости должно приводить к существенным изменениям импеданса, что может быть использовано для создания высокочувствительных тепловых преобразователей. Не меньший интерес представляют исследования эффекта магнитоимпеданса упругодеформированных аморфных и нанокристаллических магнитомягких проводников вблизи температуры смены знака константы магнитострикции.

Высокая чувствительность импеданса к магнитному полю, температуре и деформациям позволяет не только создавать прецизионные преобразователи физических величин, но и выявлять тонкие особенности магнитной анизотропии, оценивать величину и знак константы магнитострикции, изучать особенности структурной релаксации и кристаллизации аморфных магнитомягких проводников [40, 52, 53, 54, 55, 56, 2, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64].

Цель работы - выявление механизмов влияния на высокочастотный электрический импеданс и магнитные свойства магнитомягких проводников термического, деформационного, магнитополевого и их комплексного воздействий.

Для достижения поставленной цели потребовалось решение ряда задач:

1. Развитие методологии исследований и разработка измерительного оборудования для изучения высокочастотного электрического импеданса и магнитных свойств магнитомягких проводников в условиях теплового, деформационного, магнитополевого и их совместного воздействий.

2. Изучение отдельного и совместного влияния термического, дефор-

мационного и магнитополевого воздействий на высокочастотные электрические и магнитные свойства аморфных и нанокристаллических магнитомягких проводников цилиндрической и планарной геометрии.

3. Изучение особенностей влияния режимов термообработки аморфных магнитомягких проводников на электрический импеданс и магнитные свойства, а также их изменения при тепловом, деформационном и магнитополевым воздействиях на проводник.

4. Оценка применимости метода магнитоимпедансной спектроскопии для изучения процессов структурной релаксации и кристаллизации аморфных магнитомягких проводников.

5. Изучение особенностей магнитоимпеданса композитных материалов на основе магнитомягких проводников.

Исследования изменений импеданса магнитомягких проводников при тепловом, деформационном и магнитополевым воздействиях, а также температурные исследования электросопротивления и магнитострикции магнитомягких проводников выполнены на кафедре физики ФГБОУ ВПО «Восточно-Сибирская государственная академия образования». Изучение магнитных свойств проводников проводилось на кафедре физики Восточно-Сибирской государственной академии образования, в Иркутском государственном университете, Уральском федеральном университете и в Институте физики металлов УрО РАН. Рентгеноструктурные и электронномикроскопические исследования изучаемых материалов проведены в Институте геохимии СО РАН и Институте физики металлов УрО РАН.

На защиту выносятся:

1. Результаты исследований отдельного и совместного влияния теплового, деформационного и магнитополевого воздействий на высокочастотный импеданс и магнитные свойства аморфных и нанокристаллических ферромагнитных проводников, а также композитных материалов на их основе.

2. Результаты исследований влияния различных видов термообработок аморфных магнитомягких лент и проводов на их магнитные и высокочастотные электрические свойства.

3. Методические подходы к исследованию магнитных и высокочастотных электрических свойств магнитомягких проводников.

Основные новые научные результаты и положения, представляемые к защите:

1. Частотные зависимости действительной и мнимой компонент импеданса магнитомягкого низкострикционного провода и их изменения под влиянием растягивающего и магнитополевого воздействий, а также отжига электрическим током свидетельствуют о более высокой чувствительности мнимой компоненты импеданса к ориентационным изменениям намагниченности и о значительном влиянии на магнитополевые изменения импеданса механизмов перемагничивания приповерхностного слоя провода с геликоидальной магнитной анизотропией. Исходя из данных магнитоимпедансной спектроскопии и магнитных гистерезисных свойств показана возможность реализации в объеме магнитомягкого провода с низкой положительной магнитострикцией магнитной доменной структуры включающей, помимо слоев с геликоидальной и аксиальной, керн с циркулярной анизотропией.

2. Наличие интервала магнитных полей, в котором изменение высокочастотного импеданса магнитомягких проводников планарной и цилиндрической геометрии близко к нулю, обусловлено компенсационным характером магнитополевых изменений магнитных проницаемостей доменов в объеме скин-слоя.

3. Компенсационный характер изменения циркулярных магнитных проницаемостей областей с аксиальным и геликоидальным типами магнитных анизотропий при упругой деформации растяжения провода с низкой положительной магнитострикцией обуславливает наличие узкого интервала частот в котором стрессимпедансный эффект снижается до нулевых значений.

4. Термообработка аморфных сплавов на основе переходных металлов при температурах ниже температур Кюри и начала кристаллизации, а также воздействие внешнего магнитного поля при формировании нанокристаллической структуры может слабо влиять на процессы квазистатического перемагничивания магнитомягких проводников, но приводить к значительным изменениям высокочастотных электрических свойств. Высокая чувствительность метода магнитоимпедансной спектроскопии к изменени-

ям электрических и магнитных свойств магнитомягких материалов позволяет успешно использовать его для детектирования отдельных температурных стадий процесса структурной релаксации аморфных магнитомягких сплавов.

5. Возрастающий, убывающий или экстремальный характер температурной зависимости высокочастотного импеданса магнитомягких проводников в основном обусловлен конкурирующими температурными изменениями намагниченности насыщения, константы магнитной анизотропии и электросопротивления, из которых доминирующий фактор определяется глубиной скин-слоя, температурным диапазоном, напряженностью внешнего магнитного поля и величиной механических напряжений.

6. Наличие граничной температуры, выше и ниже которой влияние упругой деформации растяжения на высокочастотный импеданс и эффект магнитоимпеданса магнитомягких аморфных проводников различно, обусловлено температурной сменой знака константы магнитострикции. Вблизи граничной температуры происходит значительный рост температурной чувствительности импеданса упругодеформированных магнитомягких проводников как планарной, так и цилиндрической геометрии.

7. Немонотонный характер температурной зависимости импеданса магнитомягких лент по мере приближения к температуре Кюри в основном обусловлен конкурирующими температурными изменениями намагниченности насыщения и константы магнитной анизотропии.

8. Нанесение на магнитомягкую ленту магнитного проводящего покрытия с отличающимися магнитными и электрическими характеристиками позволяет целенаправленно влиять на магнитополевые диапазоны с максимальной чувствительностью импеданса к магнитному полю, а также на его температурную чувствительность, особенно в области ферромагнитных фазовых переходов. Полимерное покрытие магнитомягких лент может выполнять не только их защитную функцию, но и влиять на высокочастотные электрические свойства.

9. Развита методические аспекты измерения высокочастотного электрического импеданса магнитомягких проводников при тепловом, деформационном и магнитополевым воздействиях. Разработан автоматизирован-

ный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии, позволяющий определять электрический импеданс и компоненты импеданса проводников в частотном диапазоне ($10^{-5} \div 110$) МГц, диапазонах магнитных полей до ± 12 кА/м, растягивающих сил ($0 \div 10$) Н и температур ($100 \div 720$) К.

Практическая значимость полученных результатов

Результаты проведенных исследований могут использоваться при разработке на основе магнитомягких аморфных и нанокристаллических проводников высокочувствительных импедансных датчиков магнитного поля, деформаций и температуры. Данные о высокой чувствительности компонент импеданса магнитомягкого проводника к тепловому, деформационному, магнитополевым воздействиям, а также к режимам термообработки развивают метод магнитоимпедансной спектроскопии материалов и позволяют расширить направления его применения. К основным выводам о практическом использовании полученных результатов можно отнести следующие:

1. Показана применимость метода магнитоимпедансной спектроскопии для детектирования отдельных температурных стадий процесса структурной релаксации аморфных магнитомягких сплавов.

2. Показано, что детектирование деформационного и магнитополевого воздействий на магнитомягкие проводники по мнимой компоненте импеданса повысит чувствительность стрессимпедансных и магнитоимпедансных преобразователей.

3. Предложен метод определения константы магнитострикции насыщения исходя из магнитоимпедансных и стрессимпедансных зависимостей.

4. Использование обнаруженного узкого интервала частот переменного тока, в котором при упругой деформации растяжения близко к нулю изменение импеданса аморфного магнитомягкого провода с низкой положительной магнитострикцией, повысит температурную стабильность магнитоимпедансных датчиков и линейность термоимпедансных датчиков функционирующих на его основе.

5. Предложен способ минимизации влияния температурного фона на чувствительность магнитоимпедансных датчиков путем создания компо-

зита, состоящего из аморфного магнитомягкого провода с низкой положительной магнитострикцией и нанесенного на него вспомогательного слоя, с коэффициентами линейного теплового расширения и модулями Юнга обеспечивающими компенсацию теплового изменения импеданса упругой деформацией растяжения.

6. Обнаруженные вблизи температуры смены знака константы магнитострикции высокие значения температурной чувствительности импеданса упругодеформированных магнитомягких проводников, достигающие 3%/К для аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$, а также резкое температурное изменение импеданса в области ферромагнитного фазового перехода, достигающее 8 %/К для аморфных лент $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$, могут быть использованы как для точного определения температур Кюри и смены знака константы магнитострикции, так и при создании высокочувствительных тепловых измерительных преобразователей.

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы.

В первой главе рассмотрены основные методические подходы к исследованию высокочастотных свойств магнитомягких проводников и особенности их изучения при тепловом, деформационном и магнитополевом воздействиях на проводник.

Во второй главе рассмотрено влияние на импеданс и магнитную проницаемость магнитомягких сред взаимной ориентации внешнего постоянного и переменного магнитных полей, осей легкого намагничивания и переменного электрического тока. Изучены закономерности изменения импеданса и компонент импеданса магнитомягкого провода с низкой положительной магнитострикцией при воздействии на него внешнего магнитного поля и растягивающих сил. Изучены частотные особенности зависимостей импеданса от силы подмагничивающего постоянного электрического тока, протекающего по магнитомягкому аморфному проводу.

В третьей главе представлены результаты исследований влияния термообработок разных видов на структуру, магнитные и высокочастотные электрические свойства магнитомягких материалов цилиндрической и пла-

нарной геометрии. Показана высокая чувствительность импеданса магнитомягких аморфных материалов к процессам их структурной релаксации и кристаллизации. Рассмотрены особенности влияния процесса нанокристаллизации во внешних магнитных полях аморфных сплавов разных составов и геометрии на их импеданс. Проанализирована связь изменений импеданса аморфного магнитомягкого провода в ходе его структурной релаксации с изменениями угловой дисперсии магнитной анизотропии, магнитной доменной структурой провода и распределением в его объеме закалочных напряжений.

В четвертой главе рассмотрены закономерности температурного изменения импеданса магнитомягких проводников. Изучено влияние на импеданс магнитомягких проводников совместного термического, деформационного и магнитополевого воздействий. Рассмотрено влияние постоянного подмагничивающего электрического тока на температурные зависимости импеданса магнитомягкого провода имеющего приповерхностный слой с геликоидальной магнитной анизотропией. Изучены высокочастотные электрические свойства проводников вблизи температуры ферромагнитного фазового перехода. Изучены температурные изменения импеданса упругодеформированных ферромагнитных проводников вблизи температуры смены знака константы магнитострикции. Рассмотрено влияние условий нанокристаллизации магнитомягких сплавов из аморфного состояния на их высокочастотные электрические свойства. Проанализированы основные факторы определяющие температурные изменения импеданса магнитомягких проводников. Предложен метод определения константы магнитострикции насыщения магнитомягких сплавов исходя из их магнитоимпедансных и стрессимпедансных зависимостей. Предложен ряд направлений практического использования обнаруженных закономерностей.

В пятой главе представлены результаты исследований высокочастотного импеданса композитных материалов на основе магнитомягких проводников и его зависимостей от напряженности магнитного поля и температуры. Даны рекомендации по улучшению характеристик магнитоимпедансных датчиков.

Апробация работы и публикации

Основные результаты диссертационной работы были представлены на более чем 30 Международных и Всероссийских научных семинарах, конференциях и симпозиумах: Международная конференция «Магнитные материалы и их применение» (Минск, 1998); Moscow International Symposium on Magnetism (Moscow - 1999, 2005, 2008, 2011, 2014); Международная школа-семинар «Новые магнитные материалы микроэлектроники» (Москва, 2000, 2002, 2006); Международная конференция «Аморфные прецизионные сплавы» (Москва, 2000); Байкальская международная конференция «Магнитные материалы. Новые технологии» (Иркутск, 2001, 2003, 2008, 2010, 2012, 2014); Международная конференция «Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов» (Воронеж, 2005, 2007); Eight International Workshop on Non-Crystalline Solids (Gijon, Spain, 2006); Всероссийская научно-техническая конференция «Методы создания, исследования материалов, приборов и экономические аспекты микроэлектроники» (Пенза, 2006); Thirteenth international conference on liquid and amorphous metals (Екатеринбург, 2007); Всероссийская конференция по наноматериалам НАНО (Екатеринбург, 2009; Звенигород, 2013); Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Москва, 2009; Астрахань, 2012); Пятая Российская научно-практическая конференция «Физические свойства металлов и сплавов» (Екатеринбург, 2009); International Conference and Seminar on Micro/Nano Electron Devices EDM'2010 (Erlagol, 2010); IV Euro-Asian symposium "Trends in magnetism" (Ekaterinburg, 2010); Recent Trends in Nanomagnetism, Spintronics and their Applications (Ordizia, Spain, 2011); II Международная научно-техническая конференция "Информационные технологии. Радиоэлектроника. Телекоммуникации (ITRT-2012)" (Тольятти, 2012); III Российская конференции с международным участием "Технические и программные средства систем управления, контроля и измерения" (Москва, 2012); XIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2012); V Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" (Владивосток, 2013 г.); VI Международная школа «Физическое материаловедение» (Новочеркасск, 2013 г.).

По направлению исследований опубликовано 32 работы. Из них в рецензируемых научных изданиях представлено 29 статей: 23 статьи в журналах из списка ВАК (журналы и их переводные версии входят в международные базы данных научного цитирования); 6 статей опубликовано в зарубежных журналах, также входящих в международные базы данных научного цитирования Web of Science и Scopus. Депонирована в ВИНТИ 1 печатная работа. Получено 2 патента на изобретения.

Частично результаты исследований отражены в отчетах по двум руководимым проектам РФФИ: 05-08-18063-а «Магнитоимпедансные и магнитоупругие свойства аморфных и нанокристаллических сплавов на основе переходных металлов»; 09-08-00406-а «Термостабильность магнитоимпедансных характеристик аморфных и наноструктурированных ферромагнитных сплавов», а также в 3 диссертационных работах на соискание ученой степени к.ф.-м.н. защищенных руководимыми аспирантами. [65, 66, 67]

Личный вклад автора заключается в самостоятельном выборе темы исследования, постановке задач и определении путей их решения, анализе экспериментальных данных. Представляемые к защите результаты получены либо лично автором, либо под его руководством и при непосредственном участии руководимыми им аспирантами.

Глава 1

Методика исследования высокочастотных электрических свойств магнитомягких материалов

Перед рассмотрением использованных методов исследований высокочастотных электрических свойств необходимо отметить, что при измерении импеданса магнитомягких материалов необходим учет возможного изменения их магнитной проницаемости под воздействием магнитного поля переменного электрического тока $I = I_0 \sin \omega t$ протекающего по образцу. Основные особенности нелинейного магнитоимпеданса магнитомягких однородных и композитных проводников отражены в статьях [68, 69, 70].

Представленные в данной работе результаты исследований импеданса относятся к линейному режиму возбуждения, что значительно упрощает анализ влияния магнитной доменной структуры на импеданс исходя из данных магнитоимпедансной спектроскопии. С целью исключения влияния нелинейного перемагничивания магнитомягкого проводника на его импеданс обычно используются достаточно низкие значения I_0 . Основной объем исследований в представленной работе был проведен при действующем значении силы тока 1 мА. Оценить воздействие магнитного поля этого электрического тока на исследуемые материалы можно на примере рассмотрения одного из характерных изучаемых объектов - цилиндрического проводника диаметром 170 мкм. На его поверхности электрический

ток такой силы создает магнитное поле напряженностью около 2 А/м, что не превышает 5 % от значения поля магнитной анизотропии исследуемых материалов и позволяет говорить о пропорциональности амплитуды напряжения U_0 на образце силе электрического тока I_0 протекающего по нему, т.е. о линейном режиме измерений импеданса.

Важным методическим аспектом в изучении высокочастотных электрических свойств магнитомягких проводников также является и необходимость учета в ходе экспериментальных исследований влияния высокой чувствительности их магнитной проницаемости к целому ряду внешних факторов: магнитополевому, термическому и деформационному.

1.1 Автоматизированная измерительная установка для исследования эффекта магнитоимпеданса

В ходе исследований использовалось два способа измерения электрического импеданса. Первый, связан с определением модуля комплексного сопротивления (импеданса) образца исходя из величины напряжения на нем [52, 54, 53, 71]. Обычно при этом для стабилизации силы тока, протекающего через образец, последовательно с ним в электрическую цепь генератора синусоидального напряжения подключается балластное высокоомное сопротивление R_6 . Использованный при проведении экспериментов балластный безиндуктивный резистор имел сопротивление R_6 на два порядка большее, чем измеряемые значения импеданса образцов, что позволяло величину тока в измерительной цепи считать постоянной. Действующее значение переменного тока определялось исходя из значения выходного напряжения генератора U_T и величины балластного сопротивления R_6 : $I = U_T/R_6$, а вычисление импеданса образца проводилось исходя из величины напряжения на нем: $Z = U_{обр}/I$.

Данный способ определения импеданса был реализован в автоматизированной измерительной установке позволяющей исследовать зависимости импеданса и эффективной магнитной проницаемости магнитомягких ма-

териалов от частоты и амплитуды переменного пробного тока, величины и направления внешнего постоянного магнитного поля H , температуры и деформационных воздействий (рис. 1.1)[71, 72].

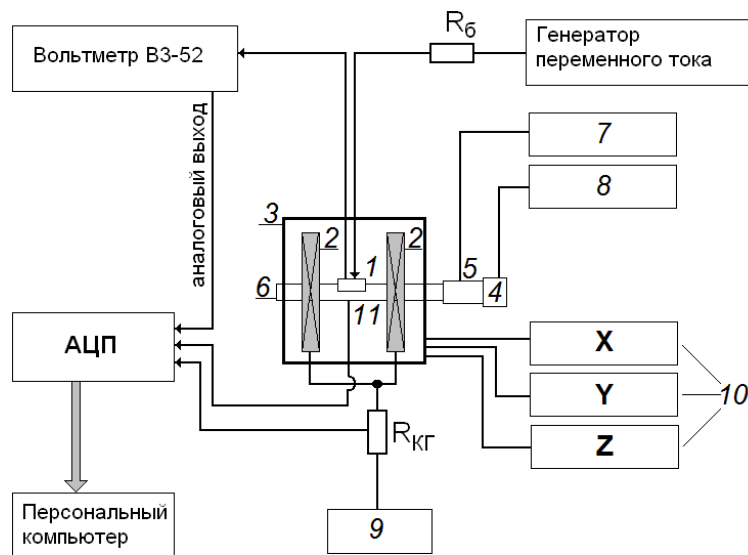


Рис. 1.1: Блок-схема автоматизированной измерительной установки для исследования эффекта магнитоимпеданса: 1 - измерительная ячейка; 2 - кольца Гельмгольца; 3 - магнитная компенсационная система; 4 - нагнетатель воздуха; 5 - нагревательный элемент; 6 - воздуховод; 7 - источник питания нагревательного элемента; 8 - источник питания нагнетателя воздуха; 9 - источник питания колец Гельмгольца; 10 - источники питания компенсационной системы; 11 - термопара.

Установка была создана на базе генераторов переменного тока IFR 2023A, ГЗ-112/1 и вольтметров АКИП 7/72 и ВЗ-52. В процессе измерений импеданса напряжение с выхода генератора через высокоомный резистор R_6 подавалось на исследуемый образец. При определении магнитной проницаемости напряжение через резистор R_6 подавалось на измерительную катушку, сердечником которой являлся исследуемый образец. Напряжение на образце или измерительной катушке определялось высокочастотным вольтметром. Для сбора данных использовались платы PCL-818L и LCard L791 с аналоговыми и цифровыми входами. Получаемый массив данных преобразованный в цифровой вид, поступал в компьютер. Измерительная установка позволяла проводить исследования импеданса на частотах до 10 МГц. Более высокие частоты не использовались из-за возрастающего

влияния собственного импеданса измерительной ячейки на результаты измерений [53].

Внешнее магнитное поле H создавалось парой колец Гельмгольца. Временная развертка H задавалась генератором линейно изменяющегося напряжения. Скорость развертки магнитного поля в диапазоне ± 4 кА/м составляла 10 (А/м)/с, что позволяло считать режим перемагничивания образцов квазистатическим. Напряженность магнитного поля определялась по напряжению на образцовом резисторе, включенном последовательно с кольцами Гельмгольца. Образцовый резистор был выполнен из манганинового сплава и приведен в тепловой контакт с массивным радиатором для минимизации температурного дрейфа.

Погрешность измерения импеданса при использовании экспериментальной установки (рис.1.1) на базе генератора IFR 2023A и вольтметра ВЗ-52 по схеме с балластным сопротивлением, в основном определялась погрешностью вольтметра и АЦП и не превышала 6 %.

1.2 Автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии и резистометрии

Второй, использованный способ измерения электрического импеданса основывается на применении специализированного измерительного оборудования – прецизионного анализатора импеданса Agilent 4294A. Разработанный на его базе автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии позволяет проводить исследования совместного влияния магнитного поля, упругих напряжений, температуры и подмагничивающего тока на импеданс магнитомягких проводников (рис. 1.2)[73].

Измерительный комплекс может быть использован как для исследования МИ эффекта в магнитомягких проводах и фольгах, имеющих широкое практическое применение, так и в материалах другой геометрии. Данный комплекс обладает следующими возможностями и характеристиками:

1. Измерение импеданса и его компонент от 10 мОм до 40 МОм в диа-

пазоне частот переменного тока от 40 Гц до 110 МГц в режиме стабилизации по току с возможностью установки его значения от 200 мкА до 20 мА;

2. Компенсации геомагнитного и техногенных магнитных полей до значений 10^{-3} Э;
3. Изменение напряженности внешнего магнитного поля, действующего на образец, в диапазоне ± 150 Э;
4. Варьирование температуры образца в диапазоне от -170 °С до 450 °С;
5. Создание механических напряжений внешней силой до 10 Н в измерительной ячейке адаптированной для исследований проводов и лент сечением от 10^{-6} м² до 10^{-9} м².
6. Воздействие на образец постоянного подмагничивающего электрического тока величиной от 0 до ± 100 мА;
7. Измерение электросопротивления от 0,01 Ом до 100 МОм на постоянном токе.

Анализатор импеданса, источники питания переманчивающего устройства и нагревательного элемента соединены с персональным компьютером по интерфейсу GPIB, АЦП, фиксирующая значения термоЭДС термопар, - по интерфейсу PCI. Разработанная управляющая программа позволяет устанавливать следующие параметры эксперимента: частотные диапазоны переменного тока, протекающего по образцу, и шаг изменения в каждом из диапазонов; амплитуду переменного тока; величину и направление подмагничивающего постоянного тока; диапазоны изменения внешнего магнитного поля и шаг изменения в каждом из диапазонов; временную зависимость изменения магнитного поля; температуру образца и ее временную зависимость. Для визуального контроля процесса измерений в программе предусмотрена возможность построения в реальном времени на мониторе ПК зависимости импеданса от внешнего магнитного поля в виде графика. Все

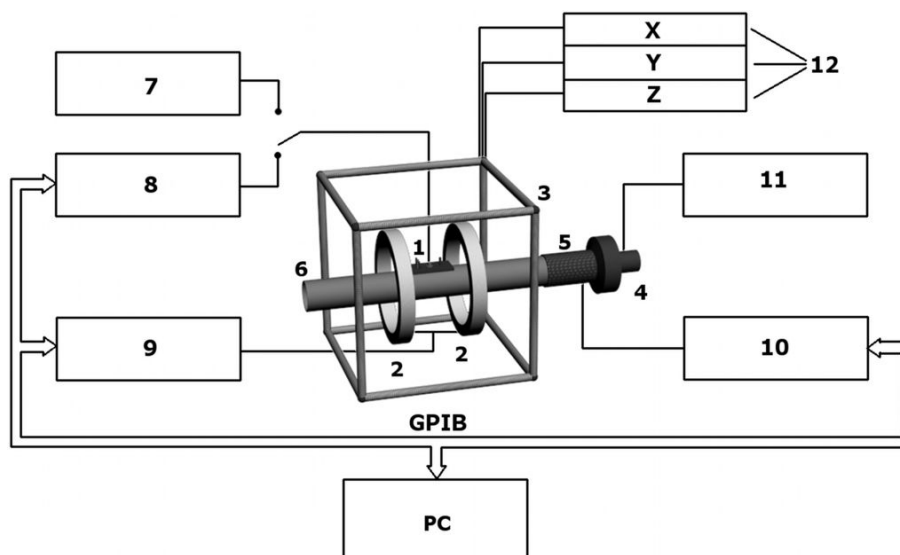


Рис. 1.2: Блок-схема автоматизированного измерительного комплекса магнитоимпедансной спектроскопии. Цифрами обозначены: 1 – измерительная ячейка; 2 – перемещающее устройство; 3 – магнитная компенсационная система; 4 – нагнетатель воздуха; 5 – нагревательный элемент; 6 – воздухопровод; 7 – блок измерения электросопротивления образцов на постоянном токе; 8 – анализатор импеданса; 9 – источник питания перемещающего устройства; 10 – источник питания нагревательного элемента; 11 – источник питания нагнетателя воздуха; 12 – источники питания компенсационной системы.

параметры эксперимента и результаты измерений сохраняются на жесткий диск ПК. Полученный массив данных позволяет проводить комплексный анализ зависимостей импеданса и его компонент от частоты переменного тока f , внешнего магнитного поля H , упругих растягивающих напряжений, величины подмагничивающего тока I_{DC} и температуры t (рис. 1.3).

Погрешность измерений импеданса при исследованиях на автоматизированном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии (рис.1.2) на базе анализатора Agilent 4294A, определялась погрешностью анализатора импеданса и используемого дополнительного оборудования к нему. В наших исследованиях с анализатором импеданса использовался пробник 42941A Impedance Probe. Круговая диаграмма погрешностей измерений импеданса при использовании пробника представлена на (рис.1.4). Выделенная область соответствует диапазону измеряемых значений импеданса. Из рисунка следует, что максимальная относительная погрешность измерения им-

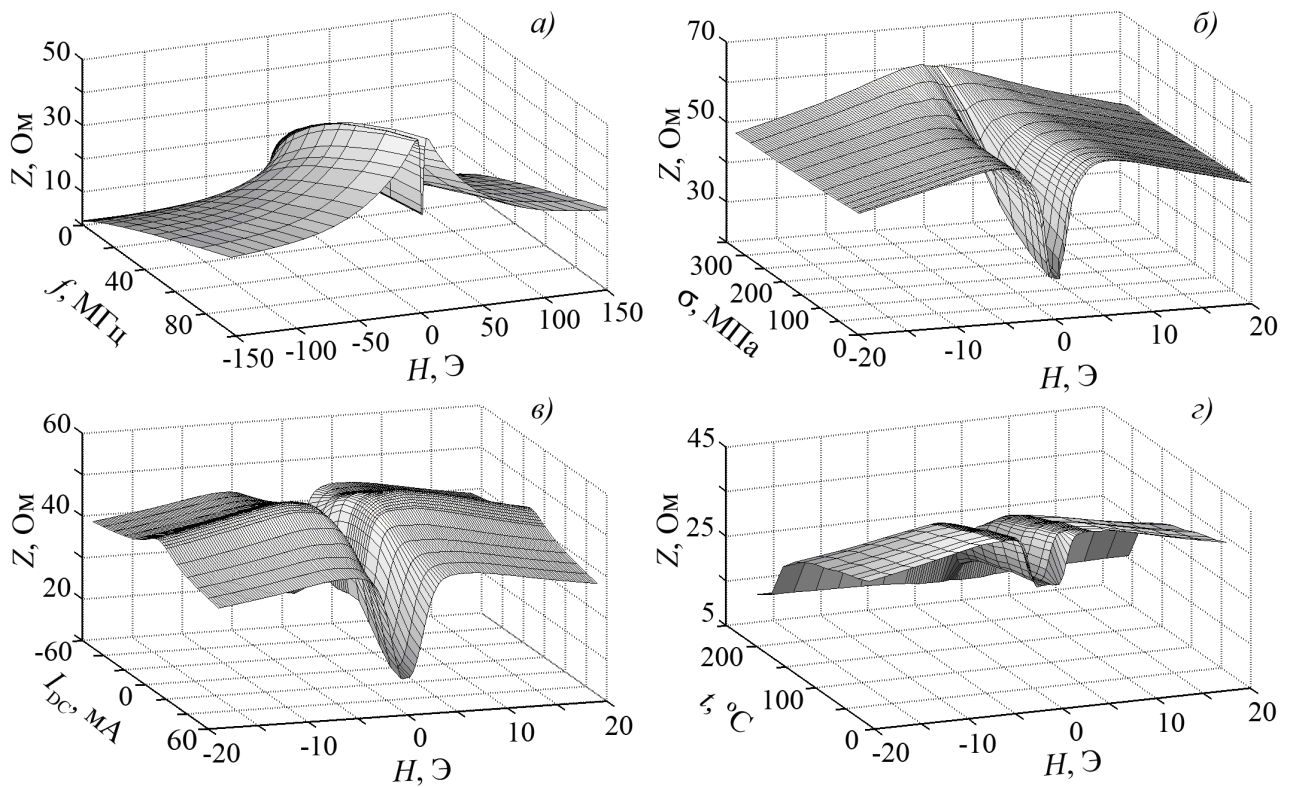


Рис. 1.3: Зависимости импеданса Z аморфного провода на основе кобальта от внешнего магнитного поля H и от: а) частоты переменного тока f , б) упругих напряжений σ , в) подмагничивающего тока I_{DC} , г) температуры t .

педанса составляет $\varepsilon(Z) = 3\%$ при однократном измерении. Для повышения надежности измерений каждая экспериментальная точка измерялась не менее 5 раз, из результатов этих измерений рассчитывалось среднее значение. Разделение импеданса на компоненты производилось с той же максимальной относительной погрешностью $\varepsilon(R) = \varepsilon(X) = 3\%$.

Как отмечалось выше, в измерительном комплексе реализована возможность исследований электросопротивления на постоянном токе. Измерение электросопротивления является удобным косвенным методом исследования атомной и магнитной структуры металлов и сплавов, полиморфных превращений, старения, упорядочения, магнитных превращений, а также контроля дефектной структуры материала [74]. Одним из наиболее распространенных методов измерения электросопротивления является метод двойного моста. Преимуществом двойного моста является то, что гальванометр подключается не непосредственно к измеряемому и эталон-

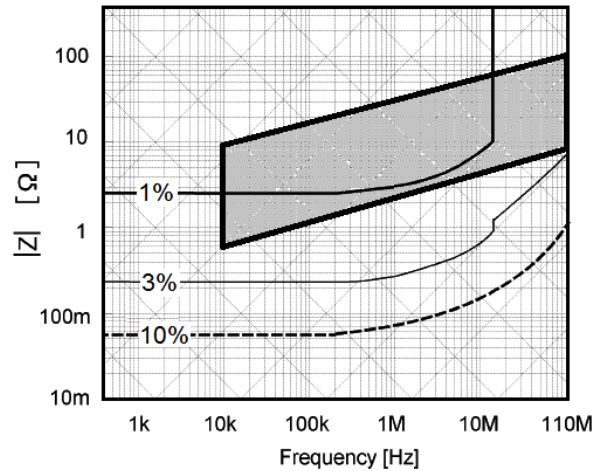


Рис. 1.4: Круговая диаграмма погрешностей измерений импеданса исследуемых проводников анализатором Agilent 4294A при использовании пробника 42941A Impedance Probe.

ному сопротивлению, а через большие сопротивления плеч моста. В этих условиях малое сопротивление соединительных проводов и клемм практически не влияет на точность измерения. В измерительном комплексе для реализации метода двойного моста использовался измерительный блок лабораторного моста P3009. Питание измерительного блока осуществлялось стабилизированным источником тока. Нуль-индикатором служил нановольтамперметр в режиме гальванометра. Максимальная относительная погрешность $\varepsilon(R_{DC})$ измерения электросопротивления образцов с учетом вкладов в погрешность измерительного блока P3009 и используемого в качестве эталонного сопротивления магазина сопротивлений P4830/2 не превышала 0,1 %.

Необходимость измерения электросопротивления в широком температурном диапазоне потребовала учета температурного изменения сопротивления соединительных проводов и зажимов. Для этого была получена температурная зависимость электросопротивления короткозамкнутой ячейки. При измерении электросопротивления образца из полученного результата вычитался вклад измерительной ячейки.

1.3 Компенсация геомагнитного и техногенного магнитного полей, перемагничивающее устройство

Так как исследуемые материалы относятся к магнитомягким материалам, при их исследовании необходима компенсация геомагнитного и техногенного магнитного полей. Для этого была разработана магнитная компенсационная система, состоящая из трех пар катушек, расположенных в ортогональных плоскостях (рис. 1.2). Питание каждой пары катушек осуществлялось от отдельного источника. Степень компенсации магнитных полей данной системой в основном определялась чувствительностью детектирующих их устройств и характеристиками используемых источников питания. В ходе проведенных исследований компенсация магнитных полей в месте размещения изучаемых образцов производилась до значений $\sim 10^{-3}$ Э.

Для создания внешнего квазистатического магнитного поля в автоматизированном измерительном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии, как и в рассмотренном ранее методе измерения импеданса с балластным сопротивлением, использовалась пара колец Гельмгольца, в центре которых располагалась измерительная ячейка с образцом. Однако питание перемагничивающего устройства измерительного комплекса осуществлялось от программируемого источника тока Agilent N6700B с возможностью изменения полярности напряжения. Использование программируемого источника обеспечивало его управление персональным компьютером по интерфейсу GPIB. Система колец Гельмгольца была снабжена поворотным механизмом, позволяющим изменять угол между вектором напряженности внешнего магнитного поля и осью образца в диапазоне $\pm 180^\circ$, а при проведении температурных исследований – в диапазоне $\pm 35^\circ$.

1.4 Измерительная ячейка, деформирующее устройство и термоблок

В виду того, что при закреплении образца в измерительной ячейке с использованием пайки возможно изменение его структуры, а применение токопроводящих клеев не обеспечивает требуемой механической прочности, в частности, при проведении деформационных исследований, закрепление образца в контактах измерительной ячейки производилось механически. Контакты ячейки изготавливались из посеребренной латуни, что обеспечило их малое удельное сопротивление, достаточные высокую стойкость к окислению при нагреве и механическую прочность.

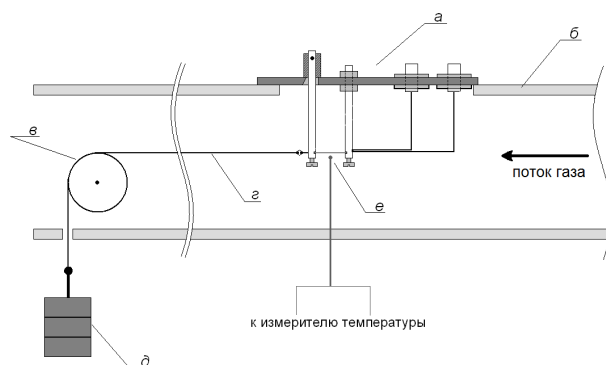


Рис. 1.5: Схема размещения измерительной ячейки на воздуховоде (контакты для подключения вольтметра и генератора на подвижном стержне не указаны): а - измерительная ячейка; б - дюралюминиевый воздуховод; в - неподвижный блок; г - нить; д - наборный груз; е - термопара.

С целью создания в исследуемом образце растягивающих напряжений один из контактов измерительной ячейки закреплялся на ее основании неподвижно, другой контакт имел шарнирное соединение с основанием ячейки. Максимальное значение воздействующей внешней силы было ограничено конструкцией ячейки и составляло 10 Н. Используемая в экспериментах дискретность изменения внешней силы составляла 0,01 Н.

Наличие подвижного контакта в измерительной ячейке кроме возможности проведения деформационных исследований имело еще один важный аспект. При жесткой фиксации образца в держателе, изменение температурного фона приводит к возникновению в нем механических напряжений

вследствие различия температурных коэффициентов расширения образца и держателя. Этот вопрос рассматривался в работе [75].

Учет данного фактора особенно важен при проведении температурных исследований магнитострикционных материалов. В этом случае, возникающие в образце, жестко зафиксированном в держателе, термодформационные механические напряжения, могут значительно влиять на его магнитные и электрические свойства. Величину этих напряжений можно оценить, зная коэффициенты температурного расширения материала держателя α_d и закрепленного образца α_f :

$$\sigma_T = |\alpha_d - \alpha_f| \cdot |T - T_0| \cdot E \quad (1.1)$$

где E — модуль Юнга материала образца, T — температура, при которой ведется измерение, T_0 — температура, при которой образец был закреплен в держатель.

Коэффициент температурного расширения диэлектриков, используемых для изготовления основания держателей, составляет порядка $10^{-6} \div 10^{-5} \text{ К}^{-1}$, а для исследуемых сплавов на основе кобальта и железа — 10^{-6} К^{-1} . Модуль Юнга для данных сплавов имеет значение порядка 10^{11} МПа . Таким образом, изменение температуры на 100 К приводит к появлению в исследуемых образцах механических напряжений порядка десятков МПа и выше. Эти напряжения в зависимости от соотношения коэффициентов α_d и α_f могут быть как растягивающими, так и сжимающими (изгибными).

В аморфных и нанокристаллических магнитомягких сплавах даже при относительно низких $\sim (10^{-7} \div 10^{-6})$ значениях константы магнитострикции механические напряжения оказывают существенное влияние на импеданс и магнитоимпедансный эффект [76, 77, 55, 78, 56]. Значит, при проведении их температурных исследований результаты измерений могут быть существенно искажены термодформационным влиянием. Относительное температурное различие импеданса Z_0 образца при его жесткой и свободной фиксации в измерительной ячейке для некоторых частот переменного тока может достигать $\sim 30\%$ (рис.1.6). Значительное влияние способ

фиксации оказывает и на температурное изменение магнитопольевых зависимостей импеданса. Использование в конструкции измерительных ячеек подвижного контакта, позволяющего образцу свободно изменять свои размеры при изменении температуры, снимало вопрос влияния различия температурных коэффициентов расширения основания измерительной ячейки и образца на его импеданс.

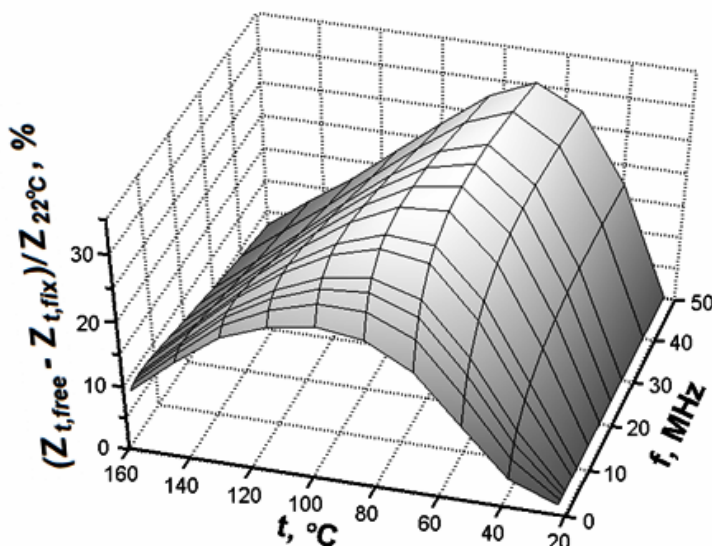


Рис. 1.6: Температурно-частотная зависимость относительного различия значений импеданса магнитомягкого проводника при его свободной $Z_{t,free}$ и жесткой $Z_{t,fix}$ фиксации в измерительной ячейке.

При проведении температурных исследований для уменьшения воздействия электромагнитных полей от теплоисточников необходимо, с одной стороны, разместить их на максимально возможном расстоянии от исследуемого образца, с другой, необходимо ограничить их тепловое воздействие областью размещения измерительной ячейки. При использовании радиационного нагрева выполнение этих условий затруднительно. Так же при использовании такого вида нагрева в виду малых размеров исследуемых образцов процесс измерения температуры образца и контроль равномерности его нагрева проблематичны. Поэтому для проведения температурных исследований магнитоимпеданса, был использован способ нагрева образца потоком газа (азот, воздух) заданной температуры.

Для этого в измерительной установке предусмотрен термоблок, состоящий из нагнетателя газа, нагревательного элемента, теплоизолированного

воздуховода и азотного испарителя. Газ с помощью нагнетателя продувается через нагревательный элемент и воздуховод. Спираль электронагревателя выполнена бифилярной намоткой, а сам нагревательный элемент вместе с электродвигателем воздушного нагнетателя были вынесены за пределы магнитной компенсационной системы и удалены от измерительной ячейки. Измерительная ячейка располагается в воздуховоде таким образом, что образец находится в центральной зоне потока газа соосно с ним (рис.1.5). Температура газа и скорость его потока регулируются источниками питания нагревательного элемента, нагнетателя воздуха и, при низкотемпературных исследованиях, азотного испарителя. Источником питания нагревателя служил программируемый источник Agilent N5770A.

Для контроля температуры образца используются два термоэлектрических преобразователя ТХК типа. Рабочие спаи термопреобразователей располагаются в непосредственной близости от концов образца. Величина термоЭДС фиксировалась с помощью АЦП, а также вольтметром В7-21. Так как длина исследуемых образцов может достигать нескольких сантиметров, скорость потока воздуха подбиралась такой, чтобы градиент температуры вдоль образца был минимален. Использование высокостабилизированных источников питания нагревателя и нагнетателя позволило снизить температурный дрейф вблизи образца до 1 К.

1.5 Влияние собственного импеданса измерительной ячейки на импеданс образцов

Одним из важных методических моментов в исследованиях импеданса материалов является учет импеданса измерительной ячейки и токоподводящих проводов [53, 69, 2, 79]. Обычно на частотах переменного тока до сотен кГц для измерения импеданса используется четырехточечная схема подключения [15, 80, 81], позволяющая минимизировать влияние токоподводов на определяемые величины импеданса и эффекта магнитоимпеданса. На более высоких частотах четырехточечную схему подключения образца

использовать проблематично, из-за особенностей аппаратуры, как правило, имеющей несимметричные “вход” и “выход”. В этой ситуации собственный импеданс измерительной ячейки и токоподводящих проводов может стать соизмеримым с импедансом образца и оказывать значительное влияние на результаты измерений. Особое значение это приобретает при изучении систем, импеданс которых является высокочувствительным параметром к внешним воздействиям, в частности, тепловому, магнитополевому, деформационному и т.д. В этом случае импеданс токоподводов может не только значительно влиять на абсолютные и относительные измеряемые значения импеданса и его компонент, но и исказить характер частотных зависимостей данных параметров.

Анализ этой ситуации был проведен на примере исследований зависимостей величины эффекта магнитоимпеданса от внешнего постоянного магнитного поля, а также от частоты переменного тока, протекающего по аморфной ленте состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ (Vitrovac 6025 Z) [53]. Исследуемые образцы вырезались вдоль длины исходной аморфной ленты в виде узких полосок. Длина исследованных образцов L варьировалась от 5 мм до 20 мм, толщина составляла 25 мкм. Индукция насыщения исследованного сплава составляла 0,55 Тл, константа магнитострикции насыщения $\lambda_s \approx -3 \cdot 10^{-7}$. Измерение импеданса проводилось по схеме состоящей из последовательно соединенных между собой высокоомного резистора и исследуемого образца. Диапазон частот переменного тока составлял от 0,1 МГц до 10 МГц. Внешнее постоянное магнитное поле изменялось от 0 до 32 кА/м. При измерении импеданса внешнее магнитное поле H и переменный ток, протекающий по образцу, были ориентированы вдоль длинной стороны полосок.

Величина эффекта магнитоимпеданса $\Delta Z/Z_0$ определялась из выражения:

$$\Delta Z/Z_0 = \Delta U/U_0 \quad (1.2)$$

где $\Delta Z = Z_H - Z_0$, Z_0 – модуль импеданса образца при $H = 0$, Z_H – модуль импеданса образца в магнитном поле H , $\Delta U = U_H - U_0$, U_0 –

напряжение на образце в магнитном поле $H = 0$, U_H – напряжение на образце в магнитном поле H .

Исследования проводились с использованием измерительных ячеек разных конструкций, отличающихся собственным импедансом (в 4 раза на частоте переменного тока 6 МГц). Зависимости импеданса и эффекта магнитоимпеданса лент от внешнего магнитного поля имели характер соответствующий продольной ориентации ОЛН — с ростом внешнего магнитного поля H на начальном участке зависимостей $Z(H)$ и $\Delta Z/Z_0(H)$ импеданс образцов оставался неизменным. При достижении магнитным полем значения $H = H_{кр}$ происходило монотонное уменьшение импеданса и рост абсолютного значения эффекта магнитоимпеданса, с последующим выходом зависимостей $Z(H)$ и $\Delta Z/Z_0(H)$ на насыщение.

Уменьшение длины образца вызывало рост значений $H_{кр}$, что обусловлено увеличением размагничивающего фактора при уменьшении их длины. Отметим, что значения $H_{кр}$ близки к значениям полей перегиба петель гистерезиса исследованных образцов. Также, можно отметить, что непосредственно само влияние длины образцов на частотные зависимости импеданса и эффекта магнитоимпеданса (для образцов, имеющих меньшую длину, частота переменного тока, соответствующая максимальному значению эффекта магнитоимпеданса и величина этого эффекта имеют меньшие значения) коррелируют с результатами исследований [80].

Исследования, проведенные с использованием двух измерительных ячеек, имеющих разный импеданс, показали, что независимо от импеданса измерительной ячейки с уменьшением длины образца L величина эффекта магнитоимпеданса уменьшается (рис.1.7). Однако, при низком импедансе измерительной ячейки наблюдаемое изменение $\Delta Z/Z_0$, при изменении длины образца от 20 мм до 5 мм было незначительным с 77% до 65%, по сравнению с результатами, полученными на измерительной ячейке с более высоким импедансом, где $\Delta Z/Z_0$ изменялось от 64% до 32%. Представленные данные свидетельствуют о существенном влиянии импеданса токоподводящей системы на результаты импедансных исследований - более высокий импеданс измерительной ячейки приводит к завышению измеренного значения импеданса и занижению эффекта магнитоимпеданса. В ходе экс-

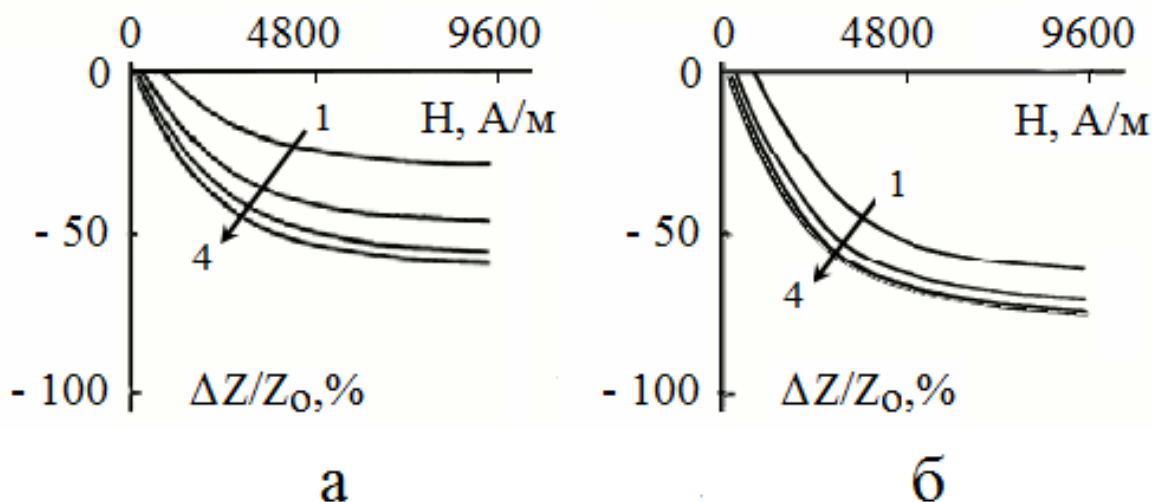


Рис. 1.7: Зависимости эффекта магнитоимпеданса $\Delta Z/Z_0$ от величины постоянного магнитного поля H : а - при использовании измерительной ячейки с высоким импедансом, б - при использовании измерительной ячейки с низким импедансом. Длина образца составляла: 1 - $L = 5$ мм; 2 - $L = 10$ мм; 3 - $L = 15$ мм; 4 - $L = 20$ мм.

перимента занижение эффекта магнитоимпеданса было тем значительнее, чем меньше длина образца.

Как отмечалось выше, собственный импеданс измерительной ячейки влияет не только на величину измеренного значения импеданса и эффекта магнитоимпеданса, но и на их зависимость от частоты переменного тока. Данный факт иллюстрируют семейства зависимостей величины эффекта магнитоимпеданса $\Delta Z/Z_0$ ($\Delta Z = Z - Z_0$, где Z импеданс в магнитном поле 9,6 кА/м) от частоты переменного тока, протекающего через образец, с использованием измерительных ячеек, имеющих различный собственный импеданс (рис.1.8). Для всех исследованных длин хорошо видна тенденция занижения значений эффекта магнитоимпеданса и частоты переменного тока, при которой достигается максимум эффекта, с ростом импеданса измерительной ячейки. Также, обращает на себя внимание факт возможного изменения характера зависимостей $\Delta Z/Z_0(f)$ в результате уменьшения импеданса измерительной ячейки от экстремальной до монотонно возрастающей.

Занижение значений эффекта магнитоимпеданса по сравнению с их истинными значениями и искажение частотной зависимости эффекта магни-

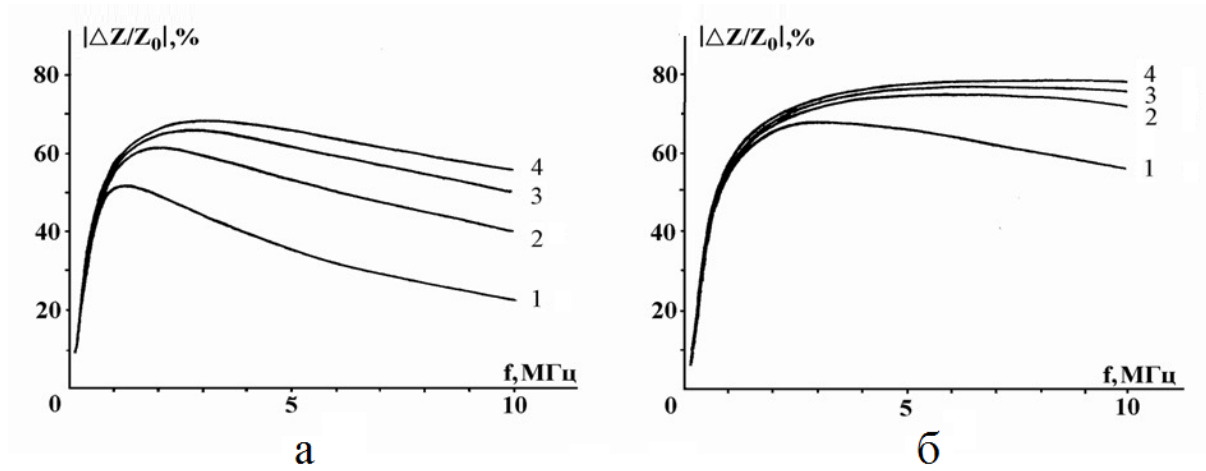


Рис. 1.8: Зависимости величины эффекта магнитоимпеданса $\Delta Z/Z_0$ от частоты переменного тока f , протекающего через образец: а - при использовании измерительной ячейки с высоким импедансом; б - при использовании измерительной ячейки с низким импедансом. (1 - длина образца $L = 5$ мм, 2 - $L = 10$ мм, 3 - $L = 15$ мм, 4 - $L = 20$ мм).

тоимпеданса при их определении без компенсации импеданса токоподводов $Z_{Я}$ находит естественное объяснение, если учесть, что при вычислении эффекта МИ, согласно 1.2, экспериментальные значения Z_0 и Z_H также зависят от $R_{Я}$ и $X_{Я}$ активной и реактивной компонент импеданса токоподводов: $Z_0 = \sqrt{(R_0 + R_{Я})^2 + (X_0 + X_{Я})^2}$ и $Z_H = \sqrt{(R_H + R_{Я})^2 + (X_H + X_{Я})^2}$, где R_0 , R_H и X_0 , X_H активные и реактивные компоненты импеданса образца в нулевом магнитном поле и поле H , соответственно. Следовательно, при вычислении эффекта магнитоимпеданса

$$\Delta Z/Z_0 = \sqrt{\frac{(R_H + R_{Я})^2 + (X_H + X_{Я})^2}{(R_0 + R_{Я})^2 + (X_0 + X_{Я})^2}} - 1$$

его значение оказывается заниженным. Причем, при использовании для вычисления эффекта МИ выражения $\Delta Z/Z_{H_{MAX}}$, где $\Delta Z = Z_H - Z_{H_{MAX}}$, $Z_{H_{MAX}}$ - модуль импеданса образца в максимально достижимом в ходе эксперимента магнитном поле H_{MAX} (полагается, его соответствие полю магнитного насыщения образца), занижение величины эффекта МИ будет еще более значительным ввиду меньших по сравнению с Z_0 значений $Z_{H_{MAX}}$.

Собственный импеданс измерительной ячейки и токоподводящих про-

водов, как правило, имеет преимущественно индуктивный характер, т.е. возрастает с увеличением частоты переменного тока. Поэтому с ростом частоты переменного тока занижение измеряемого значения эффекта магнитоимпеданса возрастает. Весьма значительным фактором влияющим на определяемые значения импеданса является и вклад резонансных процессов контура «измерительная ячейка - образец». Таким образом, собственный импеданс измерительной ячейки и токоподводящих проводов оказывает существенное влияние не только на величину измеренного значения эффекта магнитоимпеданса, но и на его частотную зависимость. Одним из возможных вариантов учета импеданса токоподводов является решение задачи об импедансе составной нагрузки [69, 82].

В связи с обозначенной проблемой существенным преимуществом второго, использованного нами метода измерения электрического импеданса, является предусмотренная в используемом анализаторе импеданса возможность автоматической компенсации собственного импеданса измерительной ячейки.

Тем не менее, даже после проведения процедуры компенсации, в ряде случаев, на частотной зависимости импеданса возможно наличие относительно узкого диапазона частот в котором полностью учесть влияние импеданса измерительной ячейки весьма проблематично. В ходе эксперимента значения импеданса соответствующие этому диапазону частот исключались из рассмотрения. Степень влияния на результаты измерений собственного импеданса измерительной ячейки и результат его компенсации представлены на рисунке 1.9.

Ввиду неопределенности начального магнитного состояния образцов при исследовании зависимости импеданса от внешнего магнитного поля измерения импеданса в заданном частотном диапазоне начинались после установки максимального значения внешнего магнитного поля. Затем магнитное поле дискретно уменьшалось до нуля, при этом на каждом шаге измерялась частотная зависимость импеданса. После нулевого значения внешнее магнитное поле дискретно увеличивалось в противоположном направлении до максимального значения.

Программно предусмотрено два варианта изменения внешнего магнит-

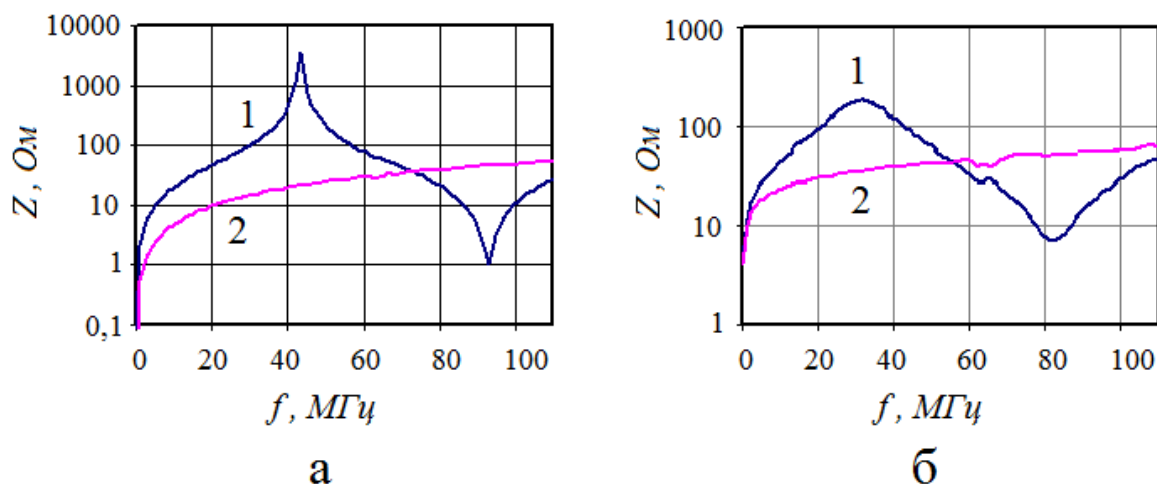


Рис. 1.9: Частотные зависимости импеданса образца без учета собственного импедансов измерительной ячейки и токоподводящих проводов (кривые - 1) и при их компенсации (кривые - 2). Измерения проведены на проволоке из Ag (а) и на фольге из магнитомягкого сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{0,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ (б).

ного поля: 1. $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{max}$ — «полупетля импеданса»; 2. $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{max}$ — «полная петля импеданса».

Погрешность определения напряженности внешнего магнитного поля задавалась погрешностью определения градуировочного коэффициента перематнивающей системы и погрешностью измерения силы тока создающего магнитное поле и составляла $\varepsilon(H) = 2,1\%$.

Изменение температуры в ходе исследований контролировалось термоэлектрическими преобразователями. Оценка погрешности ее определения исходя из характеристик используемого оборудования дает значение $\varepsilon(t) = 2,9\%$.

Погрешность определения механических растягивающих напряжений связана с погрешностью определения силы тяжести подвеса и сечения образца. В зависимости от геометрии образца $\varepsilon(\sigma)$ имела значение в диапазоне $(3,5 \div 6,1)\%$

1.6 Выводы по 1 главе

1. Разработан автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии и резистометрии, обеспечивающий изу-

чение электрических и магнитных свойств магнитомягких материалов при тепловом, деформационном и магнитополемом воздействиях на них. Измерительный комплекс позволяет определять электрический импеданс и компоненты импеданса проводников в частотном диапазоне ($10^{-5} \div 110$) МГц, диапазонах температур ($100 \div 720$) К, растягивающих сил ($0 \div 10$) Н и магнитных полей ($0 \div 12$) кА/м. Комплекс снабжен системой компенсации геомагнитного и техногенных магнитных полей до значений $\sim 0,1$ А/м.

2. Показано, что собственный импеданс токоподводящей системы может оказывать определяющее влияние на частотную зависимость эффекта магнитоимпеданса исследуемого объекта. Без учета частотной зависимости импеданса токоподводов экспериментально определенные значения эффекта магнитоимпеданса исследуемого объекта изменяются с частотой высокочастотного тока значительно по сравнению с их истинными значениями, и частотная зависимость эффекта магнитоимпеданса искажается.
3. Обоснована необходимость учета в конструкции измерительной ячейки для изучения теплового воздействия на импеданс магнитомягких низкострикционных материалов системы компенсации различия тепловых изменений линейных размеров самой ячейки и исследуемых объектов. В случае жесткой фиксации образца в измерительной ячейке различие их температурных коэффициентов линейного расширения вызывает деформацию образца и возникновение механических напряжений достаточных для изменения магнитного состояния, а, следовательно, и для изменения высокочастотных электрических свойств и их зависимости от внешних воздействий.

Глава 2

Импеданс и магнитная проницаемость аморфных и нанокристаллических магнитомягких сред

После открытия в 1935 г. достаточно сильной зависимости импеданса пермаллового провода от внешнего магнитного поля долгое время этот эффект оставался забытым [25, 27, 26]. Вновь интерес к магнитолевой зависимости импеданса возник в начале 90-х годов в связи с обнаруженным рекордным значением его изменения в магнитомягких аморфных и нанокристаллических сплавах на основе переходных металлов, достигающим сотен процентов и ввиду этого получившим название эффекта гигантского магнитоимпеданса (ГМИ-эффект) [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 21, 22, 23].

Высокие значения эффекта магнитоимпеданса в аморфных и нанокристаллических ферромагнитных сплавах во многом обусловлены особенностями формирования их магнитной анизотропии. Согласно модели случайной магнитной анизотропии [83, 84, 85], оси локальной магнитной анизотропии сплава хаотично ориентированы в пространстве. Если размер области структурной корреляции Q меньше характерной длины обменного взаимодействия $L \sim \sqrt{A/K_l}$, где K_l - константа локальной магнитной анизотропии, сплав ферромагнитно упорядочивается. Для аморфных и нанокристаллических сплавов $Q < L$. В результате, несмотря на большую локальную анизотропию, макроскопическая магнитная анизотропия оказывается мала, обеспечивая высокую магнитную проницаемость материала и ее

чрезвычайную чувствительность к магнитополевому, деформационному и термическому воздействиям. Модель случайной магнитной анизотропии и ее применение для объяснения магнитных свойств аморфных и нанокристаллических сплавов была развита в работах [86, 87, 88, 89, 90, 91, 92].

Формирование макроскопической магнитной анизотропии в аморфных и нанокристаллических сплавах связано с распределением закалочных напряжений, геометрией объекта, и условиями его специальной обработки, что позволяет получать материалы с необходимыми магнитными характеристиками.

2.1 Импеданс планарных магнитомягких сред

Импеданс являясь размерным параметром, зависит от глубины скин-слоя δ и индуктивности проводника L (его эффективной длины) [69, 25, 93]. Для проводника с прямоугольным сечением выражение для импеданса, определяемого скин-эффектом, может быть представлено в виде [94]:

$$\dot{Z} = R_{DC} \left[(1 - j) \frac{d}{2\delta} \right] \times \coth \left[(1 - j) \frac{d}{2\delta} \right] \quad (2.1)$$

а импеданс, обусловленный его внутренней индуктивностью L_i [18, 14, 95, 15, 21], выражен как

$$\dot{Z} = R_{DC} - j\omega L_i(\mu_t) \quad (2.2)$$

где $R_{DC} = \rho l/S$ — сопротивление постоянному току; d — толщина проводника; μ_t — эффективная поперечная магнитная проницаемость (поперечная к направлению протекания переменного тока), ω — циклическая частота переменного тока, ρ — удельное сопротивление.

В магнитомягких средах индуктивность $L_i(\mu_t)$, как и глубина скин-слоя $\delta(\mu_t)$, во многом определяются эффективной магнитной проницаемостью μ_t [93, 15, 16]:

$$L_i = \frac{\mu_t l}{2} \quad (2.3)$$

$$\delta = c \sqrt{\rho/2\pi\omega\mu_t} \quad (2.4)$$

а следовательно ее частотной зависимостью $\mu_t(\omega)$, а также зависимостями μ_t от различных внешних факторов, таких как магнитное поле $\mu_t(H)$, температура $\mu_t(T)$, механические напряжения $\mu_t(\sigma)$ и т.д. В свою очередь в анизотропных средах зависимости $\mu_t(\omega, H, T, \sigma)$ должны определяться взаимной ориентацией внешнего магнитного поля H и осей легкого намагничивания (ОЛН) и переменного тока I_{AC} (пробного переменного магнитного поля h).

Конечно, необходимо отметить, что соотношение вкладов скин-слоя и внутренней индуктивности в импеданс зависят от частоты переменного тока, так как влияние на импеданс скин-эффекта начинает сказываться только в области относительно высоких частот ($\delta < d$). На частотах переменного тока порядка единиц ГГц и выше для теоретического описания МИ эффекта привлекается теория ферромагнитного резонанса [96, 97, 94, 98].

При теоретическом описании МИ на высоких частотах необходимо также учитывать, что магнитная проницаемость является тензорной величиной, что несколько усложняет решение уравнений Максвелла и Ландау-Лифшица. На данный момент, помимо расчета импеданса исходя из значений магнитной проницаемости, определяемой в рамках традиционной квазистатической модели вращения намагниченности Стонера-Вольфарта, результаты которого достаточно хорошо коррелирует с многочисленными экспериментальными исследованиями, разработаны подходы вычисления Z исходя из тензорного характера μ_t для проволок с аксиальной, циркулярной и смешанной анизотропией, а также для тонкопленочных структур [99, 69, 100, 101, 102].

2.1.1 Импеданс и магнитная проницаемость аморфных и нанокристаллических лент на основе Со

Рассмотрим влияние на магнитополевые зависимости импеданса и магнитной проницаемости магнитомягких лент взаимной ориентации ОЛН, напряженности внешнего магнитного поля, переменного электрического тока и пробного переменного магнитного поля [103, 102, 52]. Магнитомягкие ленты в данном случае выступают более удобным объектом по сравнению с проводами в виду их относительно однородной по объему магнитной структуры.

Исследования [52] проводились на образцах, изготовленных из лент аморфного металлического сплава состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ толщиной 25 мкм. Ленты данного состава проявляют достаточно высокие значения магнитоимпедансного эффекта и могут использоваться в магниточувствительных устройствах [104].

С целью задания одинакового размагничивающего фактора по всем направлениям в плоскости образца они вырезались из ленты в форме дисков. Индукция насыщения данного сплава при комнатной температуре составляет 0,55 Тл, константа магнитострикции насыщения при комнатной температуре отрицательна и имеет порядок 10^{-7} , температура Кюри 513 К. Измерение импеданса проводилось по схеме, состоящей из последовательно соединенных высокоомного резистора и исследуемого образца (рис.1.1). При измерении магнитной проницаемости последовательно с высокоомным резистором подключалась измерительная катушка с образцом, напряжение на которой было пропорционально величине эффективной магнитной проницаемости этого образца. Величина эффекта магнитоимпеданса $\Delta Z/Z_0$ определялась согласно (1.2). Эффект магнитоимпеданса и магнитная проницаемость исследовались в магнитных полях до 9600 А/м и частотном диапазоне (0, 1 ÷ 10) МГц.

При ориентации ОЛН образца вдоль оси тока I_{AC} и вектора напряженности магнитного поля H ($H \parallel \text{ОЛН} \parallel I_{AC}$), с ростом H в интервале (0 ÷ 1200) А/м импеданс образца Z оставался практически неизменным.

При дальнейшем увеличении H происходило монотонное уменьшение Z , и выход зависимости $Z(H)$ на насыщение (рис. 2.1, а).

При ориентации ОЛН параллельно оси переменного тока I_{AC} и перпендикулярно направлению приложения внешнего постоянного магнитного поля H ($H \perp$ ОЛН $\parallel I_{AC}$), с ростом H импеданс Z монотонно уменьшается (рис.2.1, б), причем, это происходит более резко, чем в случае когда $H \parallel$ ОЛН $\parallel I_{AC}$ и зависимость $\Delta Z/Z_0$ выходит на насыщение в меньших магнитных полях.

При ориентации ОЛН параллельно направлению приложения H и перпендикулярно I_{AC} ($H \parallel$ ОЛН $\perp I_{AC}$), с ростом H от 0 до 1200 А/м происходит незначительное уменьшение Z . Дальнейшее увеличение H приводит к более резкому уменьшению импеданса и выходу зависимости $\Delta Z/Z_0$ на насыщение (рис.2.1, с).

Когда ОЛН ориентирована перпендикулярно направлениям приложения H и переменного тока I_{AC} ($H \perp$ ОЛН $\perp I_{AC}$) с ростом H импеданс образца Z вначале возрастет, достигает максимума, а затем монотонно уменьшается, с выходом зависимости $\Delta Z/Z_0$ на насыщение (рис.2.1, d).

Измерения магнитной проницаемости μ_{eff} проводились при взаимной ориентации ОЛН, внешнего магнитного поля H и пробного переменного магнитного поля h , соответствующих проведенным исследованиям импеданса. Зависимости эффективной магнитной проницаемости от величины напряженности внешнего постоянного магнитного поля, полученные при различных частотах пробного переменного магнитного поля представлены на рисунке 2.1(справа). Так как при измерении импеданса, с намагниченностью образца взаимодействует высокочастотное магнитное поле, созданное протекающим через образец высокочастотным током и перпендикулярное этому току, т.е. импеданс определяется поперечной магнитной проницаемостью, ход зависимостей $Z(H)$ аналогичен ходу зависимостей $\mu_{eff}(H)$ при условии, сопоставления зависимостей $Z(H)$ и $\mu_{eff}(H)$ для которых переменный ток, протекающий по образцу в процессе измерения импеданса, перпендикулярен пробному переменному магнитному полю при измерении эффективной магнитной проницаемости.

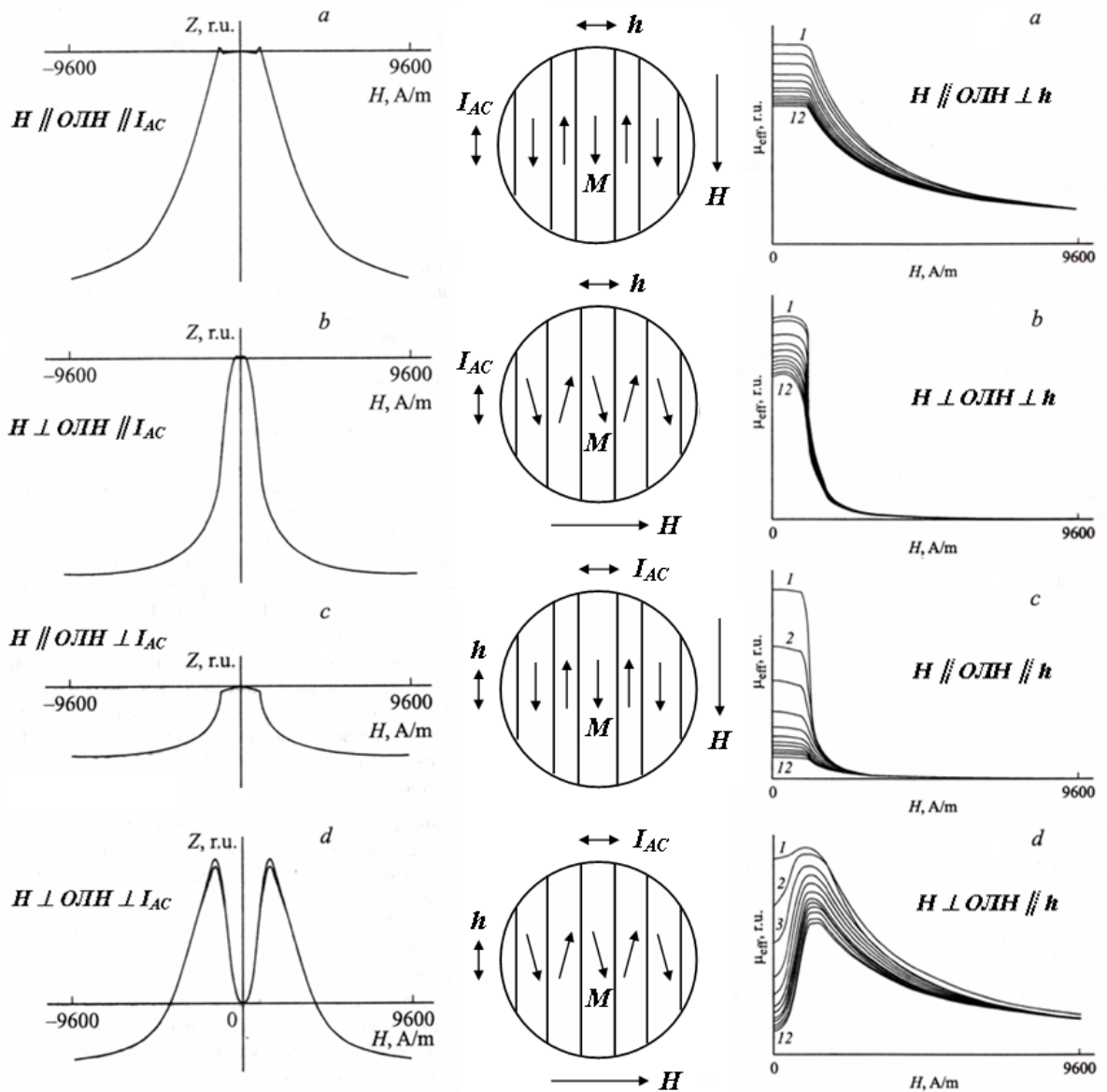


Рис. 2.1: Зависимости импеданса Z (слева) и эффективной магнитной проницаемости μ_{eff} (справа) от величины внешнего магнитного поля H образца в форме диска, изготовленного из аморфной ленты состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1.5}\text{Si}_{16.5}\text{V}_{11}$, при различной взаимной ориентации ОЛН, магнитного поля H , оси пробного переменного тока I_{AC} и пробного магнитного поля h . Зависимости $Z(H)$ приведены для частоты 1,5 МГц, для зависимостей $\mu_{eff}(H)$ частота поля h возрастает от 0,1 МГц (зависимость 1) до 10 МГц (зависимость 12) [52].

Однако, стоит отметить и некоторые различия процессов перемагничивания лент при исследовании магнитной проницаемости и импеданса. Они обусловлены тем, что при измерении Z , вектора напряженности маг-

нитного поля электрического тока I_{AC} , протекающего по ленте, с противоположных сторон ленты ориентированы в противоположные стороны, в отличие от векторов напряженности однородного магнитного поля h при исследовании магнитной проницаемости μ . Данные различия в воздействии переменных магнитных полей на доменную структуру могут приводить к некоторым отличиям в характере зависимостей $\mu_{eff}(H)$ и $Z(H)$ обусловленных (в частности, для случаев ОЛН $\parallel h$ и ОЛН $\perp I_{AC}$, при наличии сквозных по толщине ленты магнитных доменов) различием влияния этих магнитных полей на составляющую магнитной проницаемости, связанную с процессами колебательного движения доменных границ.

Экспериментально полученные результаты влияния на $Z(H)$ и $\mu_{eff}(H)$ взаимной ориентации ОЛН, напряженности внешнего магнитного поля, переменного тока и пробного переменного магнитного поля могут быть объяснены, исходя из представлений о доменной структуре лент и различием вкладов в магнитную проницаемость процессов перемагничивания, обусловленных вращением намагниченности и движением доменных границ:

$$\mu_{eff}(H, \omega) = \mu_{dw}(H, \omega) + \mu_{rot}(H, \omega) \quad (2.5)$$

где μ_{dw} и μ_{rot} — составляющие магнитной проницаемости, обусловленные движением доменных границ и вращением намагниченности, соответственно [105, 106, 21, 107]. При этом зависимости μ_{dw} и μ_{rot} от напряженности внешнего магнитного поля H и частоты ω переменного магнитного поля h различны.

Рассмотрим влияние составляющих μ_{rot} и μ_{dw} на μ_{eff} при различной взаимной ориентации ОЛН, h , H (рис.2.2).

При ориентации h перпендикулярно ОЛН, либо под небольшим углом $(\frac{\pi}{2} - \alpha)$ отклонения от перпендикулярного направления, эффективная проницаемость μ_{eff} определяется вращением намагниченности, т.е. составляющей μ_{rot} . Если, при этом внешнее магнитное поле $\vec{H} \perp \vec{h}$, (рис.2.1а), то, в рамках классической модели когерентного вращения намагниченности [108], выражение для объемной плотности энергии магнитной среды,

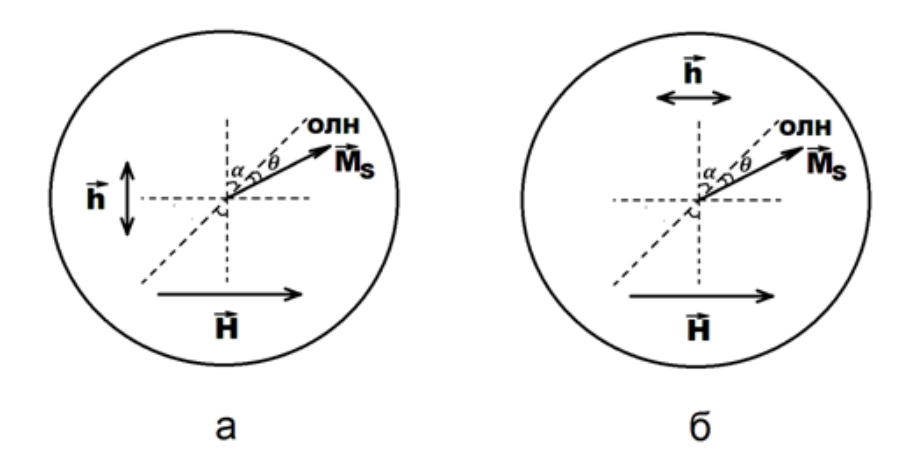


Рис. 2.2: Схематичное представление взаимной ориентации магнитных полей H , h , намагниченности M , оси легкого намагничивания (ОЛH) и углов между ними.

включающее энергию анизотропии и энергии взаимодействия намагниченности M с магнитными полями H и h , а также размагничивающим полем NM_S будет иметь вид:

$$W = K \sin^2 \theta - \mu_0 H M_S \sin(\alpha + \theta) - \mu_0 h M_S \cos(\alpha + \theta) + \mu_0 N M_S^2 \sin(\alpha + \theta) \quad (2.6)$$

где K — константа эффективной анизотропии, α — угол между осями легкого намагничивания и магнитного поля h , θ — угол отклонения намагниченности от ОЛH (рис.2.2, а). Исходя из этого можно получить выражение для магнитной проницаемости среды:

$$\mu_{rot} = \frac{dB_h}{dh} = 1 + \frac{2\mu_0 M_S^2 \sin^3(\alpha + \theta)}{3K \sin(\alpha - \theta) + K \sin(\alpha + 3\theta) + 2\mu_0 H M_S - 2\mu_0 N M_S^2} \quad (2.7)$$

где соответствующие H значения равновесного угла θ , возле которого под воздействием пробного магнитного поля h намагниченность совершает малые колебания, также находятся из выражения (2.6). Расчетная, согласно (2.7), зависимость $\mu_{rot}(H)$ представлена на рисунке 2.3, (зависимость 1).

В расчете использованы значения $M_S = 4,4 \cdot 10^5$ А/м, $K = 130$ Дж/м³, $\alpha = 85^\circ$, $N = 0$.

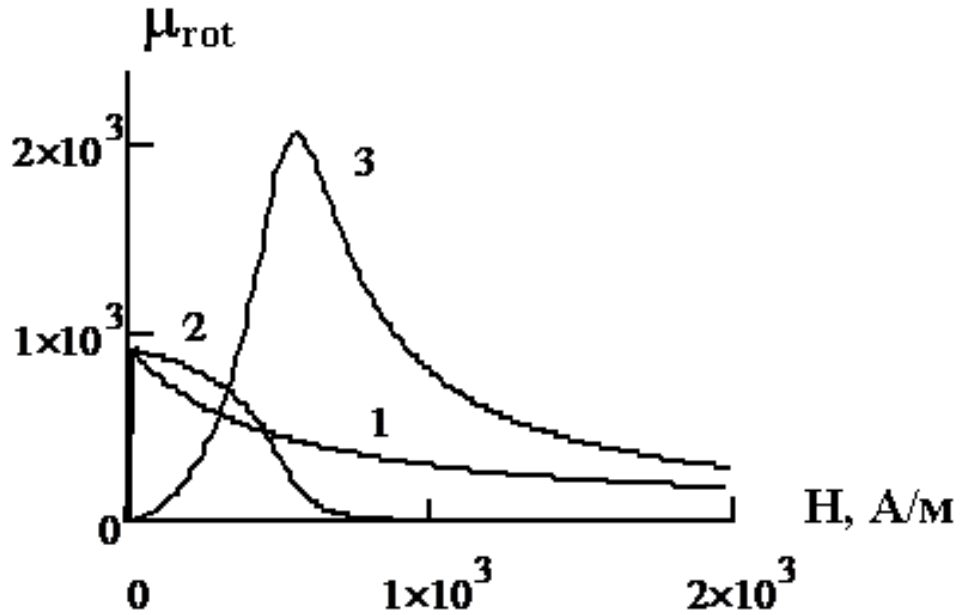


Рис. 2.3: Расчетные зависимости магнитной проницаемости μ_{rot} от внешнего магнитного поля H при различной взаимной ориентации магнитных полей H и h относительно ОЛН.

Для полученной зависимости $\mu_{rot}(H)$ характерен монотонный рост магнитной проницаемости с уменьшением H . При $\alpha = 90^\circ$ изменение направления поля H на противоположное и его увеличение приводит к дальнейшему росту μ_{rot} , достигающему в магнитном поле $H = H_K$ максимального значения. После перемагничивания поперечная магнитная проницаемость скачкообразно уменьшается до значения, соответствующего μ_{rot} в поле H_K , но уже с сонаправленной ориентацией векторов намагниченности и магнитного поля H . С дальнейшим ростом поля H μ_{rot} монотонно уменьшается. Таким образом, теоретическая зависимость $\mu_{rot}(H)$ при $H \parallel$ ОЛН $\perp h$ в диапазоне магнитных полей $\pm H$ при $H_{max} > H_K$ имеет два максимума, которые на экспериментальных зависимостях обычно не наблюдаются. Значения μ на зависимостях $\mu(H)$ магнитомягких аморфных и нанокристаллических лент либо имеют максимальную величину при $H = 0$, либо, в определенном интервале магнитных полей, меньших некоторого порогового значения H_{Π} , остаются практически неизменными (рис.2.1, а).

Можно показать, что причиной этого, во-первых, является многодоменность магнитной структуры ленты в малых магнитных полях. Ее формирование обусловлено уменьшением магнитостатической энергии образцов. Так как возникающие в результате быстрой закалки расплава внутренние напряжения обуславливают появление в аморфных магнитомягких лентах магнитоупругой анизотропии, обеспечивающей преимущественно магнитную одноосность, формируемая доменная структура имеет полосовой вид [8, 103, 109]. Ориентация оси легкого намагничивания относительно оси ленты, также определяется знаком константы магнитострикции и условиями термообработки сплава [109].

Ввиду морфологических особенностей исследованных лент прямое наблюдение их магнитной доменной структуры без предварительной полировки поверхности проблематично. Однако образование полосовой доменной структуры в магнитноодносных магнитомягких планарных средах также подтверждается ее наблюдением в материалах с близкими магнитными параметрами, но меньшей шероховатостью поверхности. В этом случае визуализация магнитных доменов становится возможной как методом порошковых фигур Акулова-Биттера, так и магнитооптическими методами [110].

Вторым фактором определяющим появление на зависимостях $Z(H)$ (ориентация внешнего магнитного поля вдоль, либо под небольшим углом к ОЛН и перпендикулярно к пробному магнитному полю h) участка с практически неизменным значением Z является наличие порогового значения магнитного поля H_{Π} , при котором лента переходит в однодоменное состояние. Напряженность этого магнитного поля соответствует полю старта $H_{ст}$ доменных границ. В магнитных полях меньших H_{Π} процесс перемагничивания ленты идет вращением намагниченности. Для описания его в отдельных доменах можно использовать модель когерентного вращения намагниченности. Как отмечалось выше, для доменов с намагниченностью, ориентированной по направлению поля H , с его ростом μ_{rot} монотонно уменьшается. При этом для доменов с противоположной ориентацией намагниченности начальный участок зависимости $\mu_{rot}(H)$ является возрастающим. Расчетные магнитополевые зависимости μ_{rot} для доменов с положительной

и отрицательной компонентами намагниченности относительно направления магнитного поля H приведены на рисунке 2.4. Согласно вычислениям, изменения магнитной проницаемости многодоменного состояния с равными по объему доменами, компоненты намагниченности которых относительно направления поля H противоположны, в магнитных полях $H < 0, 3H_K$ минимальны. Аналогичную зависимость от величины внешнего магнитного поля имеет и импеданс (рис.2.1а), связанный с поперечной магнитной проницаемостью выражениями (2.1), (2.4). Достижение полем H значения H_{Π} приводит к перемагничиванию доменов с обратной ориентацией намагниченности. В больших магнитных полях зависимость $\mu_{rot}(H)$ ленты, перешедшей в однодоменное состояние, становится монотонно убывающей. Таким образом, появление на рассмотренных зависимостях $Z(H)$ участка с практически неизменным значением Z объясняется компенсацией уменьшения μ в полосовых доменах с ориентацией намагниченности по направлению внешнего возрастающего магнитного поля ее уменьшением в доменах с обратной намагниченностью происходящей в магнитных полях $H < H_{\Pi}$.

Стоит отметить, что во внешнем магнитном поле H величина эффективного магнитного поля (внешнее магнитное поле и размагничивающее поле) воздействующего на противоположно намагниченные домены различна. Поэтому приведенные на рисунке 2.4 расчетные значения μ_{rot} для зависимости $\mu_{rot}(H)$, соответствующей полосовой доменной структуре, и хорошо коррелирующей на качественном уровне с экспериментальными зависимостями $\mu(H)$, по сравнению с реальными значениями μ должны быть несколько занижены.

Наличие на зависимости $\mu(H)$ в слабых магнитных полях участка с неизменным значением магнитной проницаемости отмечалось и ранее. Он был зафиксирован в СВЧ-диапазоне при квазистатическом перемагничивании тонких ферромагнитных пленок путем смещения 180° доменных границ [105]. Этот участок наблюдался в магнитных полях до перехода системы в однодоменное состояние. Дальнейшее увеличение H сопровождалось падением μ . Однако, в этом случае независимость μ от H объяснялась предположением о не влиянии на μ самого процесса движения 180° домен-

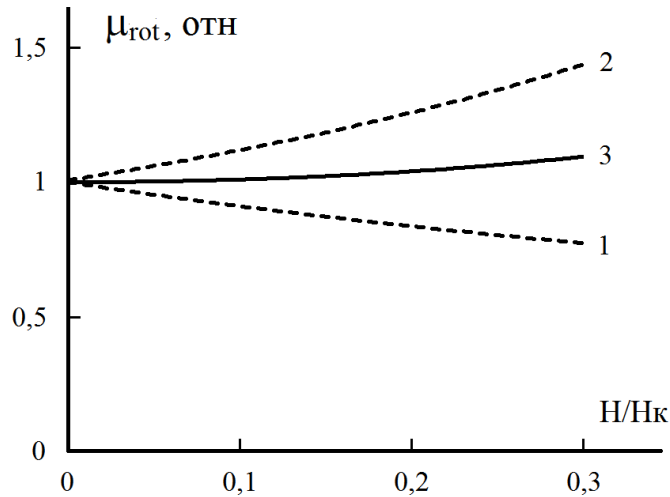


Рис. 2.4: Расчетные зависимости магнитной проницаемости от внешнего магнитного поля для доменов с положительной компонентой намагниченности относительно направления магнитного поля H - зависимость 1 и с отрицательной - 2. Зависимость $\mu_{rot}(H)$ - 3 соответствует многодоменному состоянию с равными по объему доменами, компоненты намагниченности которых относительно направления поля H противоположны. Расчет μ_{rot} выполнен для значений $M_S = 4,4 \cdot 10^5$ А/м, $K = 130$ Дж/м³ и угла отклонения ОЛН в доменах от магнитного поля 5° . Значения μ_{rot} приведены к ее величине при $H = 0$.

ных границ, а не компенсационными изменениями μ в соседних полосовых доменах при $H < H_{\text{П}}$.

Расчетные, согласно выражениям (2.4) и (2.1), зависимости глубины скин-слоя δ и модуля импеданса Z от внешнего магнитного поля и частоты пробного переменного тока I_{AC} , создающего поле h , при их взаимной ориентации $H \parallel \text{ОЛН} \parallel I_{AC}$ представлены на рисунке 2.5. Скин-слой испытывает резкие изменения на частотах до ~ 10 МГц. При этом с ростом частоты его значение уменьшается до единиц микрон. Рост внешнего магнитного поля, приводит к увеличению δ . Уменьшение глубины скин-слоя с ростом частоты переменного тока вызывает рост импеданса, который тем значительней, чем меньше напряженность внешнего магнитного поля.

Рассмотрим случай, когда пробное магнитное поле h попрежнему имеет преимущественную ориентацию перпендикулярно к ОЛН, однако теперь магнитное поле $H \parallel h$ (рис.2.2, б). Воздействие поля H приводит к вращению намагниченности в доменах и магнитополевая зависимость попереч-

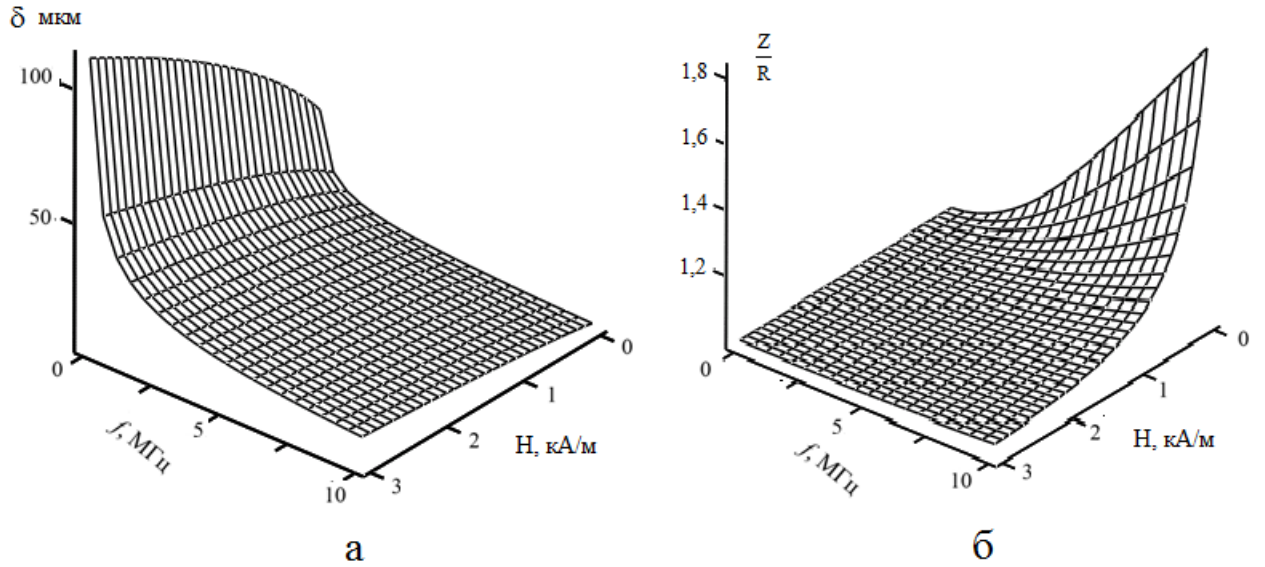


Рис. 2.5: Расчетные зависимости глубины скин-слоя (а) и импеданса приведенного к активному сопротивлению (б) от частоты f переменного тока I_{AC} в диапазоне $(10^5 \div 10^7)$ Гц и напряженности внешнего магнитного поля H при их взаимной ориентации $H \parallel \text{ОЛН} \parallel I_{AC}$.

ной магнитной проницаемости, а также соответствующая ей зависимость $Z(H)$, являются монотонно убывающими (рис.2.1, б). Для этого случая, выражение определяющее магнитную проницаемость, в рассмотренном выше приближении, примет вид:

$$\mu_{rot} = 1 + \frac{2\mu_0 M_S^2 \cos^3(\alpha + \theta)}{3K \cos(\alpha - \theta) + K \cos(\alpha + 3\theta) - 2\mu_0 N M^2} \quad (2.8)$$

Зависимость μ_{rot} от поля H задает функция $\theta(H)$, вытекающая из соответствующего выражения для полной энергии системы. Согласно представленной на рисунке 2.3 расчетной зависимости (2) $\mu_{rot}(H)$ для $\alpha = 5^\circ$, проницаемость с ростом H от 0 до $\sim H_K$ убывает до значений близких к 1, что хорошо согласуется с наблюдаемой экспериментальной зависимостью поперечной магнитной проницаемости (рис.2.1, б).

Результаты численного расчета глубины скин-слоя и модуля импеданса исходя из магнитополевой зависимости μ_{rot} (2.8) представлены на рисунке 2.6.

Таким образом, магнитополевые зависимости глубины скин-слоя и им-

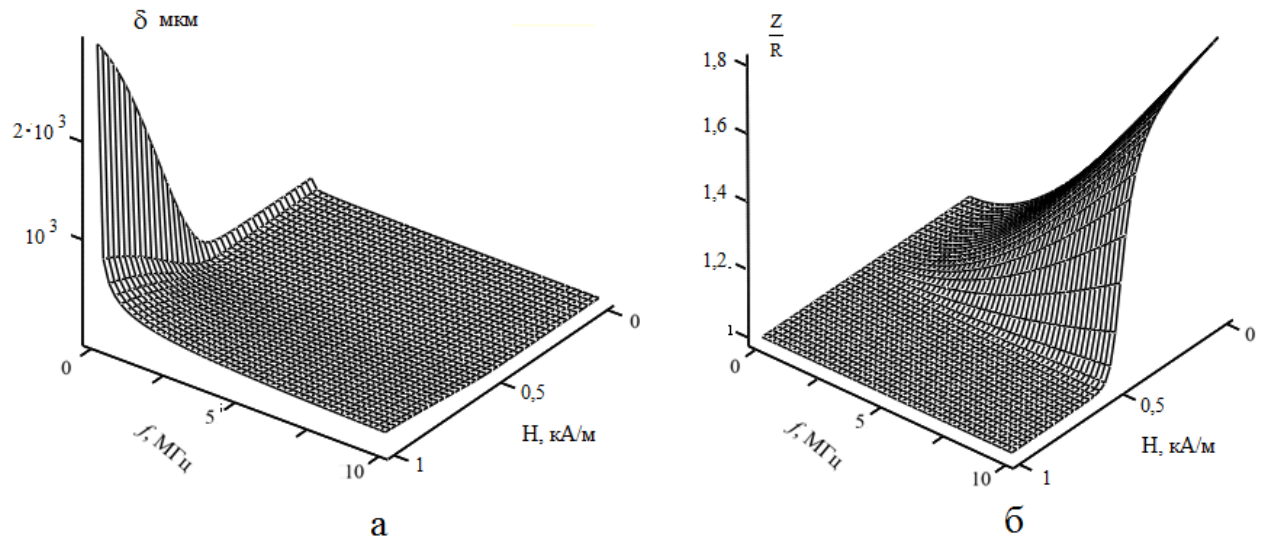


Рис. 2.6: Расчетные зависимости глубины скин-слоя (а) и импеданса, приведенного к активному сопротивлению (б), от частоты f переменного тока I_{AC} в диапазоне $(10^5 \div 10^7)$ Гц и напряженности внешнего магнитного поля H при их взаимной ориентации $H \perp \text{ОЛН} \parallel I_{AC}$.

педанса при $H \perp \text{ОЛН} \parallel I_{AC}$ являются монотонно убывающими, но, в отличие от случая $H \parallel \text{ОЛН} \parallel I_{AC}$, модуль импеданса Z резко убывает, достигая минимальных значений уже в магнитных полях $\sim H_k$ (рис.2.6, б), что хорошо коррелирует с экспериментальной зависимостью $Z(H)$ (рис.2.1, в).

Когда пробное переменное магнитное поле h ориентировано строго вдоль ОЛН, и угловая дисперсия намагниченности равна нулю, эффективная магнитная проницаемость μ_{eff} должна определяться только компонентой μ_{dw} , обусловленной колебаниями доменных границ или их отдельных участков. Если при этом и $H \parallel \text{ОЛН}$, то, его рост, до достижения некоторого критического значения $H_{ст}$, не будет оказывать заметного влияния на доменную структуру, и на начальном участке зависимости $\mu_{eff}(H)$ эффективная проницаемость образца должна оставаться практически неизменной. Дальнейшее увеличение H переводит ленту в однодоменное состояние, в результате чего μ_{eff} должна стать равной единице. В реальных объектах, из-за дисперсии локальной магнитной анизотропии, полей старта доменных границ, наличия краевых доменов, на начальном участке зависимостей $\mu(H)$ и $Z(H)$, магнитная проницаемость и импеданс заметно уменьшаются с ро-

стом H , а после достижения полем H значения $H_{ст}$ и уже резкого уменьшения μ , ее значение стремится к единице только в насыщающем магнитном поле (рис.2.1, с). Для μ_{dw} характерна сильная частотная зависимость. Исходя из значений μ_{eff} при $H = 0$ в диапазоне $(0,1 \div 10)$ МГц следует, что μ_{dw} с ростом f убывает почти на порядок, тогда как μ_{rot} изменяется менее чем на 50% (рис.2.1, а, б).

Частотные зависимости начальных магнитных проницаемостей, соответствующих процессам смещения доменных границ $\mu_{dw}(f)$ и вращения намагниченности $\mu_{rot}(f)$, определенные исходя из начальных значений $\mu_{eff}(H = 0)$ при $h \parallel$ ОЛН и $h \perp$ ОЛН, представлены на рисунке 2.7. Если на частоте 0,1 МГц магнитные проницаемости μ_{dw} и μ_{rot} имеют близкие значения, то с ростом частоты магнитного поля компонента магнитной проницаемости, связанная с процессами смещения доменных границ, уменьшается более резко, чем компонента, связанная с процессами вращения намагниченности. Причиной этого является усиление влияния вихревых токов на движение доменных границ и частотные особенности их динамических свойств [111, 112, 113, 114, 115]. По разным оценкам, в рассматриваемом классе материалов диапазон частот, в котором вклад μ_{dw} в μ_{eff} становится незначителен, составляет от сотен кГц до единиц МГц, что, в принципе, согласуется с полученными результатами.

Некоторые аспекты динамических свойств магнитных доменных границ в планарных одноосноанизотропных магнитомягких средах, а также их возможные практические приложения рассматривались нами в работах [116, 117, 118, 119, 120].

При ориентации $h \perp H$ и направлении h вдоль, либо под небольшим углом α к ОЛН (рис.2.1, d) вклад в μ_{eff} будут вносить как процессы смещения доменных границ (рис.2.8, а), так и вращения намагниченности. Роль того или иного процесса сильно зависит от напряженности магнитного поля H и угла α . При строгой исходной ($H = 0$) ориентации h и M вдоль ОЛН μ_{eff} должна определяться исключительно составляющей μ_{dw} . Естественно, что на экспериментальных зависимостях $\mu_{eff}(H)$, соответствующих ориентациям $H \parallel$ ОЛН $\parallel h$ и $H \perp$ ОЛН $\parallel h$ (рис.2.1с, d), начальные магнитные проницаемости совпадают. Как и в случае с $H \parallel$ ОЛН $\parallel h$,

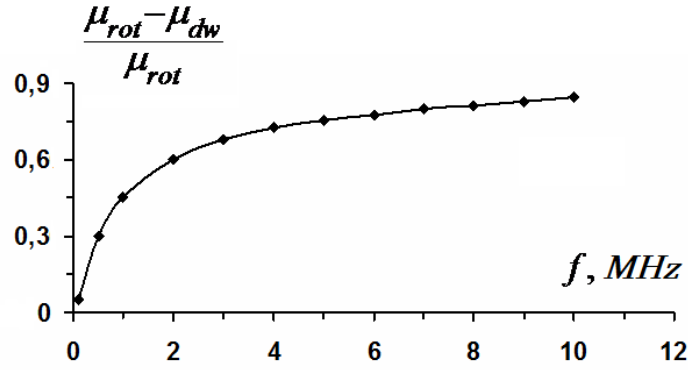


Рис. 2.7: Частотная зависимость относительного изменения начальных магнитных проницаемостей, обусловленных вращением намагниченности μ_{rot} ($h \perp$ ОЛН) и движением доменных границ μ_{dw} ($h \parallel$ ОЛН).

при ориентации $H \perp$ ОЛН $\parallel h$ уменьшение μ_{eff} с ростом f обусловлено уменьшением подвижности доменных границ и, соответственно, μ_{dw} . По мере роста H и отклонения намагниченности в доменах от ОЛН, вклад μ_{dw} в μ_{eff} уменьшается, а μ_{rot} - возрастает. Когда величина внешнего магнитного поля становится равной полю анизотропии H_k , μ_{eff} полностью определяется составляющей μ_{rot} и достигает своего максимального значения. С дальнейшим ростом H магнитная проницаемость μ_{eff} монотонно уменьшается.

Экстремальный характер зависимостей $\mu_{eff}(H)$ и $Z(H)$ при ориентациях $H \perp$ ОЛН $\parallel h$ и $H \perp$ ОЛН $\perp I_{AC}$, соответственно, возможен и при отсутствии полосовой доменной структуры. В случае однодоменного состояния значение начальной магнитной проницаемости при строгой исходной ($H = 0$) ориентации M вдоль ОЛН и h ($\perp I_{AC}$ для Z) должно быть равно 1. Следовательно, именно такому состоянию соответствует максимально возможное значение эффекта магнитоимпеданса $\Delta Z/Z_0$. Незначительная несоосность M , ОЛН, h и наличие угловой дисперсии анизотропии могут существенно повысить начальную магнитную проницаемость и Z_0 , приращение которых в этом случае будет определяться процессами вращения намагниченности μ_{rot} .

Следует отметить, что рассуждения относительно вклада составляющей μ_{dw} в μ_{eff} , определяемой в однородном пробном магнитном поле h ,

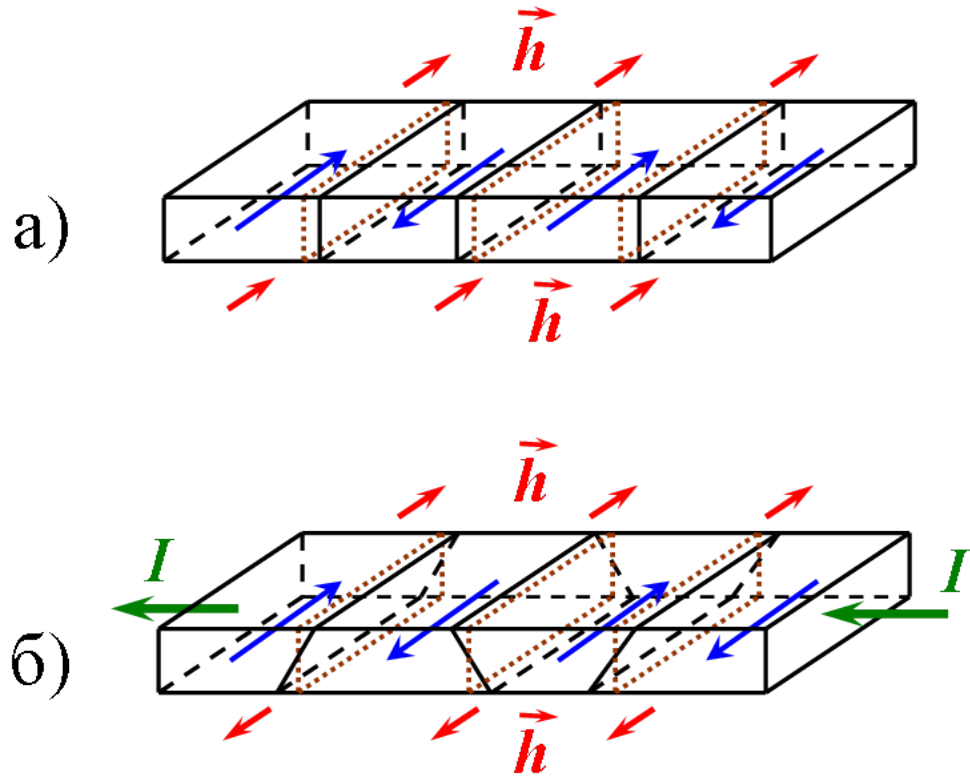


Рис. 2.8: Смещение доменных границ полосовых доменов: а) — в однородном магнитном поле, ориентированном вдоль ОЛН; б) — в магнитном поле электрического тока протекающего по ленте.

стоит с осторожностью использовать при анализе зависимостей $Z(H)$ планарных структур, т.к. в этом случае их μ_{eff} определяется уже в градиентном магнитном поле пробного электрического тока, направления векторов напряженности которого с противоположных сторон ленты различны. Воздействие такого переменного магнитного поля на сквозную по толщине ленты полосовую доменную структуру, в принципе, может привести к колебаниям доменных границ, однако объемы доменов при этом должны оставаться неизменными и, следовательно $\mu_{dw} = 0$ (рис.2.8, б). По этой же причине, использование в расчетах импеданса планарных магнитомягких структур с ОЛН, ориентированной перпендикулярно оси тока, значений начальной магнитной проницаемости, определенной в однородном пробном магнитном поле h , где вклад составляющей μ_{dw} может быть весьма значителен, некорректно.

Зависимости $\mu_{rot}(H)$, $\delta(H)$, $Z(H)$, рассчитанные согласно выражениям (2.7), (2.4), (2.1) для случая $H \perp \text{ОЛН} \perp I_{AC}$, хорошо коррелируют с

экспериментом (рис. 2.3 (3), зависимость $\mu_{rot}(H)$ получена для $\alpha = 5^0$, рис.2.9).

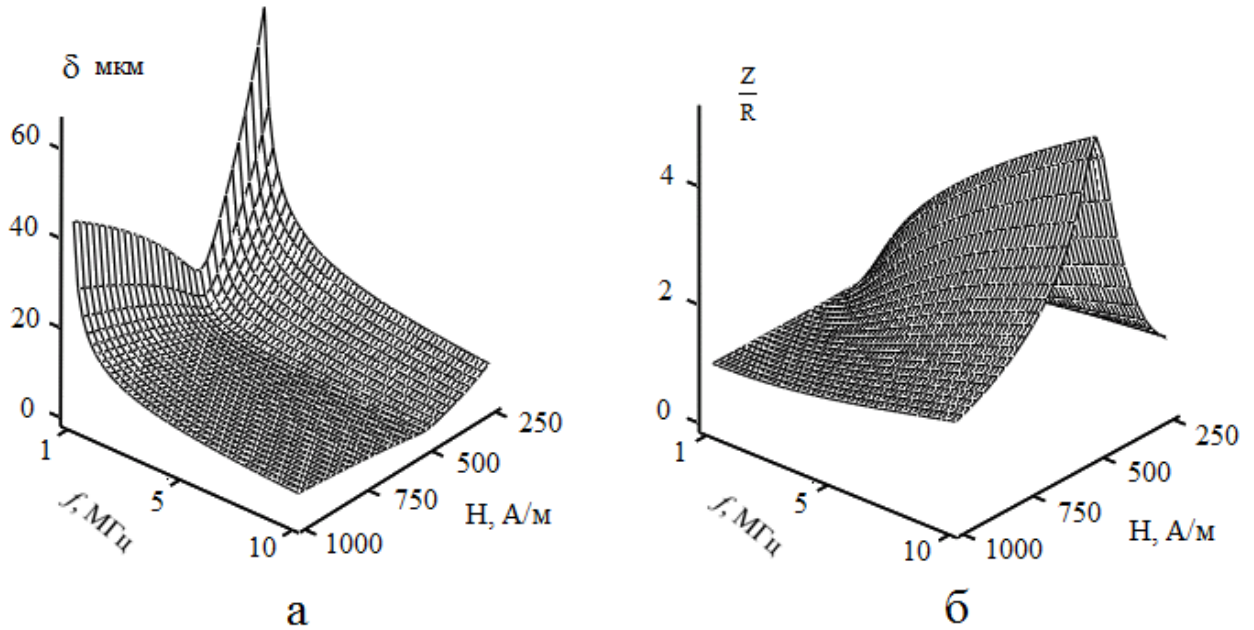


Рис. 2.9: Расчетные зависимости глубины скин-слоя (а) и импеданса, приведенного к активному сопротивлению (б), от частоты f переменного тока I_{AC} в диапазоне $(10^6 \div 10^7)$ Гц и напряженности внешнего магнитного поля H при их взаимной ориентации $H \perp \text{ОЛН} \perp I_{AC}$.

Независимо от значений намагниченности насыщения и константы анизотропии лент зависимости $\mu_{rot}(H)$ имеют экстремальный характер до значения угла α отклонения поля h от ОЛН около 54^0 (рис.2.10). При $\alpha \gtrsim 54^0$ зависимость $\mu_{rot}(H)$ становится монотонно убывающей.

Резкие изменения μ_{rot} с изменением поля H происходят при малых углах α . В диапазоне $(0 \div 1)^0$ различие максимальных значений μ_{rot} при $M_S = 4,4 \cdot 10^5$ А/м и $K = 130$ Дж/м³ составляет $\sim 10^2$ (рис.2.11). Данный факт согласуется с результатами численного анализа магнитоимпедансной зависимости [94]

Зависимости магнитной проницаемости μ_{max} и поля H_m , соответствующих максимуму $\mu_{rot}(H)$, от угла α отклонения пробного магнитного поля h от ОЛН немонотонны (рис.2.12). Для зависимостей $\mu_{max}(\alpha)$ при значениях $\alpha \sim 40^0$ характерно наличие минимума. Зависимости $H_m(\alpha)$ имеют при значениях $\alpha_m \sim 15^0$ максимум. Величины M_s и K оказывают влияние на

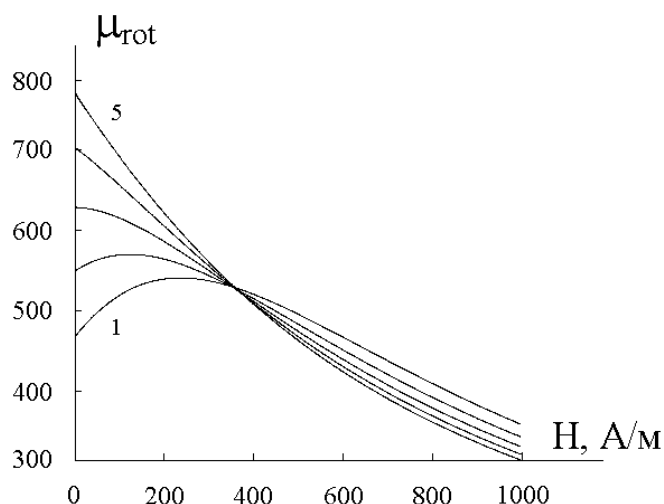


Рис. 2.10: Расчетные зависимости магнитной проницаемости μ_{rot} от напряженности внешнего магнитного поля H для углов α отклонения пробного магнитного поля h от ОЛН: 1 — $\alpha = 45^\circ$; 2 — 50° ; 3 — 55° ; 4 — 60° ; 5 — 65° .

значения μ_{max} и поля H_m , при этом, величины углов α , соответствующих минимуму и максимуму зависимостей $\mu_{max}(\alpha)$ и $H_m(\alpha)$, соответственно, а также значение угла α , соответствующего переходу зависимости $\mu_{rot}(H)$ от экстремального к монотонно убывающему виду, остаются неизменными (рис.2.12а, б).

Стоит отметить, что значительное влияние несоосности магнитных полей h или H с ОЛН на магнитополевые зависимости магнитной проницаемости характерно только для ориентации $h \parallel \text{ОЛН} \perp H$. Для примера, на рисунке 2.13 представлены зависимости $\mu_{rot}(H, \alpha)$ для исходных ориентаций $h \perp \text{ОЛН} \parallel H$ и $h \perp \text{ОЛН} \perp H$. При углах отклонения ОЛН до 5° от нормали к оси пробного тока значительных изменений магнитополевых зависимостей μ_{rot} не происходит.

Таким образом, на примере исследований аморфных магнитомягких лент была показана высокая корреляция зависимостей эффекта магнитоимпеданса и эффективной магнитной проницаемости от величины внешнего постоянного магнитного поля при соответствующих ориентациях высокочастотного пробного магнитного поля и направления протекания высокочастотного электрического тока относительно оси легкого намагничивания. Различия вида зависимостей $Z(H)$ при различной взаимной ори-

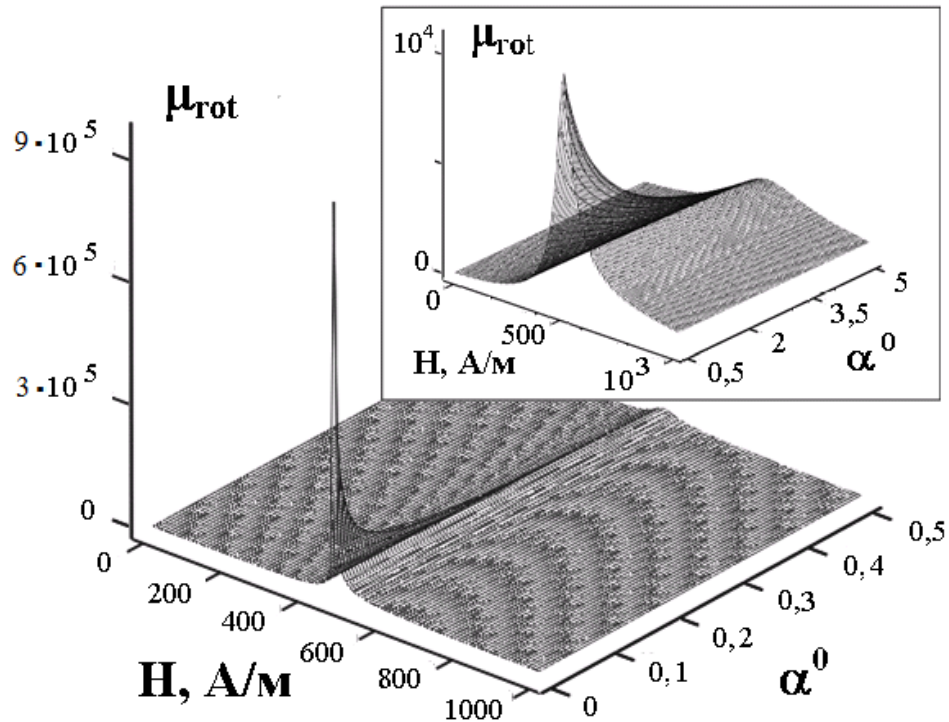


Рис. 2.11: Расчетная зависимость ($h \perp H$) магнитной проницаемости μ_{rot} от напряженности внешнего магнитного поля H и угла α отклонения пробного магнитного поля h от ОЛН.

ентации ОЛН, постоянного магнитного поля и направления протекания высокочастотного тока объяснимы на основе представлений о процессах перемагничивания магнитомягких сред и учете различия вкладов в процесс перемагничивания механизмов движения доменных границ и вращения намагниченности.

2.2 Магнитоимпеданс ферромагнитных сред с осевой симметрией

Импеданс однородного цилиндрического проводника из материала с удельным электрическим сопротивлением ρ , имеющего длину l и радиус a , определяется классическим выражением Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшица [93]:

$$\dot{Z} = -\frac{j\omega}{c^2}L_e + \frac{1}{2}R_{DC}ra\frac{J_0(ra)}{J_1(ra)} \quad (2.9)$$

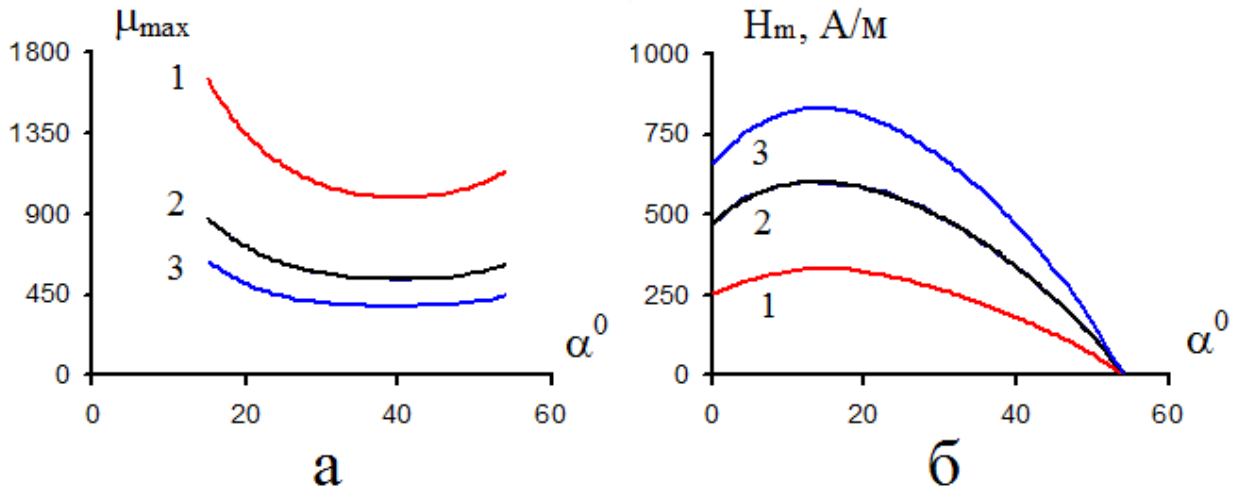


Рис. 2.12: Расчетные зависимости магнитной проницаемости (а) и внешнего магнитного поля (б), соответствующих максимуму на зависимостях $\mu_{rot}(H)$, от угла α отклонения пробного магнитного поля h от ОЛН при разных значениях константы анизотропии: 1 — $K = 70 \text{ Дж/м}^3$; 2 — $K = 130 \text{ Дж/м}^3$; 3 — $K = 180 \text{ Дж/м}^3$.

где ω — циклическая частота переменного электрического тока, $r = (1 + j)/\delta$, j — мнимая единица, δ — глубина скин-слоя, c — скорость света, $R_{DC} = \rho l/2\pi a^2$ — сопротивление постоянному току (электросопротивление), ρ — удельное электросопротивление, J_0 и J_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка, соответственно. Величина L_e является внешней частью самоиндукции проводника

$$L_e = 2\mu_e l \ln \frac{l}{a}, \quad (2.10)$$

где μ_e — магнитная проницаемость внешней среды. Первое слагаемое в выражении 2.9 определяется изменением энергии магнитного поля вне провода, а второе — полной потребляемой энергией внутри него, как за счет изменения магнитного поля, так и за счет тепловых потерь.

Выражение (2.9) справедливо и для случая ферромагнитного провода с аксиальным типом анизотропии, так как структура распространяющейся в нем электромагнитной волны, аналогична неферромагнитному проводнику [69, 93]. Расчет аксиальной составляющей импеданса провода с циркуляр-

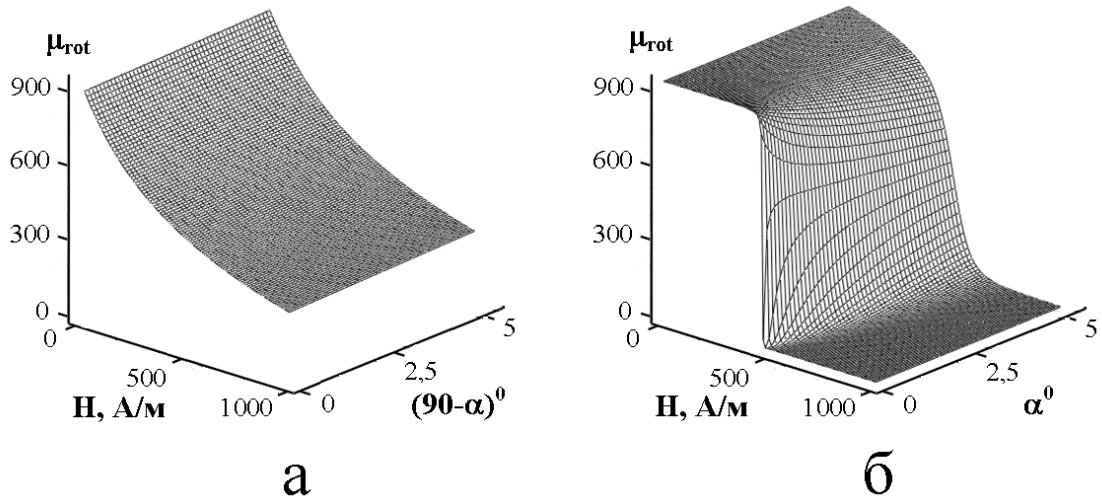


Рис. 2.13: Расчетные зависимости магнитной проницаемости μ_{rot} от напряженности внешнего магнитного поля H и угла отклонения ОЛН от нормали к оси пробного магнитного поля h . Рисунок а) соответствует ориентации $h \perp H$, б) - $h \parallel H$.

ным типом анизотропии исходя из (2.9), также приводит к результатам, хорошо коррелирующим с экспериментальными данными.

При рассмотрении ферромагнитных сред для расчета глубины скин-слоя δ необходим учет их циркулярной (поперечной) магнитной проницаемости μ_ϕ [93, 18, 16, 15]:

$$\delta = c \sqrt{\rho / 2\pi\omega\mu_\phi} \quad (2.11)$$

Согласно (2.9) в случае выраженного скин-эффекта ($\delta \ll a$) действительная и мнимая компоненты импеданса имеют вид

$$Z' = R_{DC} \frac{a}{2\delta}, \quad (2.12)$$

$$Z'' = -\frac{\omega}{c^2} \left[L_e + L_i \frac{2\delta}{a} \right], \quad (2.13)$$

где значения L_e и L_i определяются согласно выражениям (2.10) и (2.3). При $L_e \ll L_i \frac{2\delta}{a}$, что обычно реализуется для линейного магнитомягкого провода, $Z'' \approx -\frac{\omega}{c^2} L_i \frac{2\delta}{a}$, а значит величины Z' и Z'' на высоких частотах ($\delta \ll a$) должны быть равны:

$$|Z'| = |Z''| = \frac{l}{ac} \sqrt{\frac{\rho\mu_\phi\omega}{2\pi}} \quad (2.14)$$

Если в ферромагнитном проводе реализуется циркулярная магнитная анизотропия, то, во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль оси провода, напряженностью $0 \leq H \leq H_K$ аксиальная составляющая импеданса может быть найдена как

$$\dot{Z} = R_{DC} \frac{ja\lambda}{2} \left(1 + \mu_\phi \frac{H}{H_K}\right) \quad (2.15)$$

где $\lambda = 4\pi\omega j / \rho c^2$.

Выражение (2.15) позволяет достаточно точно определить импеданс провода, при условии $\delta < a$ [69].

Как и в случае планарных проводников, магнитная проницаемость цилиндрических проводов является функцией многих параметров $\mu_\phi(\omega, H, T, \sigma)$. Ее зависимость от них во многом определяется исходной доменной структурой, которая, в отличие от доменной структуры лент не всегда достаточно однозначна.

Существует две основных модели доменной структуры ферромагнитных проводов, полученных быстрой закалкой из расплава [121, 122, 123, 124, 21, 125, 126, 127, 128, 129]. Считается, что внутренняя область — ядро провода (кern) — имеет аксиальную или преимущественно аксиальную ориентацию намагниченности, а тип магнитной анизотропии приповерхностного слоя (оболочки) определяется знаком константы магнитострикции. Для проводов с отрицательной константой магнитострикции в приповерхностном слое намагниченность ориентирована циркулярно или геликоидально

(рис.2.14, а). В этом слое возможно образование бамбукообразной доменной структуры. Стоит отметить, что образование такой доменной структуры в строго цилиндрическом аморфном проводе с низкой отрицательной магнитострикцией, согласно расчетам [130], является энергетически невыгодным. Для проводов с положительной константой магнитострикции вблизи поверхности есть слой с преимущественно радиальной ориентацией намагниченности в доменах. Уменьшение их магнитостатической энергии реализуется через систему замыкающих доменов (рис.2.14, б). Однако, согласно теоретическому расчету, такое распределение намагниченности в проводах с $\lambda_S > 0$ возможно только при их малых диаметрах $\sim 10^{-5}$ м и высоких значениях эффективной анизотропии [131].

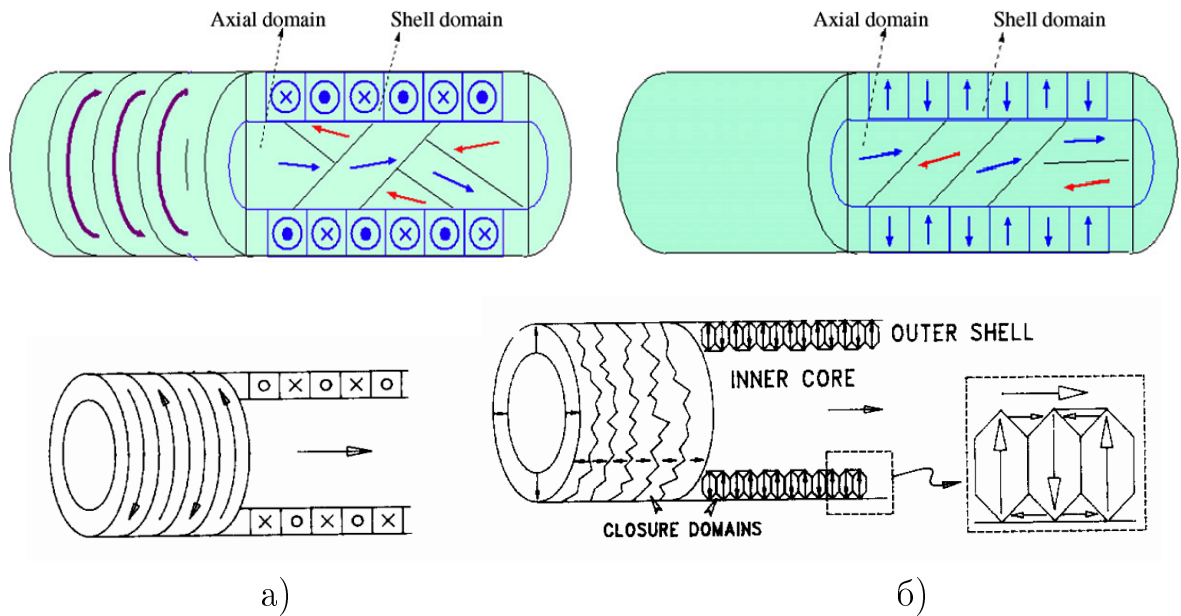


Рис. 2.14: Модель магнитной доменной структуры аморфного провода: а) с отрицательной константой магнитострикции; б) с положительной константой магнитострикции [122, 123, 132].

Данные модели имеют ряд уточнений и модификаций, связанных с введением в приповерхностный слой замыкающих доменов, влиянием неоднородного рельефа поверхности и отличной от традиционных моделей последовательностью распределения компонент намагниченности в слоях [132, 133, 69]. В частности, на основе теоретических расчетов закалочных напряжений и микромагнитного моделирования делается вывод о специфичной магнитной доменной структуре в проводах с положительной константой

магнитострикции и низким значением константы анизотропии [131]. Ее особенностью является аксиально намагниченный приповерхностный слой и ядро с циркулярной ориентацией намагниченности.

Причиной достаточно сложной доменной структуры ферромагнитных проводов являются высокие внутренние механические напряжения, возникающие в результате быстрой закалки расплава. Основные результаты многочисленных расчетов закалочных напряжений и их влияния посредством магнитоупругого взаимодействия на распределение локальных осей анизотропии в проводе сводятся к следующему [129, 134, 131, 126, 135, 136, 137]. Так как при быстром охлаждении внутренняя область вблизи центра провода начинает сжиматься несколько позже внешней оболочки, материал провода оказывается растянутым в радиальном направлении. Радиальные растягивающие напряжения по мере приближения к поверхности уменьшаются до нулевых значений. По той же причине приповерхностная область провода оказывается сжатой в циркулярном и аксиальном направлениях [134, 129]. Необходимо отметить, что не смотря на корреляцию в ряде работ основных выводов о распределении в проводе локальных осей анизотропии с экспериментальными результатами, ряд вопросов остается не решенным. В частности, это касается магнитной структуры проводов с низкими значениями константы магнитострикции.

В настоящее время имеется достаточно большое число различных экспериментальных методик изучения магнитной доменной структуры и результатов ее исследования в ферромагнитных проводах. Однако, в виду существенного влияния на доменную структуру предварительных обработок образцов (механическая или химическая полировки), либо косвенного характера получаемых результатов, в ряде случаев экспериментальные данные допускают многозначность интерпретации. В связи с этим представляет интерес развитие новых дополнительных методов анализа магнитной доменной структуры ферромагнитных сред, одним из которых является магнитоимпедансная спектроскопия материалов.

Основные подходы к анализу магнитной доменной структуры ферромагнитных проводов можно рассмотреть на примере магнитоимпедансных исследований аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. Важным

элементом магнитоимпедансных исследований является анализ частотного отклика магнитной структуры на внешние воздействия, в частности, растягивающую деформацию и внешнее магнитное поле.

2.2.1 Циркулярная магнитная проницаемость ферромагнитного провода

Характер зависимости циркулярной магнитной проницаемости μ_ϕ провода с намагниченностью M_S , константой анизотропии K и магнитострикцией насыщения λ_S от растягивающих напряжений σ и магнитного поля H можно определить, используя традиционную модель однородного вращения намагниченности [108].

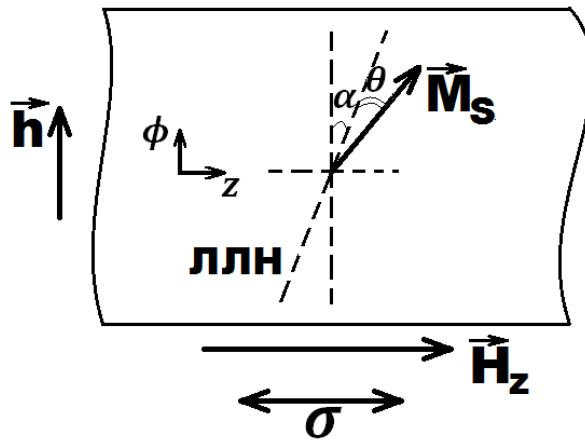


Рис. 2.15: Поверхность провода (схема к расчету циркулярной восприимчивости): α — угол отклонения линии легкого намагничивания (ЛЛН) от циркулярной ориентации, θ — угол отклонения намагниченности от ЛЛН, H_z —внешнее аксиальное магнитное поле, σ —механическое напряжение, h — магнитное поле переменного тока.

Пренебрегая влиянием размагничивающих полей и доменной структурой выражение, для объемной плотности энергии магнитной среды, включающее энергию анизотропии, энергии взаимодействия намагниченности с магнитными полями H и h и магнитоупругую энергию, можно записать как:

$$W = K \sin^2 \theta - \mu_0 H_z M_S \sin(\alpha + \theta) - \frac{3}{2} \lambda_S \sigma \sin^2(\alpha + \theta) - \mu_0 h M_S \cos(\alpha + \theta), \quad (2.16)$$

где α — угол отклонения линии легкого намагничивания (ЛЛН) от циркулярного направления, θ — угол отклонения намагниченности от ЛЛН, H_z — внешнее аксиальное магнитное поле, σ — аксиальное механическое напряжение, h — магнитное поле переменного пробного тока (рис. 2.15).

Минимизируя выражение (2.16) по углу θ и находя соответствующие приращения dh и dM_h , определяем циркулярную магнитную проницаемость:

$$\mu_\phi = 1 + \frac{4\mu_0 M_S^2 \sin^3(\alpha + \theta)}{2K\xi + 3\lambda_S \sigma \psi + 4\mu_0 H_z M_S}, \quad (2.17)$$

где $\xi = 3 \sin(\alpha - \theta) + \sin(\alpha + 3\theta)$, $\psi = 3 \sin(\alpha + \theta) - \sin 3(\alpha + \theta)$.

Зависимость $\theta(H_z, \sigma, \alpha)$, необходимая для определения $\mu_\phi(H_z, \sigma, \alpha)$, также находится из выражения объемной плотности свободной энергии в приближении малости угла колебаний намагниченности под воздействием магнитного поля h пробного переменного тока:

$$K \sin 2\theta - \frac{3}{2} \lambda_S \sigma \sin 2(\alpha + \theta) - \mu_0 H_z M_S \cos(\alpha + \theta) = 0. \quad (2.18)$$

При вычислении зависимости $\mu_\phi(H_z, \sigma, \alpha)$ использованы следующие параметры $M_S = 3,2 \cdot 10^5$ А/м, $K = 30$ Дж/м³, $\lambda_S = \pm 10^{-7}$ (рис.2.16).

Если константа магнитострикции провода положительна, то при ориентации ЛЛН близкой к циркулярной, зависимости $\mu_\phi(H_z)$ и $\mu_\phi(\sigma)$ имеют ярко выраженные максимумы (рис.2.16, а). С ростом угла отклонения ЛЛН от циркулярного направления наблюдается рост начальной проницаемости, при этом максимумы на зависимостях $\mu_\phi(H_z)$ и $\mu_\phi(\sigma)$ снижаются и становятся менее выраженными (рис.2.16, б). При углах $\alpha \gtrsim 54^\circ$ циркулярная магнитная проницаемость с ростом аксиального магнитного поля монотон-

но уменьшается. (рис.2.16, в, г). При $\alpha = 90^\circ$ μ_ϕ монотонно убывает как с ростом H , так и с ростом σ .

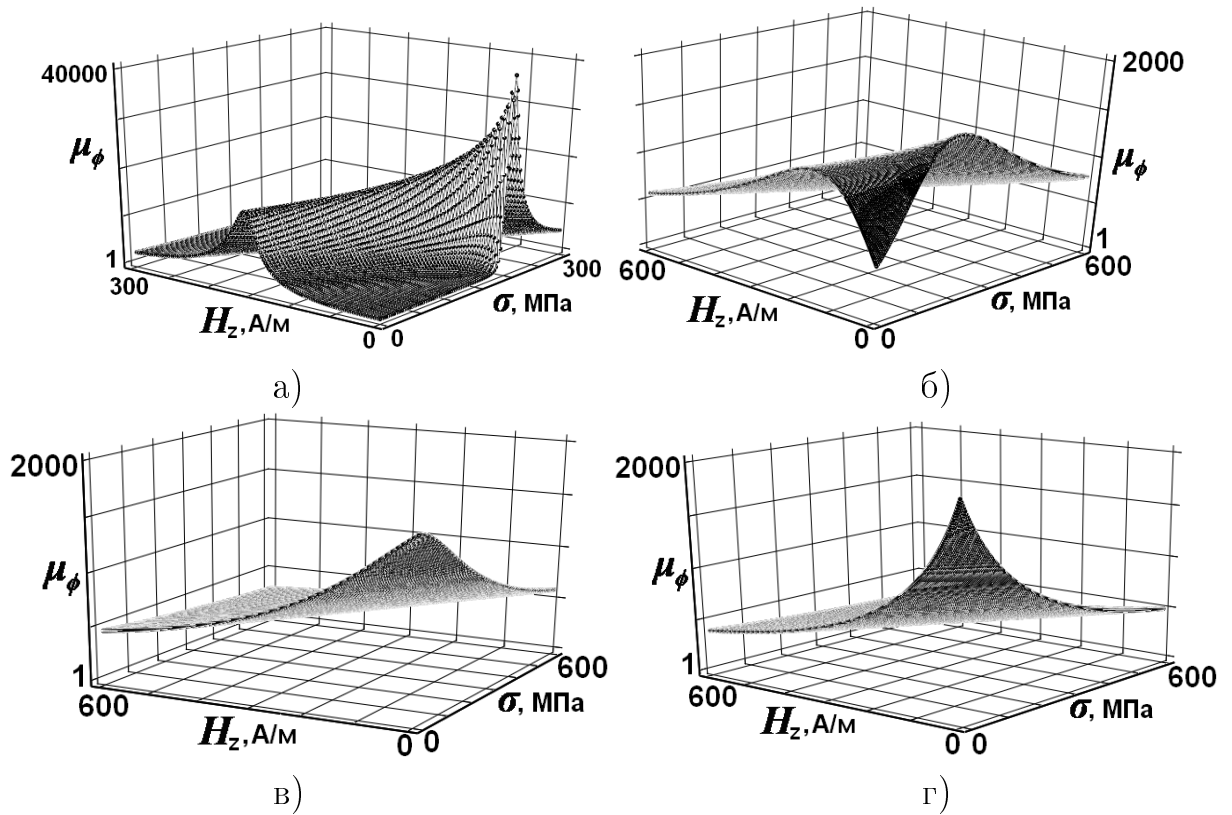


Рис. 2.16: Расчетные зависимости циркулярной магнитной проницаемости ферромагнитного провода от внешнего аксиального магнитного поля H_Z и аксиальных растягивающих напряжений σ при углах отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации: а) — 1° , б) — 30° , в) — 60° , г) — 89° . Значение $\lambda_S = 10^{-7}$.

При отрицательной константе магнитострикции и ориентации ЛЛН, близкой к циркулярной, зависимости $\mu_\phi(H_z)$, также, как и при положительном значении λ_S , имеют ярко выраженные максимумы, которые с ростом σ смещаются в область больших значений H_Z (рис.2.17, а), а соответствующие им максимальные значения магнитной проницаемости уменьшаются. Зависимости $\mu_\phi(\sigma)$ имеют максимумы только в магнитных полях больших H_K . В меньших магнитных полях μ_ϕ с ростом σ монотонно убывает.

С ростом угла отклонения ЛЛН от циркулярного направления максимумы на зависимостях $\mu_\phi(H_z)$ и $\mu_\phi(\sigma)$ резко снижаются и становятся менее выраженными (рис.2.17, б, в). При углах $\alpha > 54^\circ$ максимум на зависимости $\mu_\phi(H_z)$ возникает только в присутствии растягивающих напряже-

ний. Минимальное значение σ , соответствующее экстремальной зависимости $\mu_\phi(H_z)$, с ростом α увеличивается (рис.2.17, в). При $\alpha = 90^\circ$ магнитная проницаемость провода с ростом H_z монотонно убывает, однако, в отличие от случая с положительной λ_S , увеличение σ приводит к монотонному росту μ_ϕ (рис.2.17, г).

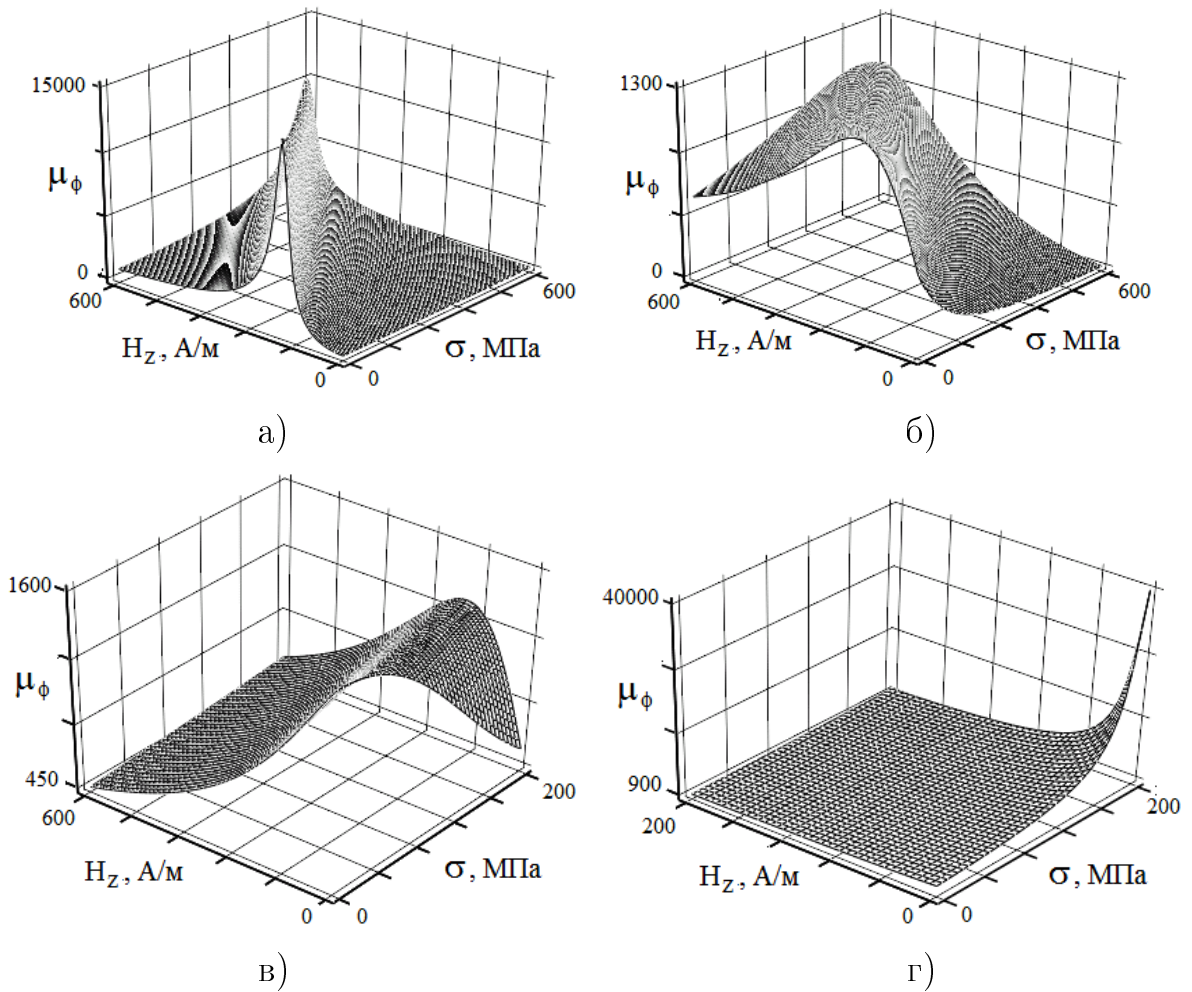


Рис. 2.17: Расчетные зависимости циркулярной магнитной проницаемости ферромагнитного провода от внешнего аксиального магнитного поля H_z и аксиальных растягивающих напряжений σ при углах отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации: а) — 1° , б) — 30° , в) — 60° , г) — 89° . Значение $\lambda_S = -10^{-7}$.

Из рассмотренных примеров влияния знака константы магнитострикции и угла отклонения намагниченности от циркулярной ориентации на $\mu_\phi(H_z)$ и $\mu_\phi(\sigma)$ видно, что для проводов с разным знаком λ_S зависимости $\mu_\phi(\sigma)$ могут быть подобны. Так, при $\lambda_S > 0$ и $\alpha \gtrsim 54^\circ$ с ростом растягивающих напряжений μ_ϕ монотонно уменьшается (рис. 2.16, в, г), что

происходит и при $\lambda_S < 0$ и $\alpha \lesssim 54^\circ$ в малых аксиальных магнитных полях (рис. 2.17, а, б).

Таким образом, однозначное определение знака λ_S провода с исходно неизвестным типом магнитной анизотропии по характеру зависимостей $\mu_\phi(\sigma)$ возможно только при их комплексном анализе с зависимостями $\mu_\phi(H_z)$.

2.2.2 Применимость квазистатических подходов в вычислении магнитной проницаемости при описании высокочастотных электрических и магнитных свойств материалов

Вычисление магнитной проницаемости ферромагнетиков исходя из квазистатической модели вращения намагниченности [108], помимо наглядности и простоты описания процесса, позволяет достаточно легко анализировать влияние на μ различных факторов в частности, однородных и вихревых магнитных полей, механических напряжений, теплоты, дефектной структуры материала и т.д. Однако при изучении высокочастотных электрических и магнитных свойств магнитомягких проводников возникает вопрос границ применимости данной модели для расчета значений μ и закономерностей ее изменения под влиянием различных воздействий [99, 138]. Оценить границы применимости квазистатической модели вращения намагниченности можно на примере вычислений импеданса магнитомягкого провода с аксиальной ориентацией намагниченности (рис. 2.18, 2.19).

Сравним влияние на импеданс и его компоненты μ_ϕ , вычисленной в рамках квазистатической модели и определенной из уравнения движения вектора намагниченности с учетом диссипативного члена в представлении Гильберта (уравнение Ландау—Лифшица—Гильберта — ЛЛГ). Согласно [139, 140], движение единичного вектора намагниченности \vec{M} под воздействием эффективного магнитного поля \vec{H}_{eff} , обусловленного полем магнитной анизотропии и всеми магнитными полями, воздействующими на \vec{M} , задается уравнением:

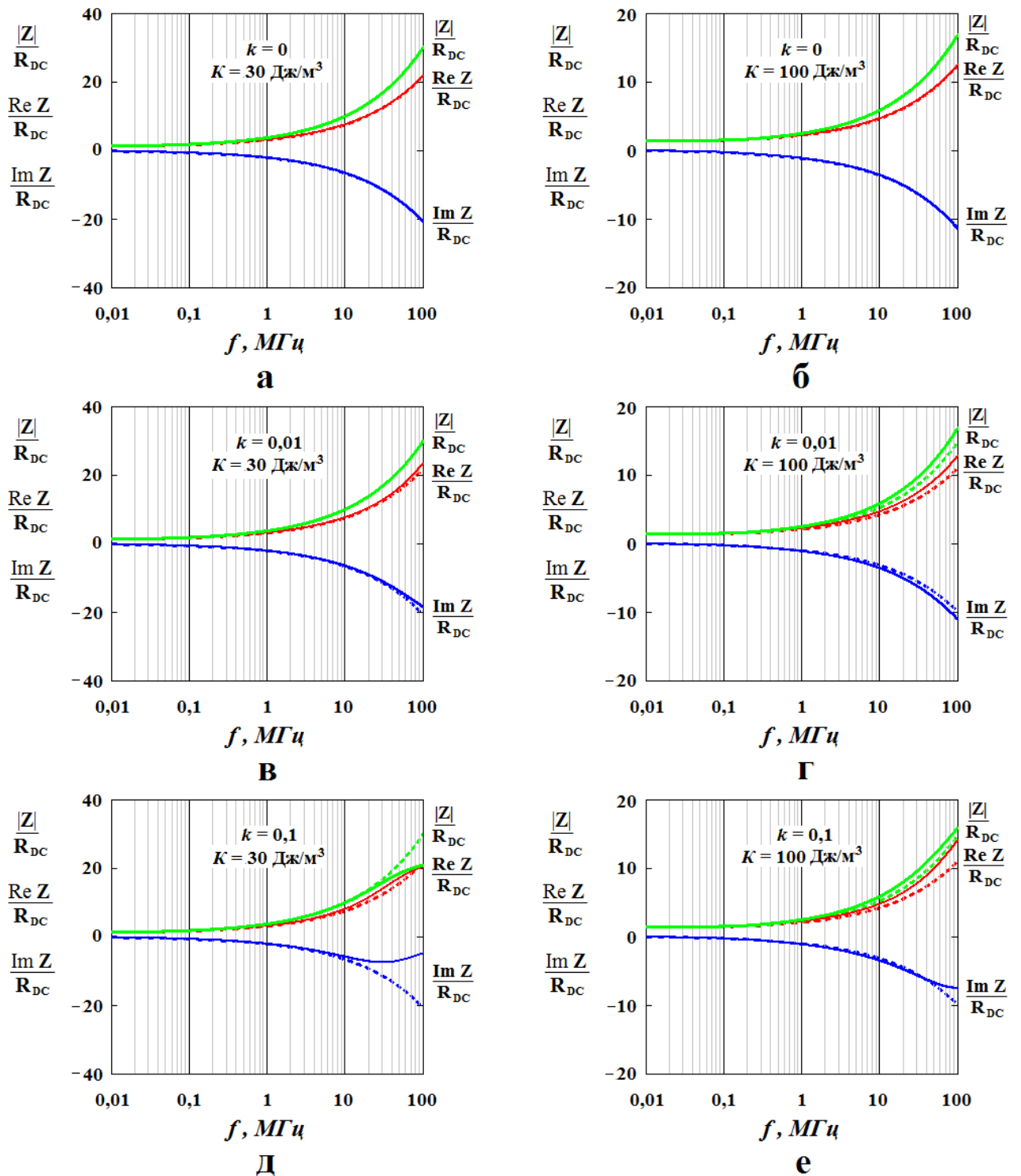


Рис. 2.18: Частотные зависимости модуля и компонент импеданса аксиально намагниченного провода, вычисленные исходя из значений циркулярной магнитной проницаемости, определяемой уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (сплошные линии) и квазистатической моделью однородного вращения намагниченности (пунктирные линии).

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}_{eff}] + k [\vec{M}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}], \quad (2.19)$$

где γ — гиромагнитное отношение и k — феноменологический параметр затухания. Для провода с одноосной аксиально ориентированной магнитной анизотропией выражение (2.19) позволяет определить тензор магнитной проницаемости, который в цилиндрической системе координат, согласно [141, 142, 69], примет вид

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

где

$$\mu = \frac{[\gamma(H + H_K + 4\pi M_S) - i\omega k][\gamma(H + H_K) - i\omega k] - \omega^2}{[\gamma(H + H_K) - i\omega k]^2 - \omega^2} \quad (2.21)$$

$$\mu_a = \frac{4\pi M_S \gamma \omega}{[\gamma(H + H_K) - i\omega k]^2 - \omega^2} \quad (2.22)$$

Циркулярная магнитная проницаемость вычисляется как

$$\mu_\phi = \frac{\mu^2 - \mu_a^2}{\mu}. \quad (2.23)$$

Определив $\mu_\phi(\omega, H)$, несложно, используя выражения (2.9), (2.11), найти соответствующие зависимости глубины скин-слоя $\delta(\omega, H)$ и импеданса $Z(\omega, H)$ цилиндрического провода.

Расчетные частотные зависимости модуля импеданса Z и его компонент Z' и Z'' , полученные согласно (2.23) из частотной зависимости μ_ϕ , определяемой уравнением движения вектора намагниченности (уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта - ЛЛГ) и тензором магнитной проницаемо-

сти, приведены на рисунке 2.18 сплошными линиями. При вычислении использованы параметры, характерные для исследуемого класса материалов: $M_S = 3,2 \cdot 10^5 \text{ А/м}$, константа магнитной анизотропии $K \sim 10 \div 100 \text{ Дж/м}^3$, радиус провода $a = 90 \text{ мкм}$, удельное электросопротивление $\rho = 10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $R_{DC} = 2 \text{ Ом}$, параметр затухания $k \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ [143, 69, 144].

Частотные зависимости модуля импеданса Z и его компонент Z' и Z'' , представленные пунктиром, рассчитаны исходя из выражения (2.17) для циркулярной магнитной проницаемости провода, полученного в рамках квазистатической модели однородного вращения намагниченности.

В исследуемом частотном диапазоне (до 100 МГц) при нулевом значении параметра затухания, независимо от величины константы магнитной анизотропии провода, модуль импеданса и его компоненты, вычисленные исходя из μ_ϕ , определяемой уравнением ЛЛГ (2.19), совпадают со значениями, вычисленными исходя из μ_ϕ , определяемой квазистатической моделью однородного вращения намагниченности (рис.2.18 а,б).

Учет k приводит к появлению на частотах выше $\sim 10 \text{ МГц}$ различий в значениях Z , Z' и Z'' , вычисленных с использованием μ_ϕ , определяемых разными методами (рис.2.18 в—е). Однако на частотах до 100 МГц величины $|Z|$ остаются близки. Так, при $k = 0,01$ и $K = 100 \text{ Дж/м}^3$ (рис.2.18, г), в диапазоне $f = 30 \div 100 \text{ МГц}$ различия в $|Z|$ изменяются от 7% до 15%, при $k = 0,1$ и $K = 30 \text{ Дж/м}^3$ от 5% до 34% (рис.2.18, д).

Внешнее аксиальное магнитное поле H оказывает влияние на различие значений μ_ϕ и, следовательно, Z , Z' и Z'' , вычисленных разными методами (рис.2.19, а—г). С ростом H различия в значениях $|Z|$ снижаются. При этом основные изменения происходят в магнитных полях меньших H_K . На частоте 50 МГц и магнитных полях выше 1 кА/м, при всех исследованных значениях K , величины Z , Z' и Z'' , вычисленные разными методами, становятся практически равны. Различие в вычисленных разными методами значениях Z , Z' и Z'' для частоты 100 МГц исчезает в магнитных полях выше 2 кА/м.

Таким образом, значения импеданса, вычисленные исходя из магнитной проницаемости, определяемой квазистатической моделью вращения намагниченности, в исследуемом частотном диапазоне достаточно хорошо кор-

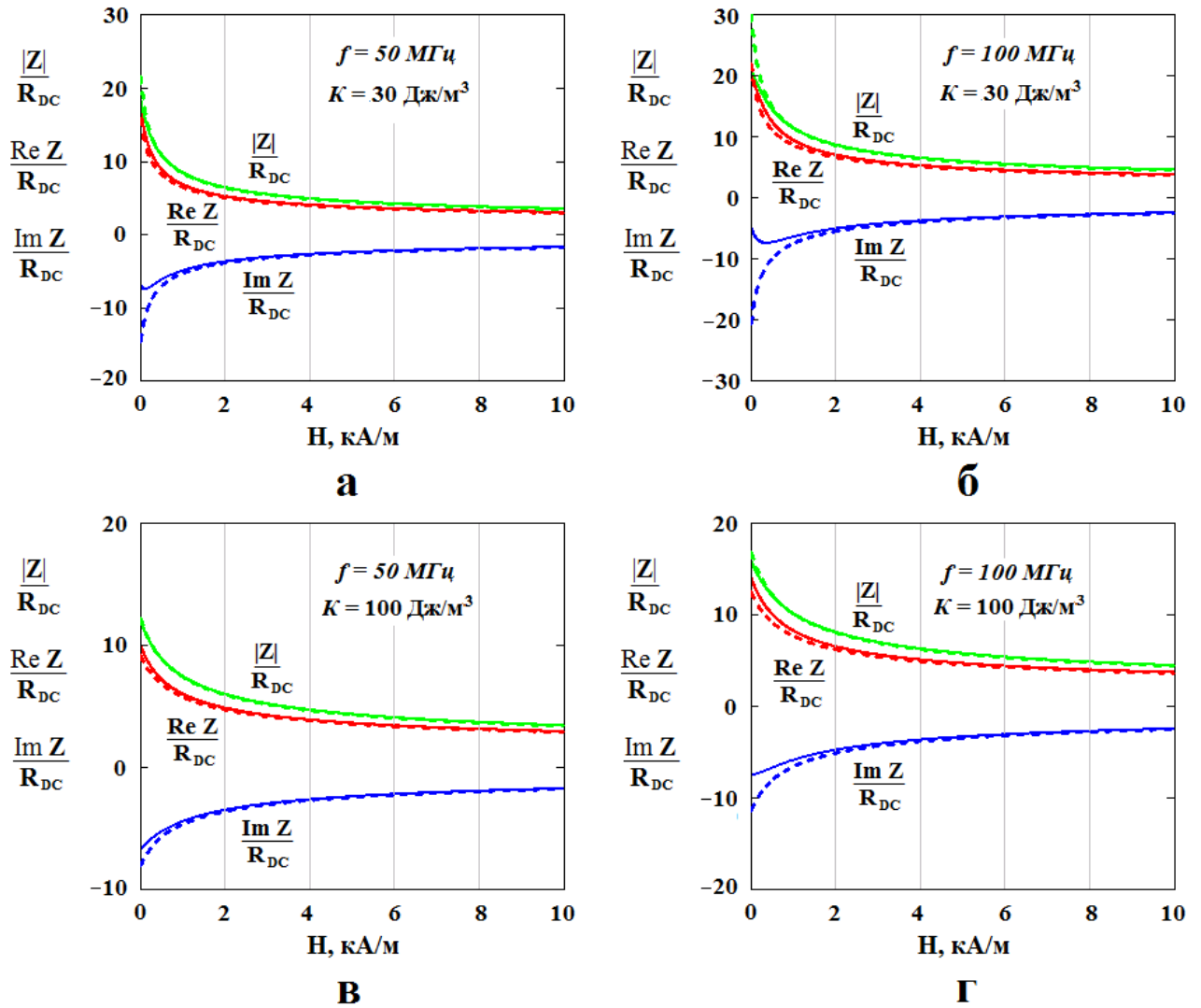


Рис. 2.19: Зависимости модуля импеданса и его компонент от напряженности внешнего аксиального магнитного поля, вычисленные исходя из значений циркулярной магнитной проницаемости, определяемой уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (сплошные линии) и квазистатической моделью однородного вращения намагниченности (пунктирные линии).

релируют со значениями полученными в рамках динамического уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Данный вывод согласуется и с мнением авторов [138].

Стоит отметить, что μ_ϕ ферромагнитного провода с циркулярными доменами в приповерхностном слое, также как и μ_\perp для лент, определяемая в однородном поперечном магнитном поле, будет зависеть от двух составляющих связанных с процессами движения доменных границ μ_{dw} и вращения векторов намагниченности доменов μ_{rot} . Зная их, несложно оценить возможный максимальный положительный эффект магнитоимпеданса $(\Delta Z/Z_0)_{max} = (Z_{max} - Z_0)/Z_0$. Так, для строго циркулярной ориентации намагниченности в приповерхностных доменах при $H = 0$ начальное значение $\mu_\phi = \mu_{dw}$, а при $H = H_K$ - магнитная проницаемость $\mu_\phi = \mu_{rot}$, значит

$$(\Delta Z/Z_0)_{max} = (\mu_{rot}^{1/2} - \mu_{dw}^{1/2})/\mu_{dw}^{1/2} \quad (2.24)$$

Естественно, чем меньше начальная магнитная проницаемость μ_{dw} , тем выше значения эффекта магнитоимпеданса. В реальных объектах, даже при $\mu_{dw} \approx 1$, наличие аксиальной и радиальной компонент намагниченности провода значительно снижает значения $\Delta Z/Z_0$.

2.2.3 Магнитная проницаемость и импеданс аморфного упрягодеформированного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$

Частотные особенности изменения дифференциальной магнитной проницаемости магнитомягких проводов с низкой положительной константой магнитострикции под влиянием упругой деформации растяжения рассмотрены на сплавах составов $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ [145]. Диаметр проводов составлял (150 ÷ 170) мкм, длина исследуемых образцов 30 мкм. При измерении магнитной проницаемости внешнее квазиста-

тическое магнитное поле создавалось соленоидом в центре которого размещалась аксиально-ориентированная измерительная катушка с образцом. Изменение напряжения на катушке при воздействии на провод растягивающих сил характеризовало изменение его аксиальной магнитной проницаемости μ .

Различное влияние деформации растяжения на дифференциальную магнитную проницаемость и ее магнитополевые зависимости на низких и высоких частотах переменного магнитного поля обусловлены комбинированной магнитной анизотропией магнитомягкого провода. В качестве примера на рисунке 2.20 представлены характерные магнитополевые зависимости отношения $\mu(H)$ – дифференциальной магнитной проницаемости в магнитном поле H к $\mu_{m(\sigma=0)}$ – максимальной дифференциальной магнитной проницаемости при $\sigma = 0$. Зависимости приведены для частот 1 кГц и 10 МГц при различных значениях растягивающих напряжений.

На частотах менее 10 кГц при $\sigma = 0$ с увеличением H магнитная проницаемость монотонно уменьшается и в магнитном поле $H_n \approx 100$ А/м становится близка к намагниченности насыщения (рис.2.20, а). С ростом σ влияние H на μ в магнитных полях менее 100 А/м существенно снижается, а интервал ΔH , в котором изменения μ становятся незначительны возрастает. Изменение максимальной дифференциальной магнитной проницаемости μ_m под воздействием изменяющихся растягивающих напряжений от 0 до 350 МПа не превышает 10%. При этом, величина магнитного поля H_n остается практически неизменной. В результате зависимость $\mu(H)$ приближается к прямоугольному виду.

На частотах выше 10 кГц при $\sigma = 0$ в магнитных полях $H < 100$ А/м наблюдается слабый гистерезис μ (рис.2.20, б). С дальнейшим ростом H магнитная проницаемость монотонно уменьшается. При увеличении σ интервал магнитных полей гистерезиса μ становится шире, а сам гистерезис снижается и при некотором, характерном для данной частоты значении σ , полностью исчезает. Максимум зависимости $\mu(H)/\mu_{m(\sigma=0)} = f(H)$ с ростом σ также уменьшается и сглаживается. На частоте 10 МГц увеличение σ до 352 МПа вызывает уменьшение μ_m , более чем на 90%.

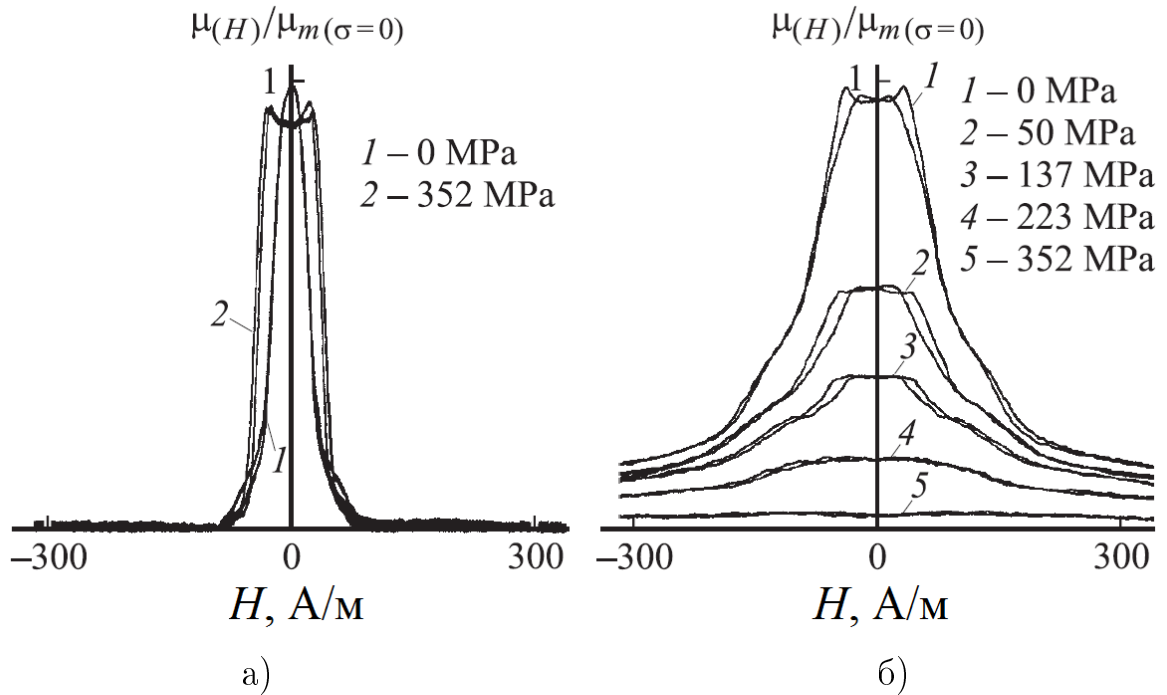


Рис. 2.20: Магнитополевые зависимости отношения $\mu(H)$ – дифференциальной магнитной проницаемости в магнитном поле H при различных значениях растягивающих напряжений к максимальной дифференциальной магнитной проницаемости $\mu_m(\sigma=0)$ при $\sigma = 0$. Зависимости получены на аморфном проводе $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ диаметром 170 мкм на частотах переменного магнитного поля 1 кГц (а) и 10 МГц (б).

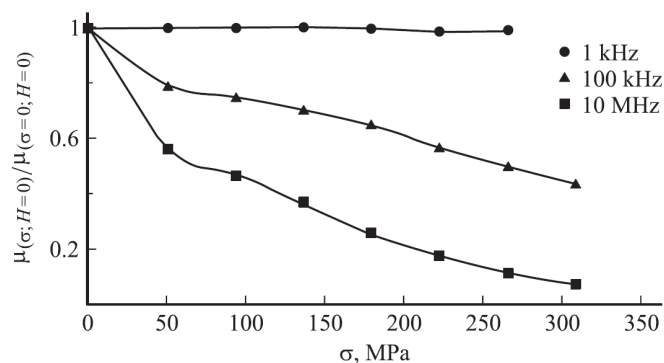


Рис. 2.21: Зависимости приведенной дифференциальной магнитной проницаемости аморфного провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ от величины растягивающих напряжений на разных частотах переменного магнитного поля.

Существенное различие в степени влияния на μ упругих растягиваю-

щих напряжений на низких и высоких частотах переменного магнитного поля отражается и на зависимостях $\mu(\sigma)$ при $H = 0$ (рис. 2.21). На частотах менее 10 кГц μ практически не зависит от σ . На более высоких частотах с ростом σ магнитная проницаемость монотонно уменьшается.

Рассмотренные частотные особенности зависимостей аксиальной магнитной проницаемости $\mu(H, \sigma)$ наблюдались и на проводе состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$.

Характер зависимостей импеданса Z аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от внешнего аксиального магнитного поля H для разных частот f пробного тока также различен (рис.2.22). На частотах переменного тока ниже $f_p = 2$ МГц импеданс с ростом магнитного поля монотонно убывает (рис.2.22, а). На частотах переменного тока выше f_p зависимости $Z(H)$, при некотором характерном значении внешнего магнитного поля H_p , имеют максимум (рис.2.22, б).

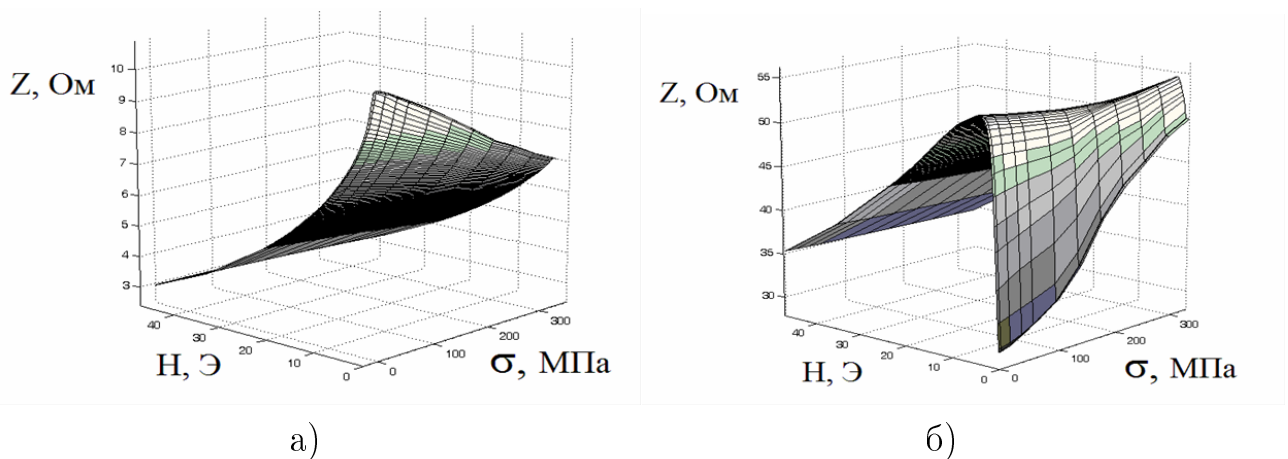


Рис. 2.22: Экспериментальные зависимости импеданса Z аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от внешнего аксиального магнитного поля H и упругих растягивающих напряжений σ . Частота пробного тока составляет 1 МГц (а) и 100 МГц (б).

Частотные изменения магнитолевых зависимостей как действительной, так и мнимой компонент импеданса подобны изменению его модуля (рис.2.23). Однако, частоты f_p , соответствующие смене характера зависимостей $Z'(H)$ и $Z''(H)$, различны. В отличие от Z , частота, соответствующая появлению максимума на магнитолевой зависимости Z'' , составляет ~ 1 МГц, а на зависимости $Z'(H) \sim 6$ МГц. С ростом растягивающих напря-

жений значения f_p , соответствующие зависимостям $Z'(H)$ и $Z''(H)$, также как и для $Z(H)$, увеличиваются. При этом более низкие значения f_p для $Z''(H)$, по сравнению с f_p для $Z(H)$ и $Z'(H)$, сохраняются во всем исследованном диапазоне σ .

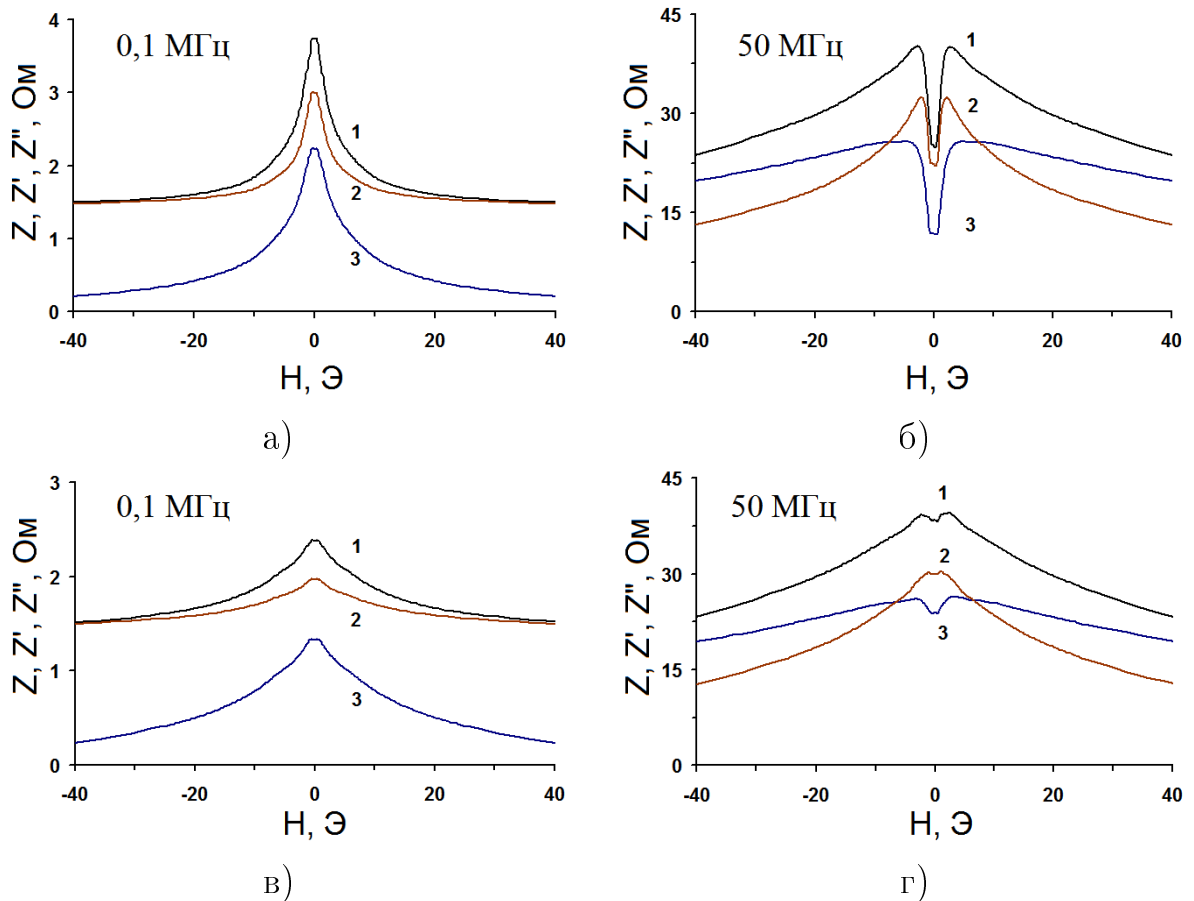


Рис. 2.23: Экспериментальные зависимости импеданса Z - 1, его действительной Z' - 2 и мнимой Z'' - 3 компонент от внешнего аксиального магнитного поля H для аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. Частота пробного тока составляет 0,1 МГц (а, в) и 50 МГц (б, г), растягивающие механические напряжения $\sigma = 0$ МПа (а, б) и 327 МПа (в, г).

На зависимости начального импеданса Z_0 проводов (в отсутствие внешнего магнитного поля) от механических напряжений можно выделить три диапазона частот, в которых зависимость $Z_0(\sigma)$ имеет различный характер (рис. 2.25) [146]. В области относительно низких частот (от 10 кГц до 8 МГц) Z_0 монотонно уменьшается с ростом растягивающих напряжений. На частотах до 2 МГц зависимости $Z_0(\sigma)$ близки к линейным. Для диапазона частот от 8 МГц до 20 МГц зависимость $Z_0(\sigma)$ имеет слабо выраженный

экстремальный характер: рост упругих напряжений сначала приводит к незначительному увеличению Z_0 , затем наблюдается его падение. В диапазоне частот от 20 МГц до 100 МГц рост упругих напряжений приводит к увеличению начального импеданса. Такое поведение зависимостей $Z_0(\sigma)$ в исследованном частотном диапазоне характерно и для проводов состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$.

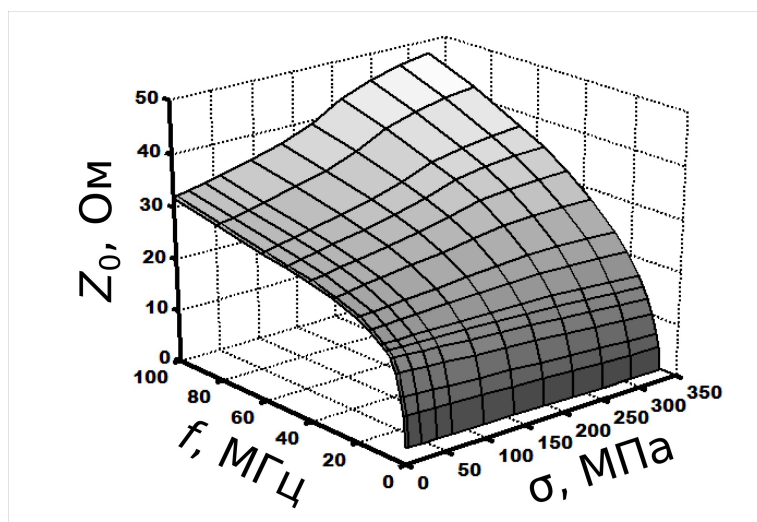


Рис. 2.24: Зависимости начального импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от частоты переменного тока и от упругих растягивающих напряжений.

Внешнее магнитное поле изменяет зависимость импеданса от растягивающих напряжений. Величина максимального импеданса Z_m монотонно уменьшается с ростом упругих напряжений σ в диапазоне частот переменного тока от 10 кГц до 60 МГц. При этом для указанных частот зависимость $Z_m(\sigma)$ близка к линейной. На частотах выше 60 МГц зависимость $Z_m(\sigma)$ имеет слабо выраженный экстремальный характер. Рост упругих напряжений вначале незначительно уменьшает значение максимального импеданса, а затем приводит к его увеличению (рис. 2.25).

Напряженность аксиального магнитного поля H_p , соответствующего максимальному значению импеданса Z_m на зависимостях $Z(H)$ (для частот переменного тока выше f_p), при увеличении упругой растягивающей деформации провода уменьшается (рис.2.26).

Учитывая частотную зависимость глубины скин-слоя, можно заключить, что особенности зависимостей $\mu(\sigma)$, $Z_0(\sigma)$, $Z_m(\sigma)$, $H_p(\sigma)$ на разных

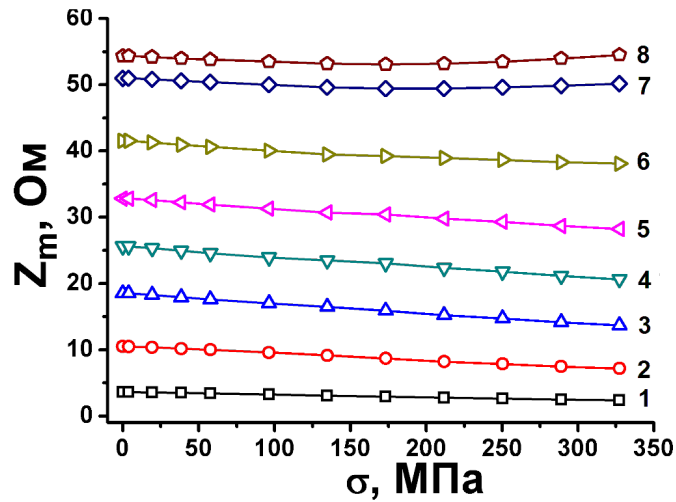


Рис. 2.25: Зависимости максимального импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от упругих растягивающих напряжений для частот переменного тока: 1 – 0,1 МГц; 2 – 1 МГц; 3 – 4 МГц; 4 – 10 МГц; 5 – 20 МГц; 6 – 40 МГц; 7 – 80 МГц; 8 – 100 МГц

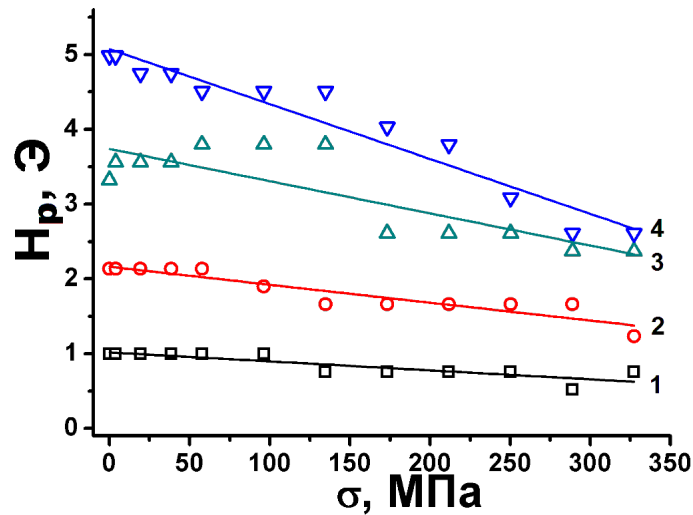


Рис. 2.26: Влияние упругих растягивающих напряжений на величину магнитного поля, соответствующего максимуму магнитополевой зависимости импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ на частотах переменного тока: 1 – 2 МГц; 2 – 10 МГц; 3 – 50 МГц; 4 – 100 МГц.

частотах обусловлены доминирующим влиянием на μ и μ_ϕ областей провода с разным типом магнитной анизотропии. Причины наблюдаемых изменений Z_0 , Z_m , H_p при упругой деформации провода и их связь с доменной структурой будут рассмотрены в следующем параграфе 2.2.4.

2.2.4 Доменная структура аморфного провода с низкой положительной магнитострикцией

Как отмечалось ранее, высокие значения и радиальный градиент внутренних напряжений в аморфных магнитомягких проводах, полученных быстрой закалкой из расплава, обуславливают формирование в них неоднородной магнитной доменной структуры [121, 137, 136, 147, 35, 124, 21, 126, 127, 130, 134, 131, 148, 149, 150]. Ее наличие оказывает значительное влияние не только на магнитные и магнитоупругие, но и на высокочастотные электрические свойства, в частности, определяет вид магнитолевых зависимостей импеданса на разных частотах. Высокая чувствительность импеданса магнитомягкого проводника к изменениям его магнитной структуры в последнее время используется не только для послойного анализа его магнитной анизотропии и магнитоупругих свойств, но и для детектирования процессов структурной релаксации сплавов, включая ее начальные стадии [2, 58].

Из рассмотренных теоретических и экспериментальных данных отклика μ_ϕ и Z на воздействие H и σ следует, что зависимости $Z(H, \sigma)$ в диапазоне частот (0,01 ÷ 2) МГц (рис.2.22, а) определяются преимущественно аксиальным типом магнитной анизотропии (рис.2.16, г). На более высоких частотах значительное влияние на $Z(H, \sigma)$ начинает оказывать циркулярная компонента M (рис.2.22, б; рис.2.16, а). То, что изучаемые аморфные провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ имеют положительную магнитострикцию, в частности, подтверждается характерным снижением значений магнитного поля H_p , соответствующего максимальному значению импеданса Z_m провода (для всех частот переменного тока выше f_p), при увеличении растягивающих напряжений (рис.2.26). Наблюдаемая в эксперименте тенденция к уменьшению H_p с ростом σ коррелирует с расчетной зависимостью величины магнитного поля соответствующего максимуму на магнитолевой зависимости циркулярной магнитной проницаемости от упругих растягивающих напряжений (рис.2.27).

Наблюдаемая немонотонность зависимостей $H_p(\alpha)$ обсуждалась ранее (параграф 2.1.1) при рассмотрении расчетной зависимости $H_m(\alpha)$ — зави-

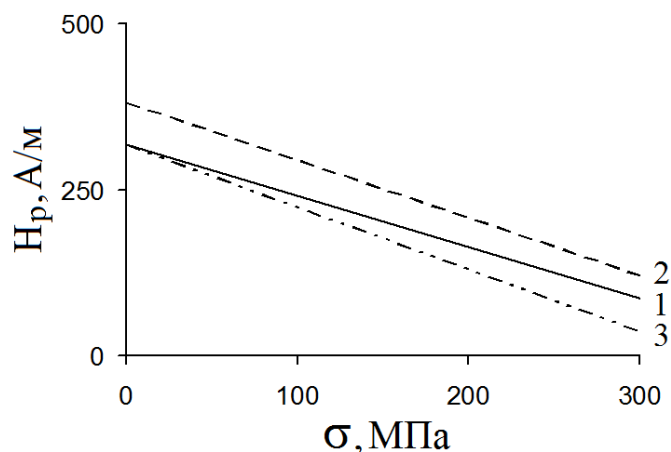


Рис. 2.27: Расчетные зависимости величины магнитного поля H_p соответствующего максимуму на магнитолевой зависимости циркулярной магнитной проницаемости от упругих растягивающих напряжений для разных углов α отклонения ЛЛН от циркулярного направления: 1) $\alpha = 1^\circ$, 2) 15° , 3) 30° . При вычислении использованы следующие параметры: $M_S = 3,2 \cdot 10^5 \text{ А/м}$, $K = 60 \text{ Дж/м}^3$, $\lambda_S = 10^{-7}$.

симости внешнего магнитного поля, соответствующего максимуму на зависимостях $\mu_{rot}(H)$, от угла α отклонения пробного магнитного поля от ОЛН (рис.2.12, б) в планарных средах.

Из экспериментальных зависимостей $Z_0(f)$, используя выражение (2.9), можно определить частотную зависимость глубины скин-слоя (рис.2.28, зависимость 1). На частотах порядка десятков кГц глубина скин-слоя близка к радиусу провода, который составляет 85 мкм. В диапазоне частот (0,1 ÷ 100) МГц глубина скин-слоя имеет значения $\sim (30 \div 2)$ мкм, соответственно. Зависимость $\delta(f)$, вычисленная исходя из значения μ_ϕ для аксиального типа анизотропии с использованием магнитных параметров данного провода и значения его электросопротивления (рис.2.28, зависимость 2), также, как и анализ зависимостей $Z(H, \sigma)$, позволяет оценить глубину скин-слоя, на которой начинает проявляться влияние на Z циркулярной компоненты намагниченности. При $\delta > 7$ мкм ($f < 2$ МГц) зависимости $\delta(f)$, вычисленные исходя из экспериментальных значений импеданса и расчетной величины μ_ϕ для аксиальной магнитной анизотропии близки, что согласуется с данными частотных изменений характера магнитоимпедансных и стрессимпедансных зависимостей.

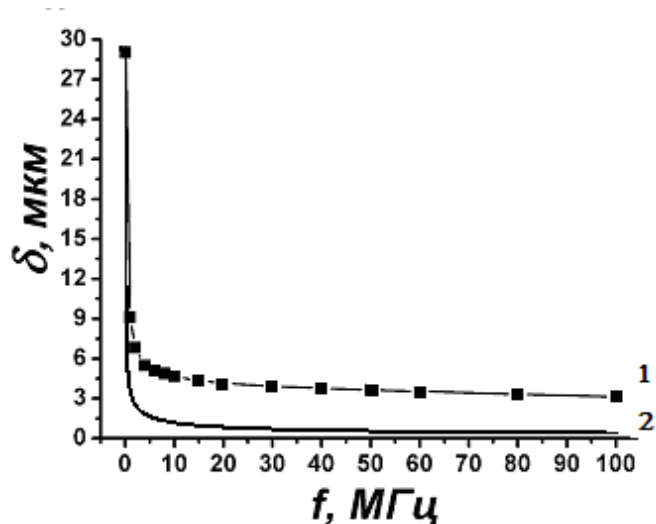


Рис. 2.28: Частотные зависимости глубины скин-слоя, рассчитанные исходя: 1) из экспериментальных значений импеданса Z_0 аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, диаметром 170 мкм; 2) из значения циркулярной магнитной проницаемости, вычисленной для аксиального типа анизотропии на основании магнитных параметров данного провода и значения его электросопротивления.

Эффективный объем V_{axi} аксиально намагниченной части аморфного провода в приближении ее однодоменности по всей его длине l можно оценить из результатов магнитометрических исследований. Этот объем будет пропорционален отношению остаточной индукции к индукции насыщения провода $V_{axi} = V_{wire} B_R/B_S$, где V_{wire} — объем провода. В данном случае пренебрежение влиянием краевых доменов с аксиальной компонентой намагниченности на остаточную индукцию обоснованно для длин провода при которых $B_R/B_S \approx const$. Значения B_R/B_S провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ диаметром 170 мкм близки к насыщению при длине более 8 см и составляют $\sim 0,85$ (рис.2.29).

Для традиционной модели доменной структуры провода, имеющего аксиально намагниченный kern, его радиус, согласно определенному значению B_R/B_S , должен составлять ~ 78 мкм (рис.2.30, а). Таким образом, толщина приповерхностной области исследуемого провода с циркулярной ориентацией намагниченности близка к 7 мкм. Данное значение коррелирует с определенной ранее глубиной скин-слоя, соответствующей переходу зависимостей $Z(H)$ от монотонно убывающего вида к виду с экстремумом,

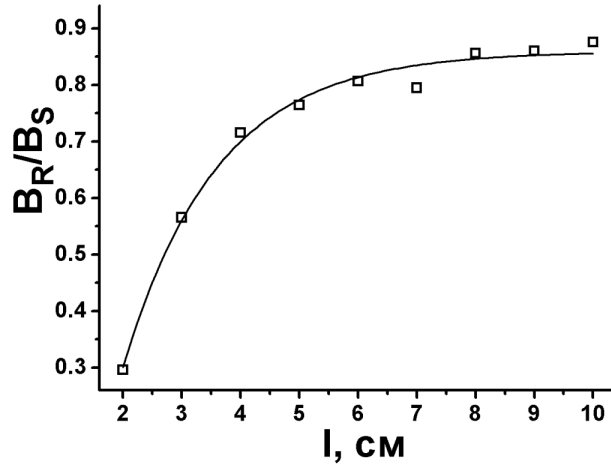


Рис. 2.29: Зависимость относительной остаточной индукции аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от ее длины, полученная индукционным методом на частоте перемагничивания 2 кГц. Диаметр провода 170 мкм.

свидетельствующему о наличии в приповерхностной области провода циркулярной компоненты намагниченности. Однако, оценочное значение глубины скин-слоя, соответствующее частоте f_p перехода зависимостей $Z(H)$ от монотонно убывающего вида к виду с экстремумом, позволяет говорить только о наличии в приповерхностном слое провода на глубине менее 7 мкм циркулярной компоненты намагниченности, а не о циркулярно намагниченном слое такой толщины. При совпадении глубины скин-слоя и толщины оболочки провода с доминирующей циркулярной компонентой намагниченности магнитополевые зависимости импеданса уже должны практически полностью определяться μ_ϕ оболочки, а эффект положительного магнитоимпеданса $(Z_{max} - Z_0)/Z_0$ достигать высоких значений.

Для проводов с положительной константой магнестрикции традиционной считается радиальная намагниченность приповерхностной области провода [122, 123, 132], но такое распределение намагниченности не согласуется с высоким значением остаточной магнитной индукции провода с низкой положительной λ_s и экспериментальными данными его магнитоимпедансных и стрессимпедансных исследований.

Для аморфного провода с низким положительным значением λ_s была предложена модель доменной структуры, вытекающей из распределения закалочных напряжений [131]. Ее особенностью является приповерхност-

ный слой с аксиальной ориентацией намагниченности и kern с циркулярной. Согласно [131], данная модель хорошо описывает и высокое значение остаточной продольной индукции, и различные эффекты, наблюдаемые в магнитомягком проводе с $\lambda_s > 0$.

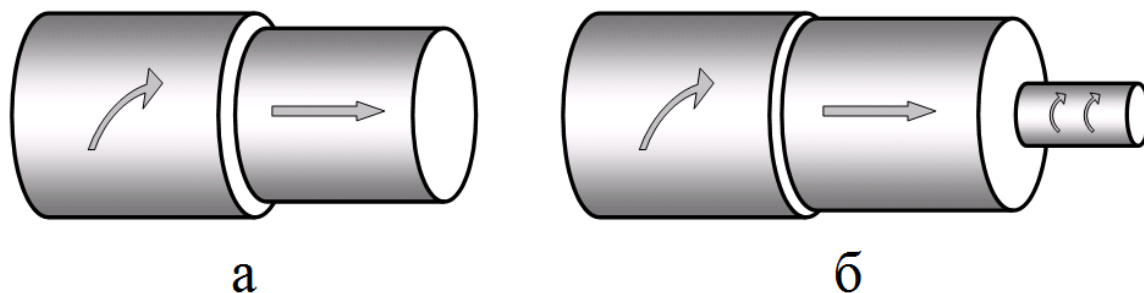


Рис. 2.30: Модели распределения намагниченности в аморфном проводе с низким положительным значением константы магнитострикции.

Однако, и эта модель не согласуется с результатами магнитоимпедансных исследований, а именно с наличием возрастающего участка на магнитолевой зависимости импеданса на частотах выше f_p , свидетельствующем о наличии циркулярной компоненты намагниченности вблизи поверхности провода.

Объяснение результатов экспериментальных исследований аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ возможно, если дополнить модель магнитной доменной структуры аморфного провода с низкой положительной константой магнитострикции [131] наличием относительно тонкого приповерхностного слоя с геликоидальным типом эффективной магнитной анизотропии (рис.2.30, б). Применительно к рассмотренному проводу, оценка размеров областей с разным типом магнитной анизотропии, вытекающая из импедансных и магнитометрических исследований, дает следующие результаты: радиус керна составляет около 25% от радиуса провода; толщины последующих слоев с аксиальной и геликоидальной ориентациями намагниченности $\sim 70\%$ и $\sim 5\%$, соответственно.

2.2.5 Компонентный анализ комплексного сопротивления магнитомягкого провода с неоднородной магнитной структурой, подвернутого деформационным и магнитополевым воздействиям

В подавляющем большинстве работ, посвященных изучению эффекта магнитоимпеданса и разработке на его основе высокочувствительных датчиков различных внешних воздействий, включая биосенсеры, а также перспективам применения магнитоимпедансной спектроскопии для исследований магнитной и дефектной структур сплавов, внимание акцентируется на модуле комплексного импеданса, а его компоненты практически не анализируются. В тоже время стоит отметить, что именно они непосредственно характеризуют свойства материала, а их анализ позволил бы расширить возможности метода магнитоимпедансной спектроскопии и магнитоимпедансных преобразователей.

Рассмотрим один из возможных подходов к анализу магнитной доменной структуры магнитомягкого провода с низкой положительной константой магнитострикции исходя, преимущественно, из отклика действительной и мнимой компоненты комплексного сопротивления (импеданса) на упругое деформационное воздействие [151].

Влияние внешних магнитных полей и упругих растягивающих напряжений на модуль импеданса Z , его действительную Z' (активную) и мнимую Z'' (реактивную) составляющие исследовано на аморфном магнитомягком проводе состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ радиусом $(75 \div 90)$ мкм. Для определения Z , Z' и Z'' их частотных и магнитополевых зависимостей, а также для изучения стрессимпедансного эффекта использован автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии на базе прецизионного анализатора импеданса Agilent 4294A, описанный в параграфе 1.2 [73]. В ходе измерений действующее значение пробного переменного тока составляло 1 мА, а его частотный диапазон — $f = (0, 01 \div 100)$ МГц. Магнитоимпедансный эффект исследовался в магнитных полях на-

пряженностью H до 12 кА/м, ориентированных вдоль оси провода. Растягивающие напряжения варьировались в интервале $\sigma = (0 \div 327)$ МПа.

Частотные зависимости действительной компоненты импеданса провода при всех исследованных значениях σ являются монотонно возрастающими. Однако можно выделить три частотных диапазона, в которых характер влияния σ на Z' различен.

В первом, низкочастотном диапазоне $f = (0,01 \div 5)$ МГц, увеличение растягивающих напряжений приводит к уменьшению Z' (рис.2.31, а). В третьем диапазоне – на частотах $(50 \div 100)$ МГц (для $\sigma \leq 327$ МПа) – к ее росту. В промежуточном, втором диапазоне частот, зависимость $Z'(\sigma)$ имеет максимум.

Следует отметить, что воздействие внешнего аксиально ориентированного магнитного поля H влияет на значения граничных частот. Так, для того же диапазона растягивающих напряжений $(0 \div 327)$ МПа, при $H = 80$ А/м граничные частоты, соответствующие смене характера зависимости $Z'(\sigma)$, составляют уже ~ 10 МГц и ~ 60 МГц.

Частотные зависимости модуля импеданса подобны зависимостям $Z'(f)$ (рис.2.31, в), но граничные частоты, соответствующие смене характера влияния σ на Z , несколько ниже. В прикладном аспекте представляет интерес узкий частотный диапазон $(6,3 \div 6,5)$ МГц, в котором влияние на модуль импеданса магнитомягкого провода растягивающих напряжений до значений ~ 200 МПа минимально (соответствующее изменение импеданса менее 1%). Диапазон частот, соответствующий близким к нулю значениям стрессимпедансного эффекта, наблюдался и на аморфных проводах состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$.

В отличие от $Z'(f)$, зависимость $Z''(f)$ недеформированного провода немонотонна, и в диапазоне $(1 \div 3)$ МГц она имеет слабо выраженный максимум. (рис.2.31, б). При растягивающем воздействии на провод $Z''(f)$ становится монотонно возрастающей. Для зависимостей $Z''(\sigma)$, как и в случае с $Z'(\sigma)$, можно выделить три частотных диапазона в которых характер влияния σ на Z'' различен. На частотах $(0,01 \div 1)$ МГц растягивающие воздействия приводят к уменьшению мнимой компоненты импеданса, а на частотах $(6 \div 100)$ МГц (при $\sigma \leq 327$ МПа) – к ее росту. Таким образом, в

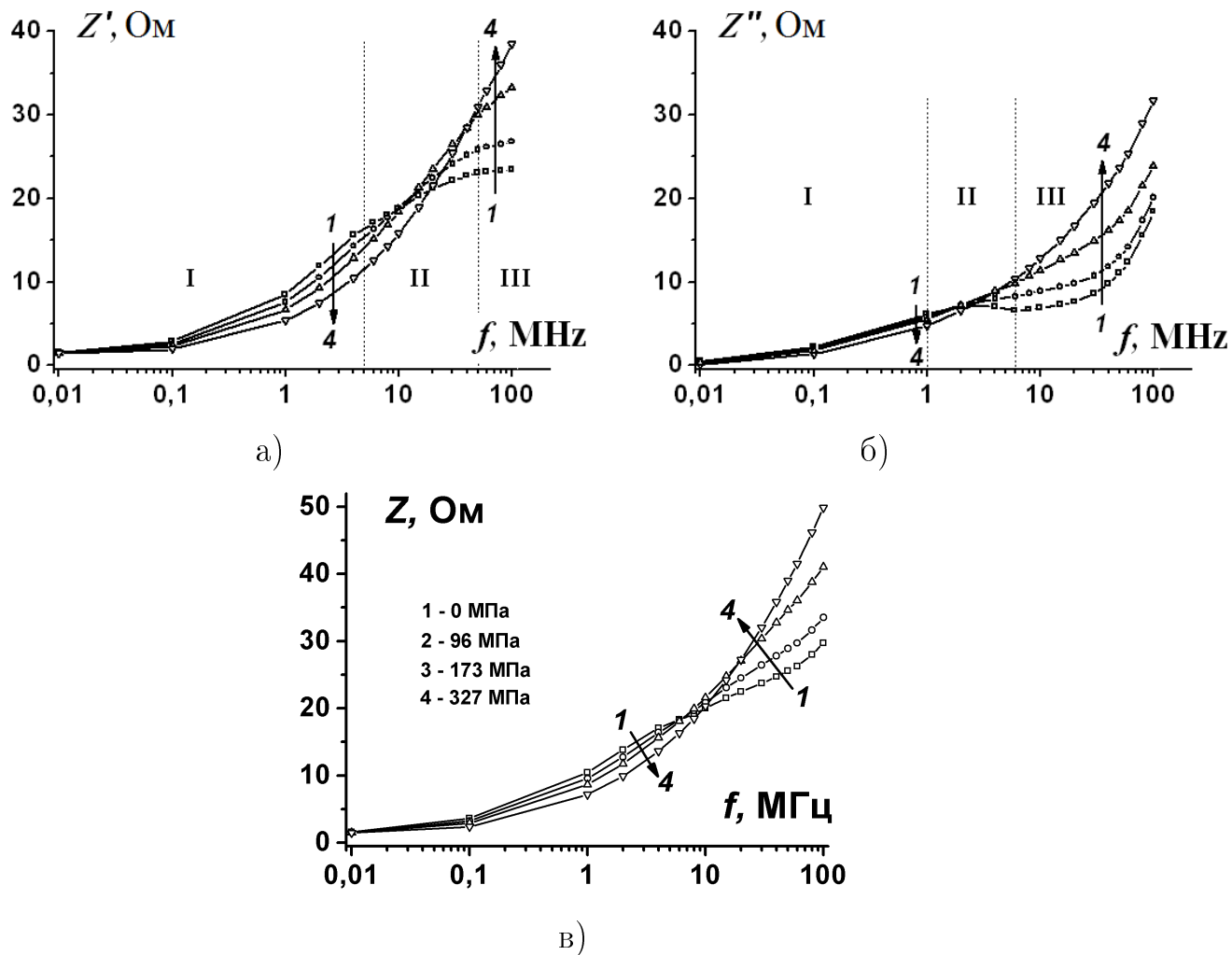


Рис. 2.31: Частотные зависимости действительной Z' (а), мнимой Z'' (б) компонент импеданса, а также модуля импеданса (в) аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ радиусом 85 мкм при разных значениях упругих растягивающих напряжений: кривая 1 – 0 МПа; 2 – 96 МПа; 3 – 173 МПа; 4 – 327 МПа.

отличие от частотных изменений $Z'(\sigma)$, диапазон частот, соответствующих переходу от монотонно убывающей к возрастающей зависимости $Z''(\sigma)$, сужается и смещается в область меньших значений f . Такое поведение $Z''(f)$ может свидетельствовать о достаточно резком частотном изменении циркулярной магнитной проницаемости μ_ϕ во многом определяющей значение Z'' .

Частотный переход от монотонно убывающих к возрастающим зависимостям $Z(\sigma)$, $Z'(\sigma)$ и $Z''(\sigma)$ хорошо прослеживается и на частотных зависимостях стрессимпедансного эффекта $(\Delta Z/Z_0)_\sigma = (Z_\sigma - Z_{\sigma=0})/Z_{\sigma=0}$,

а также соответствующих им частотных зависимостях относительных изменений компонент импеданса при растягивающем воздействии на провод $(\Delta Z'/Z'_0)_\sigma$ и $(\Delta Z''/Z''_0)_\sigma$ (рис. 2.32).

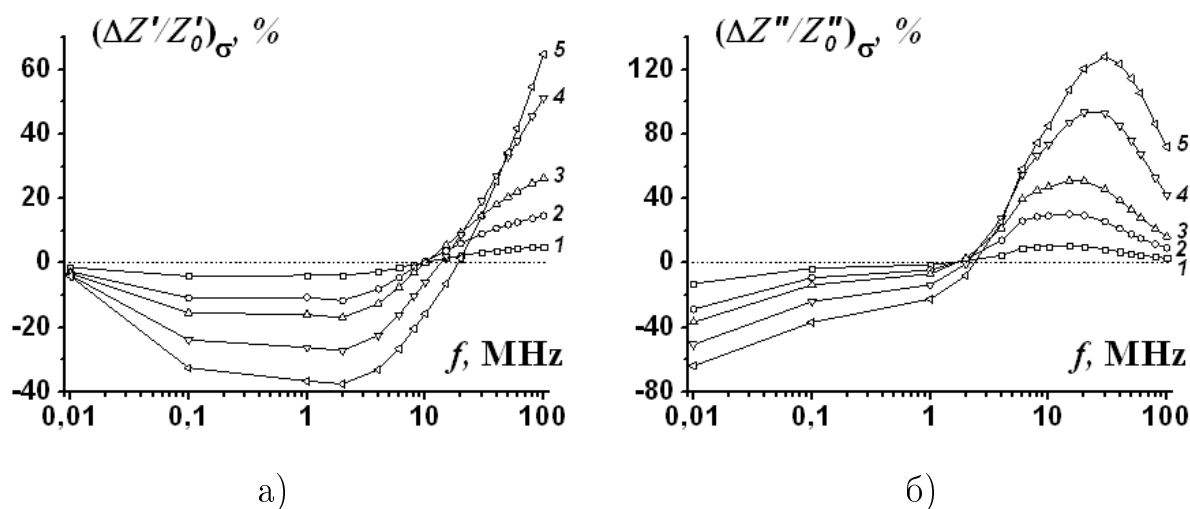


Рис. 2.32: Частотные зависимости относительного изменения действительной $(\Delta Z'/Z'_0)_\sigma$ — (а) и мнимой $(\Delta Z''/Z''_0)_\sigma$ — (б) компонент импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ при его упругой растягивающей деформации: 1 — $\sigma = 19$ МПа; 2 — $\sigma = 58$ МПа; 3 — $\sigma = 96$ МПа; 4 — $\sigma = 212$ МПа; 5 — $\sigma = 327$ МПа.

Частотная зависимость $(\Delta Z''/Z''_0)_\sigma$, в отличие от соответствующей зависимости $(\Delta Z'/Z'_0)_\sigma$, имеет максимум, который с ростом σ смещается в область более высоких значений f . Стрессимпедансный эффект наибольших значений достигает при его определении по мнимой компоненте импеданса и, что немаловажно, на меньших частотах по сравнению с $(\Delta Z'/Z'_0)_\sigma$ и $(\Delta Z/Z_0)_\sigma$. Так, при $\sigma = 327$ МПа на частоте 30 МГц он составляет $\sim 130\%$, в то время как $(\Delta Z'/Z'_0)_\sigma \approx 15\%$, а $(\Delta Z/Z_0)_\sigma \approx 35\%$ (рис. 2.33).

Рассмотренные особенности влияния σ на импеданс и его компоненты могут иметь прикладное значение. В частности, детектирование деформационного воздействия на магнитомягкие проводники по мнимой компоненте импеданса позволит значительно повысить чувствительность стрессимпедансных преобразователей. Не меньший практический интерес при разработке магнитопольевых и температурных датчиков, в которых чув-

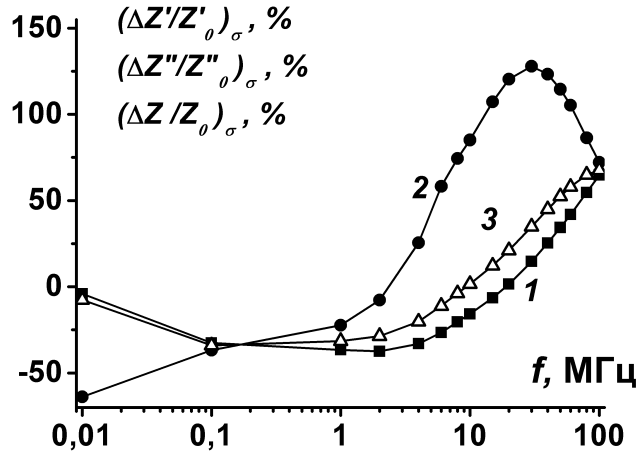


Рис. 2.33: Частотные зависимости относительного изменения действительной $(\Delta Z'/Z'_0)_\sigma - 1$ и мнимой $(\Delta Z''/Z''_0)_\sigma - 2$ компонент импеданса, а также его модуля $(\Delta Z/Z_0)_\sigma - 3$ под влиянием упругих растягивающих воздействий ($\sigma = 327$ МПа) на аморфный провод состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ радиусом 85 мкм.

ствительным элементом выступает магнитомягкий провод, представляет и наличие частотных диапазонов, в которых влияние деформаций на импеданс и его компоненты минимально (рис. 2.31, 2.32).

Влияние σ на частотные зависимости импеданса и его компонент достаточно показательно, так как позволяет делать вывод не только о факте неоднородной доменной структуры провода, но и определять доминирующие в его объеме типы магнитной анизотропии. Анализируя их, учтем, что определяющее влияние на импеданс в высокочастотном диапазоне оказывает глубина скин-слоя δ . Когда $\delta < a$ действительная компонента импеданса в основном обусловлена электросопротивлением объема провода, занимаемого скин-слоем $Z' = R_{DC}a^2/(2a\delta - \delta^2)$, где R_{DC} электросопротивление провода на постоянном токе. Если $\delta \ll a$ данное выражение переходит в известное $Z' = R_{DC}a/2\delta$ [93]. Таким образом, используя экспериментальную зависимость $Z'(f)$, можно определить частотную зависимость глубины скин-слоя $\delta(f)$. Найденная зависимость $\delta(f)$ позволяет оценить глубину скин-слоя, при которой происходит переход от внутренней области со значением циркулярной магнитной проницаемости $\mu_{\phi 1}$ к приповерхностной с $\mu_{\phi 2}$. Частота переменного тока, соответствующая этому переходу, определяется по максимуму зависимости $Z''(f)$ при $\sigma = 0$. Исходя из ее значения

следует вывод, что смена типа магнитной анизотропии происходит вблизи поверхности провода на глубине $\lesssim 6$ мкм.

Так как $Z'' \sim \sqrt{\mu_\phi \cdot f}$, наличие на зависимости $Z''(f)$ интервала частот с резким уменьшением dZ''/df при повышении f (на недеформированном проводе до отрицательных значений) свидетельствует о том, что $\mu_{\phi 1} > \mu_{\phi 2}$. Данное изменение μ_ϕ возможно как при уменьшении ее величины по мере приближения к поверхности провода с неизменной ориентацией намагниченности в его объеме, так и при переходе от аксиального (вдоль оси провода) типа магнитной анизотропии к геликоидальному или циркулярному типу.

Так как для данного провода $\lambda_S > 0$, наблюдаемое в низкочастотном диапазоне уменьшение Z' и Z'' с ростом σ свидетельствует о доминировании в его центральном объеме аксиальной магнитной анизотропии и увеличении ее эффективного значения при растягивающем воздействии, следствием чего является уменьшение μ_ϕ .

В области высоких частот увеличение Z'' с ростом σ подтверждает наличие в проводе тонкой оболочки с циркулярной компонентой намагниченности (при $\lambda_S > 0$ рост σ вызывает поворот намагниченности к аксиальному направлению и увеличение $\mu_{\phi 2}$) (рис.2.31, б). Рост σ должен приводить и к снижению глубины перехода от аксиальной к геликоидальной доменной структуре и, следовательно, к росту граничной частоты, соответствующей смене характера влияния σ на компоненты импеданса, что и наблюдалось в ходе эксперимента.

Сделанный исходя из частотных зависимостей импеданса и стрессимпедансных исследований вывод о наличии в проводе тонкой оболочки с геликоидальным типом анизотропии, окружающей его аксиально намагниченный слой, согласуется с частотным изменением вида магнитополевых зависимостей импеданса и его компонент. В низкочастотном диапазоне, при большой глубине скин-слоя, определяющее влияние на импеданс оказывает магнитная проницаемость области с аксиальным типом анизотропии, и с ростом H импеданс монотонно убывает (рис.2.22, а). В области высоких частот при глубине скин-слоя, соизмеримой или меньшей толщины оболочки, на зависимости $Z(H)$ появляется максимум (рис.2.22, б), который, как от-

мечалось выше, с ростом растягивающих напряжений смещается в область меньших магнитных полей (рис.2.26). Таким образом, обнаруженный вблизи 6 МГц узкий частотный интервал, в котором влияние на импеданс провода растягивающих деформаций минимально в сравнении со всем исследованным частотным диапазоном, обусловлен компенсационным характером вкладов в изменение эффективной циркулярной магнитной проницаемости под влиянием растягивающих сил соответствующих изменений магнитных проницаемостей областей провода с аксиальным и геликоидальным типами магнитных анизотропий.

Как и в случае с влиянием σ на частотные зависимости Z' и Z'' , для их магнитополевых зависимостей также обнаруживается различие частот соответствующих изменению $Z'(H)$ и $Z''(H)$ от монотонно убывающего вида к имеющему максимум. Так, появление максимума на зависимости $Z''(H)$ наблюдается на частоте ~ 1 МГц, а на зависимости $Z'(H)$ на ~ 6 МГц, т.е. изменение магнитной структуры провода вдоль его радиуса начинает проявляться на зависимости $Z''(H)$ на меньшей частоте и, соответственно, при большей глубине скин-слоя. Частоты, соответствующие появлению максимумов на зависимостях $Z'(H)$ и $Z''(H)$, достаточно хорошо коррелируют со значениями частот перехода от монотонно убывающего характера зависимостей $Z'(\sigma)$ и $Z''(\sigma)$ к экстремальным.

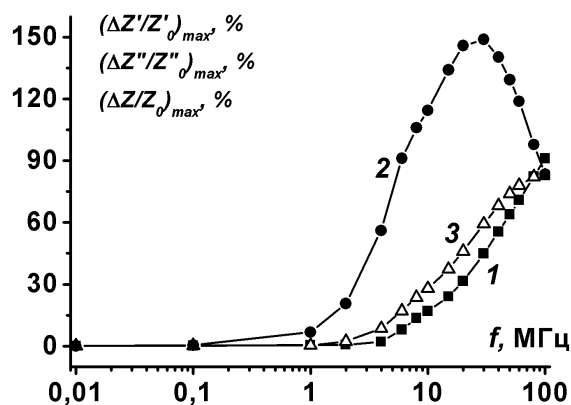


Рис. 2.34: Частотные зависимости максимального положительного эффекта магнитоимпеданса $(\Delta Z/Z_0)_{max}$ — кривая 3 и соответствующих ему относительных изменений действительной $(\Delta Z'/Z'_0)_{max}$ — 1 и мнимой $(\Delta Z''/Z''_0)_{max}$ — 2 компонент импеданса аморфного провода состава $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ радиусом 85 мкм.

Частотные зависимости максимального положительного эффекта магнитоимпеданса $(\Delta Z/Z_0)_H = (Z_{max} - Z_{H=0})/Z_{H=0}$, а также аналогично определяемых относительных изменений компонент импеданса $(\Delta Z'/Z'_0)_H$ и $(\Delta Z''/Z''_0)_H$, подобны соответствующим зависимостям стрессимпеданса (рис. 2.33, 2.34). Максимум на частотной зависимости $(\Delta Z''/Z''_0)_H$ также наблюдается на частоте 30 МГц и составляет $\sim 150\%$.

Данные частотные изменения вида магнитолевой зависимости импеданса и магнитоимпедансного эффекта типичны для проводов с отрицательной и слабой положительной магнитострикцией насыщения, имеющих комбинированный тип магнитной анизотропии [21, 126, 127, 129, 131]. Конечно, необходимо отметить, что пока параметры используемого оборудования позволяют достаточно точно определять типы магнитной анизотропии и глубину перехода от одного типа к другому для магнитных систем, захватываемых скин-слоем на частотах $\sim (0, 1 \div 100)$ МГц. Поэтому, вывод о наличии в проводе области с аксиальной магнитной анизотропией может рассматриваться только до глубины ~ 40 мкм, соответствующей скин-слою на 100 кГц. Так как, радиус исследованного провода значительно превышает это значение, представленные результаты исследований частотных изменений стрессимпедансных и магнитолевых зависимостей компонент комплексного сопротивления не противоречат рассмотренной выше модели доменной структуры аморфного провода с низкой положительной константой магнитострикции (2.2.4), предполагающей наличие в его центре ядра с циркулярной ориентацией намагниченности (для провода 85 мкм оценочное значение радиуса ядра ~ 21 мкм).

Таким образом, изменение характера влияния σ и H на Z'' , вызванные изменением доминирования в μ_ϕ вкладов от областей с аксиальной и геликоидальной анизотропиями, начинают проявляться на значительно более низких частотах по сравнению с соответствующими изменениями Z' . Такое поведение Z'' свидетельствует о ее более высокой чувствительности к изменениям μ_ϕ , в частности связанным с ориентационным изменением магнитной анизотропии.

2.2.6 Влияние вкладов магнитных проницаемостей от доменов с аксиальным или геликоидальным типами анизотропий на действительную и мнимую компоненты импеданса

Несмотря на простоту рассмотренной модели магнитной доменной структуры в проводе с комбинированным типом магнитной анизотропии, вычисление частотных, магнитополевых и стрессимпедансных зависимостей его комплексного сопротивления является достаточно специфичной задачей. В частности, это обусловлено необходимостью учета тензорного характера магнитных проницаемостей доменов с разным намагничиванием и, конечно, их зависимостей от f , H , σ , а также учетом изменения радиальных размеров доменов под влиянием внешнего магнитного поля и воздействующих механических напряжений. Для упрощения решения этой задачи обычно используются процедуры усреднения тензора проницаемости провода по доменам с разными типами магнитной анизотропии, причем при их фиксированной геометрии. Поэтому, получаемые зависимости импеданса провода от f , H , σ преимущественно носят качественный характер.

В данном случае, оценку влияния частотного изменения доминирования вкладов магнитных проницаемостей от доменов с аксиальным или геликоидальным типами анизотропий на Z' и Z'' можно провести путем сравнения отношения действительных Z'_a/Z'_c и мнимых компонент Z''_a/Z''_c комплексных сопротивлений для проводов, имеющих однородные магнитные структуры с преимущественно аксиальным (Z'_a, Z''_a) и геликоидальным (Z'_c, Z''_c) типами магнитных анизотропий.

В ходе численного моделирования задаваемые в расчетах углы отклонения линии легкого намагничивания (ЛЛН) провода от циркулярной ориентации составляли: для преимущественно аксиальной ориентации намагниченности — $\alpha_a = (80 \div 90)^\circ$; при доминировании циркулярной компоненты намагниченности — $\alpha_c = (1 \div 35)^\circ$.

Определение частотных зависимостей модуля комплексного сопротивления и его компонент проведено исходя из классического выражения Ландау — Лифшица 2.9 [93]. Частотные зависимости компонент комплексной

циркулярной магнитной проницаемости и ее модуля $\mu_\phi = \sqrt{\mu_\phi'^2 + \mu_\phi''^2}$ найдены в соответствии с подходом, используемым в работе [15], исходя из значений квазистатической циркулярной магнитной восприимчивости χ_0

$$\begin{aligned}\mu_\phi' &= 1 + \frac{\chi_0}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2} \\ \mu_\phi'' &= \frac{2\pi f \chi_0 \tau}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2}\end{aligned}\quad (2.25)$$

где τ — феноменологический параметр затухания. Величина χ_0 вычислялась согласно 2.17. В расчетах использованы параметры характерные для магнитомягких аморфных проводов на основе Со с низкой магнито-стрикцией: $M_S = 2,5 \cdot 10^5$ А/м; $K = (10 \div 100)$ Дж/м³. Удельное электросопротивление составляло $\rho = 8 \cdot 10^{-7}$ Ом·м, радиус провода $a = 90$ мкм. Учитывая возможные вариации феноменологического параметра затухания в аксиально и циркулярно намагниченных областях провода, рассматривались его значения в диапазоне $\tau = (10^{-9} \div 10^{-8})$ с [103, 152, 69].

Согласно вычислениям, во всем исследованном частотном диапазоне относительное различие значений мнимых компонент импеданса Z_a''/Z_c'' должно превышать соответствующее различие действительных компонент Z_a'/Z_c' (рис. 2.35). Этот результат качественно хорошо согласуется с экспериментальными данными. С ростом угла α_c — отклонения линии легкого намагничивания ЛЛН от циркулярной ориентации происходит резкое уменьшение отношения Z_a''/Z_c'' (рис. 2.35 а, в, д). Влияние α_c на Z_a'/Z_c' менее значительно. Различия мнимых и действительных компонент импеданса при аксиальном и геликоидальном типах анизотропии с ростом частоты переменного тока уменьшаются. Такое поведение компонент импеданса соответствует вытекающему из уравнения Ландау — Лифшица (2.9) выводу о равенстве величин Z' и Z'' (2.14) для линейного магнитомягкого провода на высоких частотах ($\delta \ll a$).

Влияние феноменологического параметра затухания на μ_ϕ , Z и их компоненты с ростом частоты усиливается. Это сказывается на характере за-

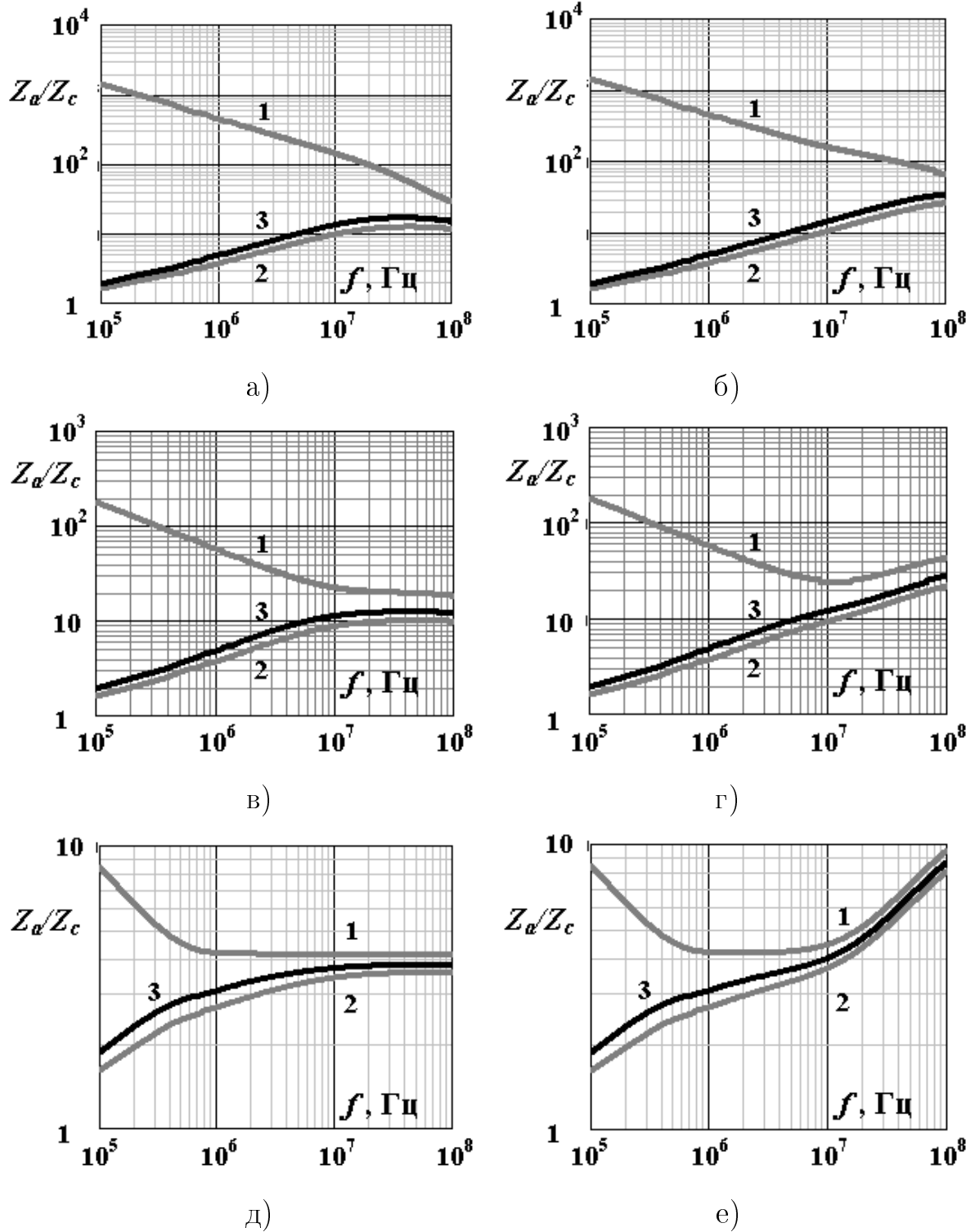


Рис. 2.35: Частотные зависимости отношения мнимых - 1 и действительных - 2 компонент импеданса, его модулей - 3 при аксиальной $\alpha_a = 90^\circ$ и геликоидальной $\alpha_c = (1 \div 25)^\circ$ ориентациях намагниченности в магнитомягком проводе с константами анизотропии $K_a = 10$ Дж/м³ и $K_c = 30$ Дж/м³. а) - $\alpha_c = 1^\circ$; $\tau_a = \tau_c = 10^{-8}$; б) - $\alpha_c = 1^\circ$; $\tau_a = 10^{-9}$; $\tau_c = 10^{-8}$; в) - $\alpha_c = 5^\circ$; $\tau_a = \tau_c = 10^{-8}$; г) - $\alpha_c = 5^\circ$; $\tau_a = 10^{-9}$; $\tau_c = 10^{-8}$; д) - $\alpha_c = 25^\circ$; $\tau_a = \tau_c = 10^{-8}$; е) - $\alpha_c = 25^\circ$; $\tau_a = 10^{-9}$; $\tau_c = 10^{-8}$.

висимостей $Z_a''/Z_c''(f)$, которые при $\tau_a > \tau_c$ являются монотонно убывающими, а при $\tau_a < \tau_c$ и угле α_c , большим некоторого критического значения, имеют, в исследованном диапазоне частот минимум (рис. 2.35 б, г, е).

Стоит отметить, что для любого значения частоты переменного тока и угла α_c имеются такие значения электрических и магнитных параметров провода при которых значения соответствующих компонент импеданса и его модулей для аксиального и геликоидального типов анизотропии одинаковы. Естественно, что при равенстве удельных электросопротивлений проводов данная ситуация реализуется при равенстве квазистатических магнитных восприимчивостей χ_a и χ_c . В этом случае, условие, определяющее связь магнитных параметров при аксиальном и геликоидальном типах анизотропии, с учетом возможного воздействия внешнего магнитного поля и изменения растягивающих напряжений примет вид:

$$\frac{2K_a [3 \sin(\alpha_a - \theta_a) + \sin(\alpha_a + 3\theta_a)] + 3\lambda_{aS}\sigma [3 \sin(\alpha_a + \theta_a) - \sin 3(\alpha_a + \theta_a)] + 4\mu_0 H_z M_{aS}}{2K_c [3 \sin(\alpha_c - \theta_c) + \sin(\alpha_c + 3\theta_c)] + 3\lambda_{cS}\sigma [3 \sin(\alpha_c + \theta_c) - \sin 3(\alpha_c + \theta_c)] + 4\mu_0 H_z M_{cS}} =$$

$$= \frac{M_{aS}^2 \sin^3(\alpha_a + \theta_a)}{M_{cS}^2 \sin^3(\alpha_c + \theta_c)}, \quad (2.26)$$

где, после определения зависимости $\theta(K, M_S, \lambda_S, \sigma, H)$ согласно (2.18) для какого либо одного типа анизотропии, соответствующая зависимость угла отклонения намагниченности от ЛЛН для другого типа анизотропии будет определяется уже совместным выполнением условий (2.18) и (2.26). Без учета внешних воздействий выражение (2.26) значительно упрощается

$$\frac{K_a}{K_c} = \frac{M_{aS}^2 \sin^3(\alpha_a) [6 \sin(\alpha_c) + 2 \sin(\alpha_c)]}{M_{cS}^2 \sin^3(\alpha_c) [6 \sin(\alpha_a) + 2 \sin(\alpha_a)]}. \quad (2.27)$$

Принимая незначительность возможного различия намагниченности областей провода с разным типом анизотропии, легко оценить влияние угла отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации на отношение констант анизотропии K_a/K_c , соответствующих случаю $\chi_a = \chi_c$ (рис.2.36, зависимость 1). Учет воздействия внешнего аксиально ориентированного магнит-

ного поля и растягивающих провод сил приводит к снижению отношений K_a/K_c . Причем в данном случае, на зависимость $(K_a/K_c)(\alpha_c)$ кроме величин H и σ также будут оказывать влияние и сами значения констант анизотропии (рис.2.36, зависимости 2 и 3).

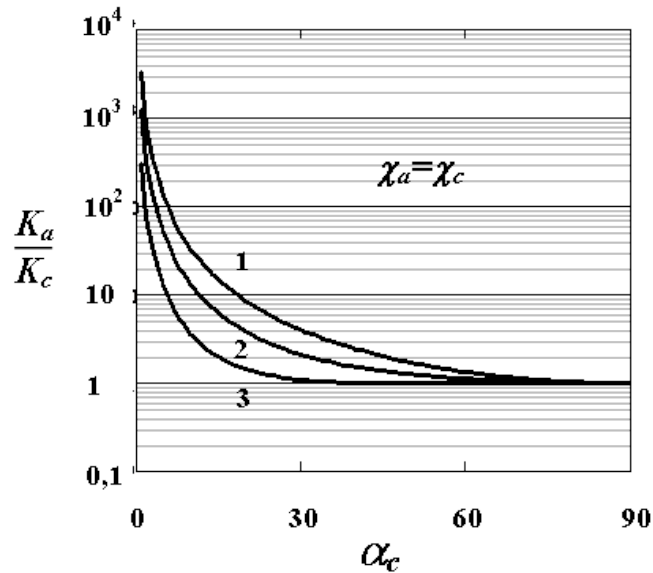


Рис. 2.36: Зависимости отношения констант магнитной анизотропии при ее аксиальном K_a и геликоидальном K_c типах от угла α_c отклонения линии легкого намагничивания от циркулярной ориентации при условии равенства магнитных восприимчивостей $\chi_a = \chi_c$. Зависимости $(K_a/K_c)(\alpha_c)$ рассчитаны для значений $\alpha_a = 90^\circ$, $M_S = 2,5 \cdot 10^5$ А/м и $\lambda_S = 2 \cdot 10^{-7}$. Зависимости — 1 соответствует $\sigma = 0$; 2 — $\sigma = 6 \cdot 10^7$ Па и $K_c = 60$ Дж/м³; 3 — $\sigma = 6 \cdot 10^7$ Па и $K_c = 30$ Дж/м³.

Если отношение K_a/K_c выше значений ограничиваемых зависимостью $(K_a/K_c)(\alpha_c)$, значения модуля импеданса Z_c провода с циркулярным типом анизотропии, его действительной Z'_c и мнимой компонент Z''_c будут преобладать над соответствующими значениями Z_a , Z'_a и Z''_a , но и в этом случае относительное различие в значениях мнимых компонент импеданса Z''_a и Z''_c также преобладает над различием действительных компонент импеданса (рис.2.37).

Таким образом, следующий из численного расчета частотных зависимостей Z' и Z'' вывод о более высокой чувствительности мнимой компоненты импеданса к изменениям магнитной структуры провода по сравнению с чувствительностью действительной компоненты и, следовательно, более

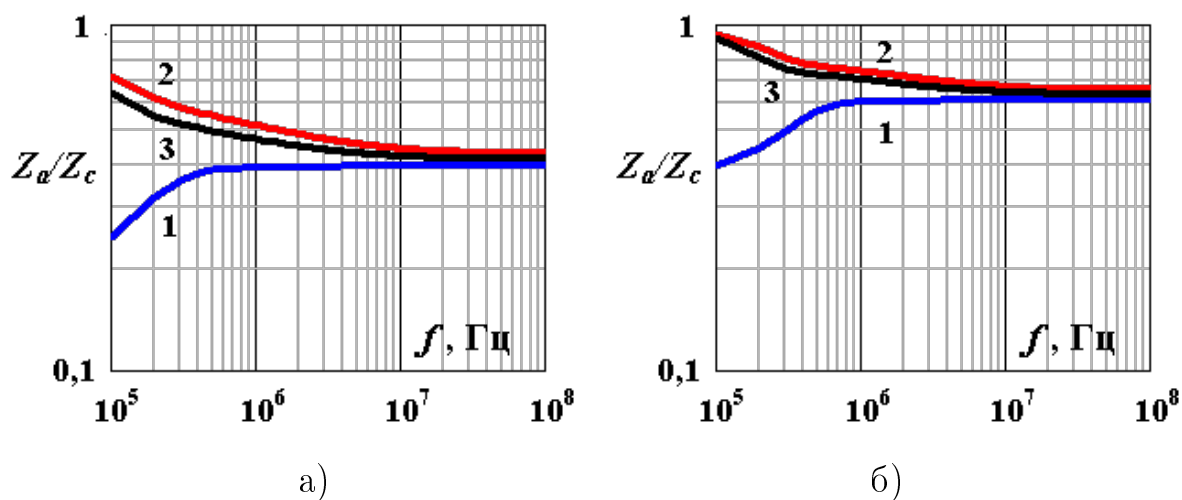


Рис. 2.37: Частотные зависимости отношения мнимых - 1 и действительных - 2 компонент импеданса, его модулей - 3 при аксиальной $\alpha_a = 90^\circ$ и геликоидальной $\alpha_c = 35^\circ$ ориентациях намагниченности в магнитомягком проводе с $M_S = 2,5 \cdot 10^5$ А/м, константами анизотропии $K_a = 100$ Дж/м³ и $K_c = 5$ Дж/м³, $\tau = 10^{-8}$ и $\rho = 8 \cdot 10^{-7}$ Ом·м при а) — $\sigma = 0$; б) — $\sigma = 2 \cdot 10^8$ Па.

резкие и происходящие на меньших частотах изменения Z'' в результате радиального перехода намагниченности от аксиальной к геликоидальной ориентации хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований частотных изменений характера влияния упругих растягивающих напряжений и внешнего магнитного поля на Z' и Z'' аморфного магнитомягкого провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. Обнаруженный немонотонный характер зависимости $Z''(f)$, а также отклик $Z''(f)$ и $Z'(f)$ на деформационное и магнитополевое воздействия на провод с низкой положительной константой магнитострикции согласуется с модельным представлением его доменной структуры. В прикладном аспекте использование доминирующих по отношению к Z и Z' изменений мнимой компоненты импеданса под влиянием внешних магнитополевых и деформационных воздействий может повысить чувствительность магнитоимпедансных и стрессимпедансных преобразователей, а также метода магнитоимпедансной спектроскопии материалов.

2.2.7 Влияние на магнитоимпеданс постоянного подмагничивающего электрического тока

В виду аксиальной симметрии цилиндрического провода и наличия вблизи его поверхности геликоидальной или циркулярной доменной структуры целесообразно исследовать воздействие на импеданс не только аксиально ориентированного магнитного поля H_z , но и магнитного поля H_ϕ , ориентированного циркулярно. Такое магнитное поле создает электрический ток, протекающий по проводу (рис. 2.38).

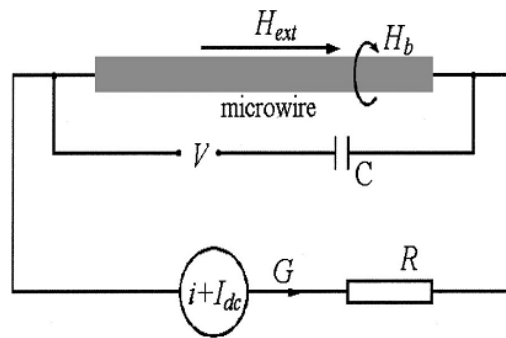


Рис. 2.38: Принципиальная схема установки для исследования влияния постоянного подмагничивающего электрического тока на магнитоимпеданс провода [153].

Внутри провода на расстоянии r от его оси напряженность поля $H_\phi = Ir/2\pi a^2$, где I - сила тока; a - радиус провода. Значит, при протекании электрического тока силой 50 мА напряженность создаваемого им магнитного поля вблизи поверхности аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ диаметром 170 мкм составляет $\sim 0,5$ его H_K . Таким образом, I_{DC} , имея даже невысокие значения, может оказывать значительное влияние на циркулярную магнитную проницаемость провода и, следовательно, на его импеданс, приводя к асимметрии его магнитополевых зависимостей [154, 155, 156, 153, 157].

Объяснение влияния I_{DC} на импеданс провода основывается на возникновении в его приповерхностном слое, под воздействием H_ϕ , доминирования объема доменов с циркулярной компонентой намагниченности совпадающей с этим магнитным полем. Стоит отметить, что асимметрия зависимостей $Z(H)$ может быть обусловлена не только H_ϕ подмагничивающе-

го электрического тока (ток смещения), но и термомагнитным отжигом аморфных сплавов, в том числе и лент, вызывая их поверхностную кристаллизацию [158, 159, 48, 160, 161, 162].

Используемый в измерительном комплексе анализатор импеданса Agilent 4294A, помимо формирования переменного электрического тока, позволял воздействовать на провод постоянным подмагничивающим током величиной от 0 до ± 100 мА.

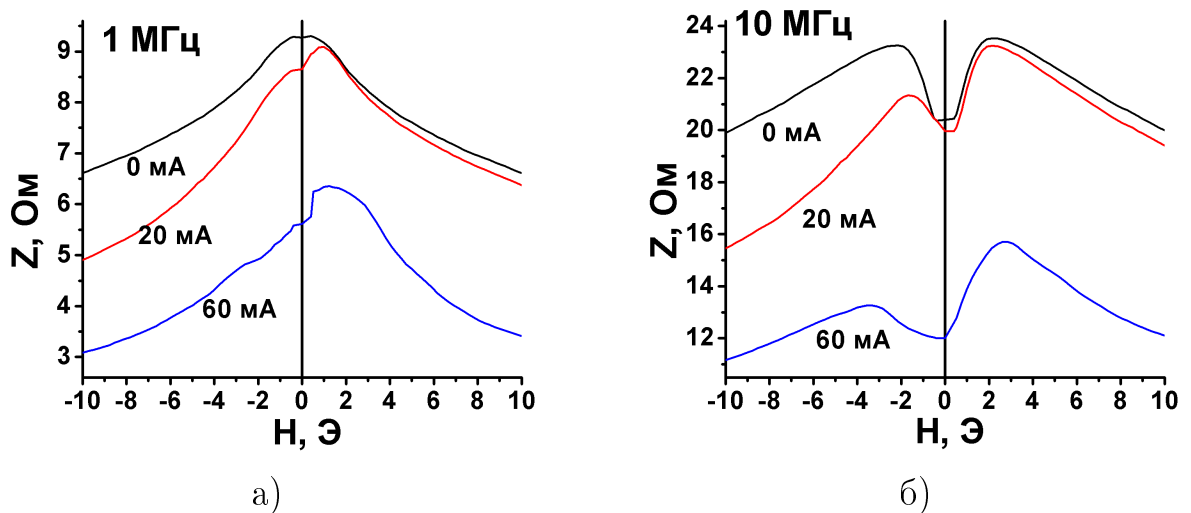


Рис. 2.39: Влияние постоянного подмагничивающего тока I_{DC} , протекающего по аморфному проводу состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, на зависимости его импеданса Z от внешнего аксиального магнитного поля H . Диаметр провода 170 мкм. Частота пробного тока: а — 1 МГц; б — 10 МГц.

Экспериментальные зависимости $Z(H_z)$ при протекании по проводу постоянного подмагничивающего электрического тока асимметричны (рис.2.39). Эта асимметрия сохраняется и при полном цикле перемангничивания. Зависимости $Z(H_\phi)$ в присутствии поля H_z также становятся асимметричными (рис.2.40).

Определим влияние постоянного подмагничивающего тока силой I_{DC} на зависимость $\mu_\phi(H_z)$ геликоидальной магнитной доменной структуры провода, а, следовательно, и на зависимость $Z(H_z)$. Учтем, что магнитное поле H_ϕ способствует образованию вблизи поверхности провода однодоменной магнитной структуры с циркулярной компонентой намагниченности, совпадающей с направлением этого поля.

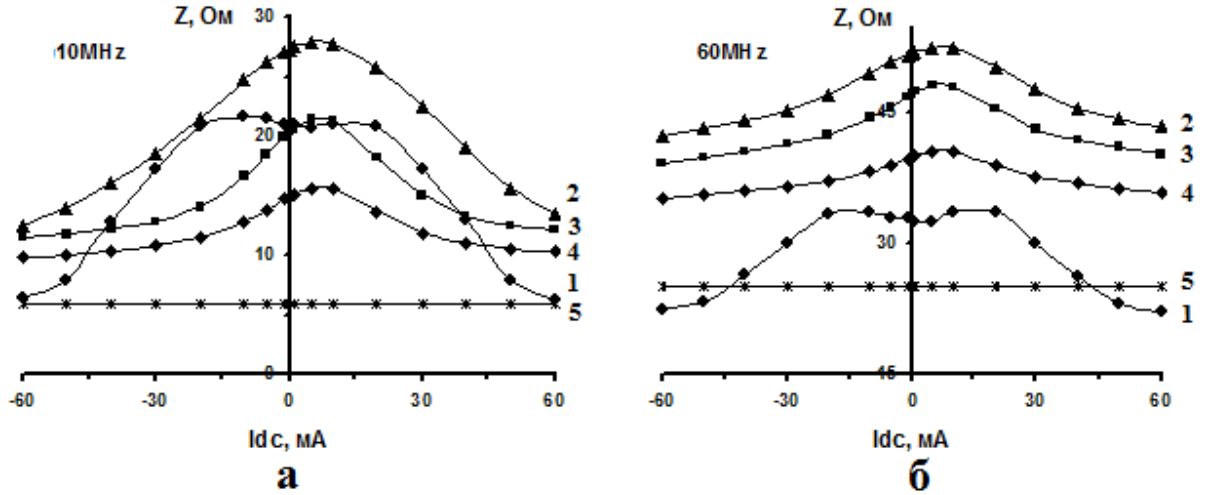


Рис. 2.40: Зависимости импеданса от силы постоянного подмагничивающего электрического тока при разных значениях напряженности внешнего аксиального магнитного поля: а) $f = 10$ МГц, зависимости 1 соответствует $H = 0$; 2 — $H = 1,9$ Э; 3 — $H = 14,9$ Э; 4 — $H = 30,8$ Э; 5 — $H = 149,5$ Э; б) $f = 60$ МГц, зависимости 1 соответствует $H = 0$; 2 — $H = 5,2$ Э; 3 — $H = 14,9$ Э; 4 — $H = 30,8$ Э; 5 — $H = 149,5$ Э.

Несложно показать, что выражение для $\mu_\phi(H_z)$ при воздействии на намагниченность как прямого, так и обратного магнитного поля H_z (рис.2.41) имеет вид

$$\mu_\phi = 1 + \frac{2\mu_0 M_S^2 \sin^3(\alpha + \theta)}{K(3 \sin(\alpha - \theta) + \sin(\alpha + 3\theta)) + 2\mu_0 H_z M_S} \quad (2.28)$$

где угол θ определяется исходя из условия

$$K \sin 2\theta \mp \mu_0 H_z M_S \cos(\alpha \pm \theta) \pm \mu_0 H_\phi M_S \sin(\alpha \pm \theta) = 0 \quad (2.29)$$

В этом случае зависимость циркулярной магнитной проницаемости от H_z при полном цикле перемагничивания провода в присутствии магнитного поля H_ϕ будет асимметричной (рис.2.42). При вычислении значения M_S и K приняты равными $3,2 \cdot 10^5$ А/м и 30 Дж/м³, соответственно, циркулярная магнитная проницаемость приведена к значению μ_ϕ при H_z и H_ϕ равных

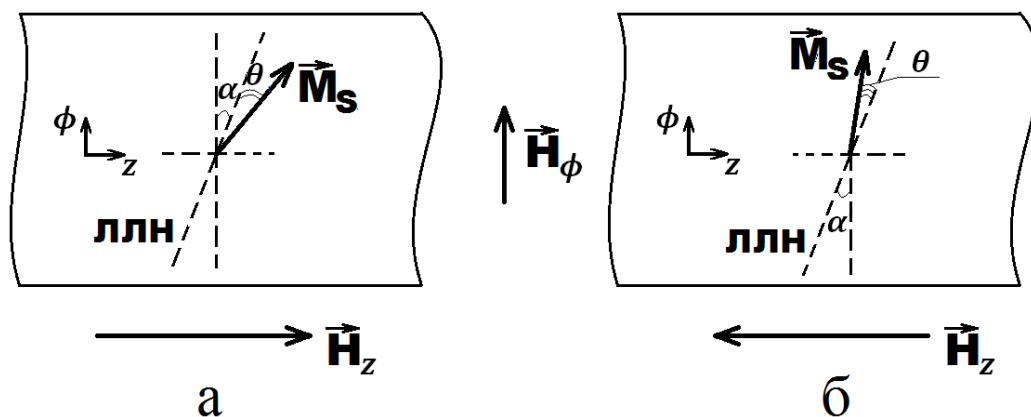


Рис. 2.41: Схема вращения намагниченности вблизи поверхности провода: α — угол отклонения ЛЛН от циркулярного направления; θ — угол отклонения намагниченности от ЛЛН; H_z — внешнее аксиальное магнитное поле; H_ϕ — циркулярно ориентированное магнитное поле, создаваемое постоянным электрическим током протекающим по проводу.

нулю.

Асимметричными являются и расчетные зависимости $\mu_\phi(H_\phi)$ при наличии постоянного поля H_z (рис.2.43).

Конечно, асимметричный характер зависимостей $\mu_\phi(H_z)$ и $\mu_\phi(H_\phi)$ сохраняется и для многодоменной структуры с противоположными направлениями циркулярной компоненты намагниченности в соседних доменах, но при различии их объемов.

Наличие в магнитомягком аморфном проводе магнитной анизотропии комбинированного типа и многодоменность его приповерхностного слоя объясняют и частотные изменения зависимостей $Z_0(I_{DC})$ (рис. 2.44). На низких частотах влияние μ_ϕ объема провода с аксиальной магнитной анизотропией на Z_0 значительно и с ростом I_{DC} импеданс монотонно уменьшается. На частотах выше 6 МГц, ввиду уменьшения глубины скин-слоя, становится определяющим уже влияние на Z_0 приповерхностного слоя провода с геликоидальной магнитной анизотропией. Однако, и в этом случае для однодоменного состояния провода с намагниченностью, циркулярная компонента которой ориентирована по направлению магнитного поля тока I_{DC} с его увеличением μ_ϕ должна монотонно уменьшаться. Только нали-

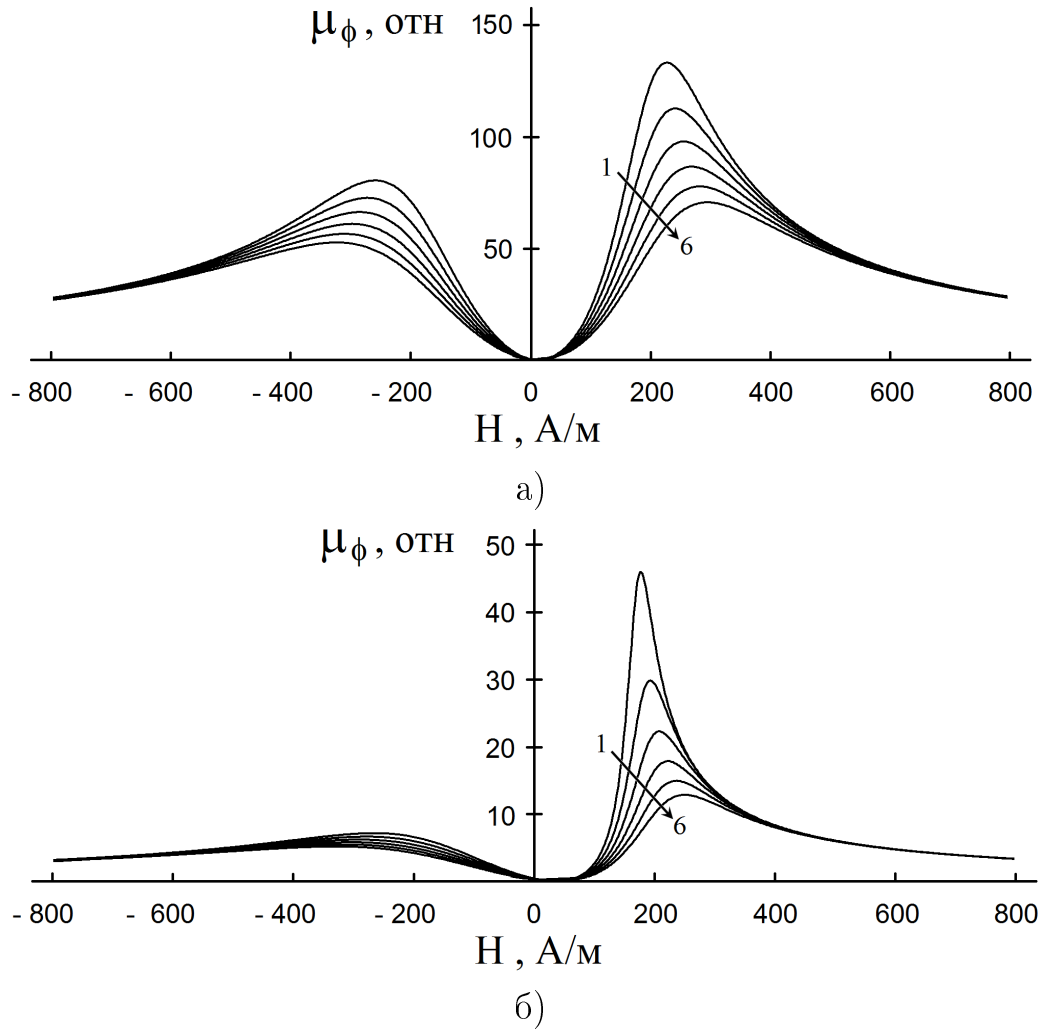


Рис. 2.42: Расчетные зависимости циркулярной магнитной проницаемости от напряженности внешнего аксиального магнитного поля H_Z при разных значениях подмагничивающего электрического тока. На рисунке а) — угол отклонения ЛЛН от циркулярного направления составлял $\alpha = 5^\circ$, б) — $\alpha = 15^\circ$. Сила подмагничивающего тока I_{DC} для зависимостей 1 составляла 30 мА, 2 — 35 мА, 3 — 40 мА, 4 — 45 мА, 5 — 50 мА, 6 — 55 мА.

чие в приповерхностном слое доменной структуры с противоположными направлениями циркулярной компоненты намагниченности в соседних доменах объясняет переход с ростом f от монотонно убывающей зависимости $Z_0(I_{DC})$ к зависимости, имеющей два характерных участка. На первом - начальном участке зависимости $Z_0(I_{DC})$ - при увеличении I_{DC} до ~ 20 мА (что на поверхности провода $a = 85$ мкм соответствует магнитному полю $H_\phi \approx 40$ А/м) Z_0 либо не изменяется, либо незначительно возрастает. Следующий - второй участок зависимости $Z_0(I_{DC})$ - характеризуется

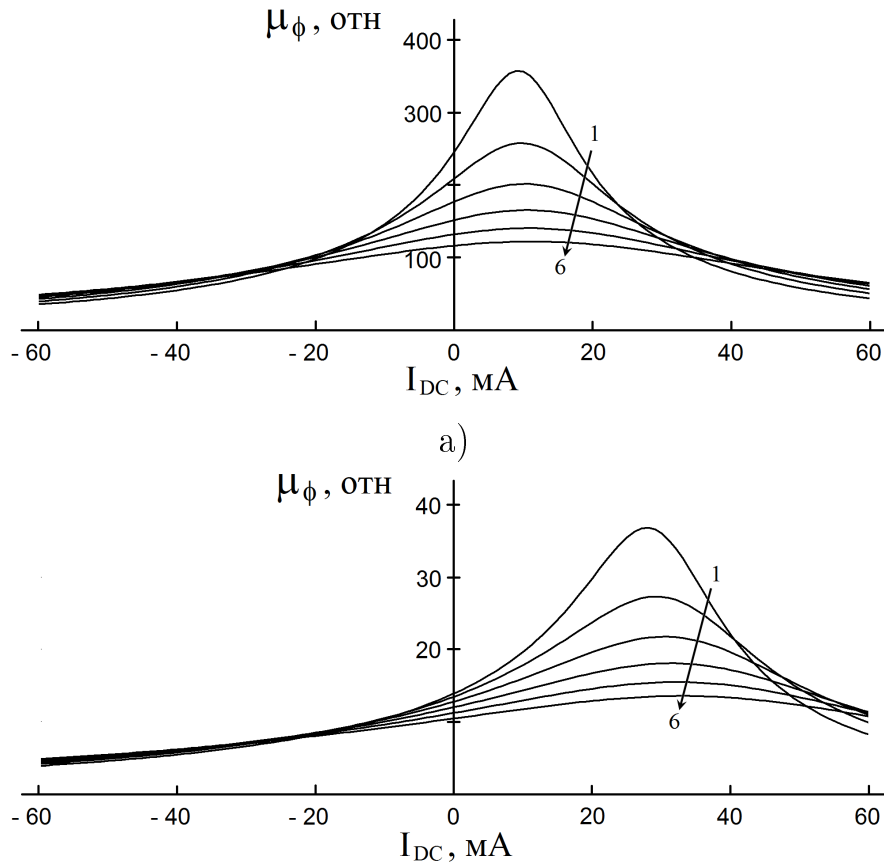


Рис. 2.43: Расчетные зависимости циркулярной магнитной проницаемости от силы подмагничивающего электрического тока при разных значениях напряженности H_Z постоянного аксиального магнитного поля. На рисунке а) угол отклонения ЛЛН от циркулярного направления составлял $\alpha = 5^\circ$; б) — $\alpha = 15^\circ$. Для зависимостей 1 напряженность магнитного поля H_Z составляла 200 А/м; 2 — 220 А/м; 3 — 240 А/м; 4 — 260 А/м; 5 — 280 А/м; 6 — 300 А/м.

монотонным уменьшением Z_0 с ростом I_{DC} .

Вероятной причиной смены характера зависимости $Z_0(I_{DC})$ при $I_{DC} \approx 20$ мА является достижение магнитным полем H_ϕ величины поля $H_{ст}$ старта доменных границ и переход приповерхностного слоя провода в однодоменное состояние.

В магнитных полях H_ϕ меньших поля старта доменных границ перемagnичивание геликоидальной доменной структуры в приповерхностном слое происходит вращением векторов намагниченности в доменах. Результаты вычисления $\mu_\phi(I_{DC})$ для магнитных доменов с противоположными цирку-

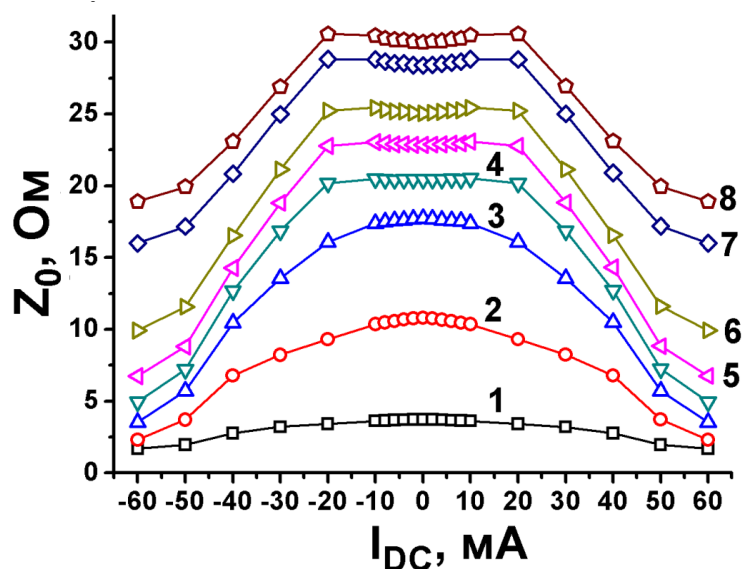


Рис. 2.44: Зависимости начального импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от величины постоянного подмагничивающего электрического тока для частот переменного тока: 1 – 0,1 МГц; 2 – 1 МГц; 3 – 4 МГц; 4 – 10 МГц; 5 – 20 МГц; 6 – 40 МГц; 7 – 80 МГц; 8 – 100 МГц

лярными компонентами намагниченности и для образуемого ими многодоменного состояния в виде чередующихся одинаковых по объему магнитных доменов приведены на рисунке 2.45. Так как для исследуемого провода, согласно данным магнитоимпедансной спектроскопии, оценочное значение толщины приповерхностного слоя с геликоидальной магнитной анизотропией составляет $\sim 5\%$ от его радиуса (параграф 2.2.4), в расчетах H_ϕ полагалось равным напряженности магнитного поля на поверхности провода. Значения M_S и K принимались равными $3,2 \cdot 10^5$ А/м и 30 Дж/м³, соответственно. Согласно вычислениям, для приповерхностного слоя провода, находящегося в многодоменном состоянии, с увеличением силы подмагничивающего тока μ_ϕ , а значит и Z_0 , возрастают. При этом в интервале $I_{DC} = (0 \div 10)$ мА изменения μ_ϕ незначительны.

Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными зависимостями $Z_0(I_{DC})$ на частотах выше 6 МГц (рис. 2.44, 2.45). Наблюдаемая на начальном участке зависимости $Z_0(I_{DC})$ с увеличением частоты переменного тока слабая тенденция к росту Z_0 с увеличением I_{DC} объясняется как возможным увеличением самого угла α , так и угловой дисперсией локальных осей анизотропии по мере приближения к поверхности провода, за

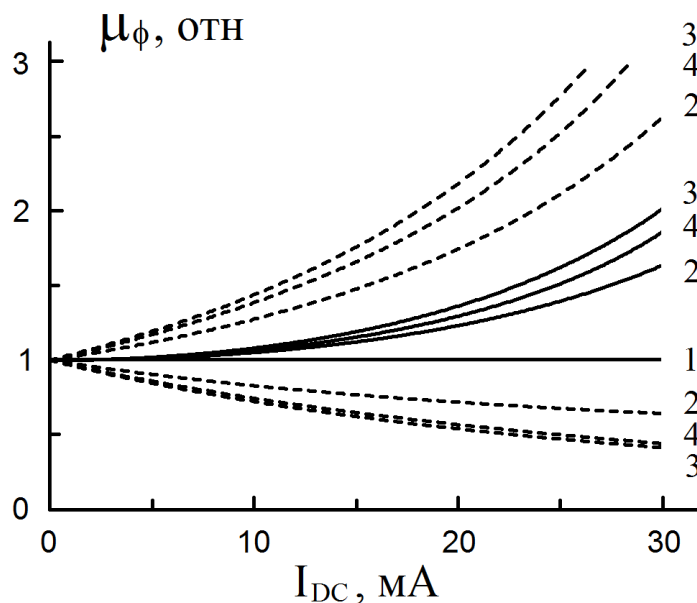


Рис. 2.45: Расчетные зависимости циркулярной магнитной проницаемости μ_ϕ магнитомягкого провода от величины постоянного подмагничивающего электрического тока I_{DC} при разных углах α отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации: зависимость 1 соответствует $\alpha = 0^\circ$; 2 — $1,5^\circ$; 3 — 15° ; 4 — 30° . Зависимости представленные пунктиром соответствуют μ_ϕ однодоменного состояния провода с противоположно ориентированными циркулярными компонентами намагниченности. Зависимости изображенные сплошными линиями — многодоменному состоянию с равными по объему доменами с противоположными направлениями намагниченности.

счет роста размагничивающих полей от неоднородностей ее рельефа. Далее будет показано, что если $\alpha \leq 45^\circ$ то увеличение угловой дисперсии локальных осей анизотропии при неизменном среднем значении α вызывает рост μ_ϕ (рис. 3.18).

Исходя из эксперимента, величина I_{DC} , соответствующая на частотах выше 6 МГц смене характера зависимости $Z_0(I_{DC})$, не зависит от значений этих частот, что подтверждает связь смены характера зависимости $Z_0(I_{DC})$ с достижением магнитным полем H_ϕ величины $H_{ст}$. Однако, в виду шероховатости рельефа поверхности аморфного провода и дисперсии локальных магнитных параметров его приповерхностной области, поля старта доменных границ могут лежать в некотором диапазоне значений, а значит и переход приповерхностного слоя в однодоменное состояние происходит не скачкообразно. Этот вывод также согласуется с экспериментальными за-

зависимостями $Z_0(I_{DC})$ (рис. 2.44).

Согласно выше изложенному, наличие на зависимостях $Z_0(I_{DC})$ начального участка с практически неизменным значением Z_0 , обусловлено эффектом компенсации с ростом I_{DC} происходящего уменьшения магнитной проницаемости доменов, в которых циркулярная компонента намагниченности совпадает с направлением внешнего магнитного поля электрического тока I_{DC} , ее увеличением в доменах с обратной ориентацией намагниченности. Влияние этого эффекта на зависимости $Z(H)$ отмечалось и ранее при рассмотрении планарных сред (параграф 2.1.1). Как и в случае аморфного провода, наличие на зависимостях $Z(H)$ лент начального участка, на котором Z слабо зависит от H , хорошо согласуется с моделью перемагничивания многодоменной магнитной структуры в магнитных полях $H < H_{ст}$. Однако, если при рассмотрении провода речь идет о его магнитной проницаемости вдоль силовых линий магнитного поля тока I_{DC} , которые ориентированы под острым углом к ЛЛН геликоидальной магнитной доменной структуры, то в случае лент этот эффект также проявляется и для преимущественно поперечной магнитной проницаемости по отношению к ОЛН и внешнему магнитному полю H (рис.2.1, а).

Стоит отметить, что сделанный ранее (2.2.6) вывод о более высокой чувствительности мнимой компоненты импеданса к изменениям магнитной структуры провода по сравнению с чувствительностью действительной компоненты хорошо согласуется и с результатами экспериментальных исследований частотных изменений зависимостей $Z'(I_{DC})$ и $Z''(I_{DC})$ (рис.2.46). Как и в случае с частотными изменениями зависимостей $Z'(H, \sigma)$ и $Z''(H, \sigma)$, вызванными переходом намагниченности вдоль радиуса провода от аксиальной к геликоидальной ориентации, более резкие и происходящие на меньших частотах изменения характерны и для зависимости $Z''(I_{DC})$.

Таким образом, результаты численного моделирования изменения μ_ϕ магнитной доменной структуры приповерхностной области аморфного провода за счет вращения намагниченности во внешних магнитных полях хорошо коррелируют с экспериментальными данными влияния I_{DC} на зависимости $Z_0(H_z)$. Согласно модели, необходимыми условиями возникновения асимметрии зависимостей $Z_0(H_z)$ при протекании по проводу постоян-

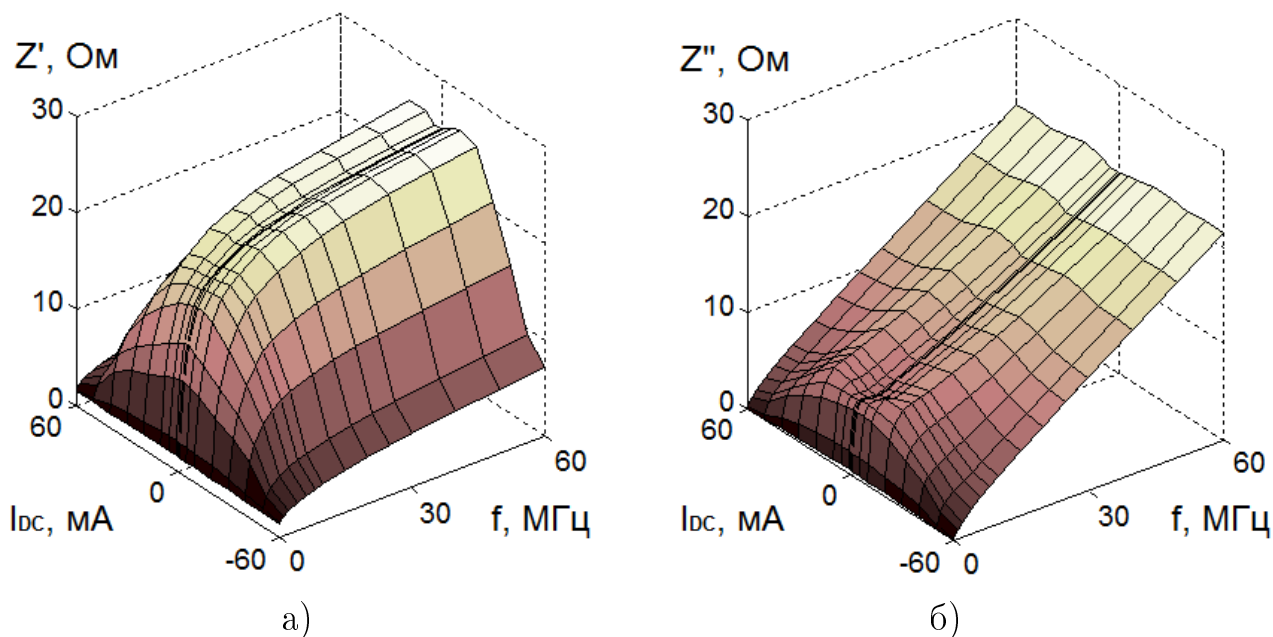


Рис. 2.46: Зависимости действительной Z' (а) и мнимой Z'' (б) компонент импеданса от величины постоянного подмагничивающего и частоты переменного электрических токов протекающих по аморфному проводу состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ радиусом 85 мкм.

ного подмагничивающего электрического тока являются геликоидальность магнитной доменной структуры и ее однодоменность или многодоменность с противоположными направлениями намагниченности в соседних доменах, но при доминировании объема доменов циркулярная компонента намагниченности которых совпадает с направлением магнитного поля электрического тока I_{DC} . Анализ частотных особенностей экспериментальных зависимостей $Z_0(I_{DC})$ подтверждает наличие в аморфном магнитомягком проводе с низкой положительной константой магнитострикции комбинированной магнитной анизотропии с доминированием в центральном объеме анизотропии аксиального типа и геликоидального в тонком приповерхностном слое. Характер зависимостей $Z_0(I_{DC})$ в высокочастотном диапазоне свидетельствует о многодоменности приповерхностного слоя провода и значительном влиянии на изменение Z_0 поля старта доменных границ.

2.3 Выводы по 2 главе

1. Показана применимость вычисления импеданса магнитомягкого проводника на частотах до 100 МГц исходя из циркулярной магнитной проницаемости, определяемой на основе квазистатической модели однородного вращения намагниченности.
2. Показано, что различия зависимостей импеданса магнитомягких планарных сред от внешнего магнитного поля при различной взаимной ориентации этого магнитного поля, оси легкого намагничивания и направления протекания высокочастотного электрического тока объяснимы на основе представлений о процессах перемагничивания магнитомягких сред и учете различия вкладов в процесс перемагничивания механизмов движения доменных границ и вращения намагниченности.
3. Показано, что причиной слабого влияния напряженности внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль оси легкого намагничивания магнитомягких лент состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{V}_{11}$, на их импеданс является близкий к компенсационному характер изменения магнитных проницаемостей соседних полосовых доменов в магнитных полях меньших поля перехода ленты в однодоменное состояние.
4. Предложена модель магнитной доменной структуры магнитомягкого цилиндрического провода с низкой положительной константой магнитострикции согласующаяся как с высоким значением его остаточной магнитной индукции, так и с экспериментальными результатами магнитоимпедансной спектроскопии аморфных проводов состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{V}_{15}$ радиусом $(75 \div 90)$ мкм. Модель магнитной доменной структуры провода включает kern с циркулярным типом магнитной анизотропии, основной в объеме провода аксиально намагниченный внутренний слой и тонкую оболочку с геликоидальной ориентацией намагниченности. На основании данных магнитоимпедансной спектроскопии упругодеформированного провода проведена оценка

размеров его областей с разными типами магнитной анизотропии.

5. Обнаружено, что в аморфном магнитомягком проводе с низкой положительной константой магнитострикции и комбинированным типом магнитной анизотропии переход от монотонного уменьшения к возрастанию мнимой компоненты импеданса под влиянием растягивающего и магнитополевого воздействий начинает проявляться на значительно более низких частотах по сравнению с соответствующими изменениями действительной компоненты импеданса, что свидетельствует о более высокой чувствительности мнимой компоненты импеданса к ориентационным изменениям намагниченности в объеме провода.
6. Показано, что детектирование деформационного и магнитополевого воздействий на магнитомягкие проводники по мнимой компоненте импеданса позволит значительно повысить чувствительность стрессимпедансных и магнитоимпедансных преобразователей, а компонентный анализ импеданса расширить возможности метода магнитоимпедансной спектроскопии материалов.
7. Обнаружен узкий частотный интервал, в котором влияние на импеданс магнитомягкого провода с комбинированным типом магнитной анизотропии упругой деформации растяжения минимально. Показано, что причиной этого является компенсационный характер вкладов в изменение под влиянием растягивающих сил эффективной циркулярной магнитной проницаемости соответствующих изменений магнитных проницаемостей областей провода с аксиальным и геликоидальным типами магнитных анизотропий. При разработке магнитолевых и температурных датчиков на основе эффекта магнитоимпеданса, в которых чувствительным элементом выступает магнитомягкий провод с низкой положительной константой магнитострикции, предложено использовать этот частотный интервал с целью минимизации влияния деформации провода на импеданс и его компоненты.

8. Показано, что в магнитомягком проводе с низкой положительной константой магнитострикции асимметричность зависимости импеданса от внешнего аксиально ориентированного магнитного поля при протекании по проводу постоянного подмагничивающего электрического тока может быть объяснена как однодоменностью приповерхностного слоя с геликоидальной магнитной анизотропией, так и доминированием в этом слое объема доменов, циркулярная компонента намагниченности которых совпадает с направлением магнитного поля постоянного электрического тока, протекающего по проводу.
9. Установлено, что частотные особенности экспериментальных зависимостей импеданса от силы подмагничивающего постоянного электрического тока, протекающего по магнитомягкому аморфному проводу, отражают не только типы его магнитной анизотропии, но и свидетельствуют о наличии в приповерхностном слое с геликоидальной магнитной анизотропией многодоменной структуры.
10. Показано, что наличие начального участка с практически неизменным значением импеданса на зависимостях высокочастотного импеданса от силы подмагничивающего постоянного электрического тока, характерных для магнитомягкого аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ на частотах выше 6 МГц, обусловлено эффектом компенсации уменьшения, с ростом I_{DC} , магнитной проницаемости доменов, в которых циркулярная компонента намагниченности совпадает с направлением магнитного поля подмагничивающего тока, ее увеличением в доменах с обратной ориентацией намагниченности. Монотонное уменьшение импеданса с дальнейшим ростом величины постоянного подмагничивающего электрического тока связано с достижением его циркулярного магнитного поля величины соответствующей полю старта доменных границ в приповерхностном слое с геликоидальной ориентацией намагниченности и его переходом в однодоменное состояние.
11. Установлено, что частоты переменного электрического тока, соответствующие изменению характера зависимостей действительной и мнимой

мой компонент импеданса от величины постоянного подмагничивающего тока, вызванному сменой доминирующего влияния на импеданс циркулярной магнитной проницаемости от областей с аксиальным и геликоидальным типами магнитной анизотропии, различны. На примере аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ показано, что зависимость мнимой компоненты импеданса от величины подмагничивающего тока испытывает более резкие и происходящие на меньших частотах изменения по сравнению с изменениями соответствующей зависимости действительной компоненты импеданса.

Глава 3

Импеданс термообработанных аморфных магнитомягких лент и проводов

Термическая и термомагнитная обработка аморфных магнитомягких сплавов являются одними из наиболее эффективных способов улучшения их функциональных свойств. Варьируя параметры термообработки аморфного сплава, можно влиять на его структуру, механические, электрические и магнитные характеристики направленно изменяя их значения.

3.1 Влияние термообработки на структуру, электрические и магнитные свойства лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$)

Проведены сравнительные исследования магнитных и электрических свойств магнитомягких лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$), нанокристаллическая структура которых получена из исходного аморфного состояния в результате отжига при разных условиях его протекания [57].

Исследование структуры и магнитных свойств нанокристаллических сплавов, включая сплавы типа Finemet (FeSiBNbCu) [163, 164, 165], является одним из перспективных направлений материаловедения. Интерес к данным сплавам вызван, в частности, их рекордной магнитной проницаемостью $\sim 10^5$ и высокими значениями магнитоимпедансного эффекта $\sim 10^2\%$ [166]. Чувствительность МИ датчиков магнитного поля на основе магнитоимпедансного эффекта в случае некоторых магнитомягких материалов, включая и сплавы FeSiBNbCu, может на два порядка превышать чувствительности датчиков, работающих на принципе гигантского магниторезистивного эффекта [2].

Исходные аморфные ленты сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$) толщиной 20 мкм получены быстрой закалкой из расплава на вращающийся барабан. Изготовленные из них образцы имели длину 65 мм и ширину - 0,8 мм. Для получения нанокристаллического состояния ленты подвергались отжигу в различных режимах (Табл. 3.1). Все последующие измерения проводились при комнатной температуре.

Таблица 3.1: Влияние режимов термообработки на коэрцитивную силу H_c и константану магнитной анизотропии K лент составов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$): T – температура и t – продолжительность термообработки; H_p – поперечное магнитное поле, приложенное в плоскости ленты.

Сплав	Вид термообработки	H_c , А/м	K_{eff} , Дж/м ³
$\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$	ТО $T = 520\text{ }^\circ\text{C}; t = 1\text{ час}; H_p = 0$	0,8	40
	ТМО $T = 520\text{ }^\circ\text{C}; t = 1\text{ час}; H_p = 240\text{ кА/м}$	3,2	30
$\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$	ТО $T = 520\text{ }^\circ\text{C}; t = 1\text{ час}; H_p = 0$	2,4	10
	ТМО $T = 520\text{ }^\circ\text{C}; t = 1\text{ час}; H_p = 240\text{ кА/м}$	11,2	210

Структурное состояние исследовалось методом рентгеновской дифракции в $\text{CuK}\alpha$ излучении с использованием дифрактометра *Philips PW1710* и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе *SM300*.

Дифрактограммы лент при всех режимах термообработки были очень близки друг к другу, подтверждая факт формирования достаточно однородного наноструктурного состояния вне зависимости от особенностей процедуры нанокристаллизации (рис. 3.1). С помощью формулы Шерера средняя величина кристаллитов во всех образцах была определена как $D \approx 12 \pm 3_{\text{нм}}$ [167].

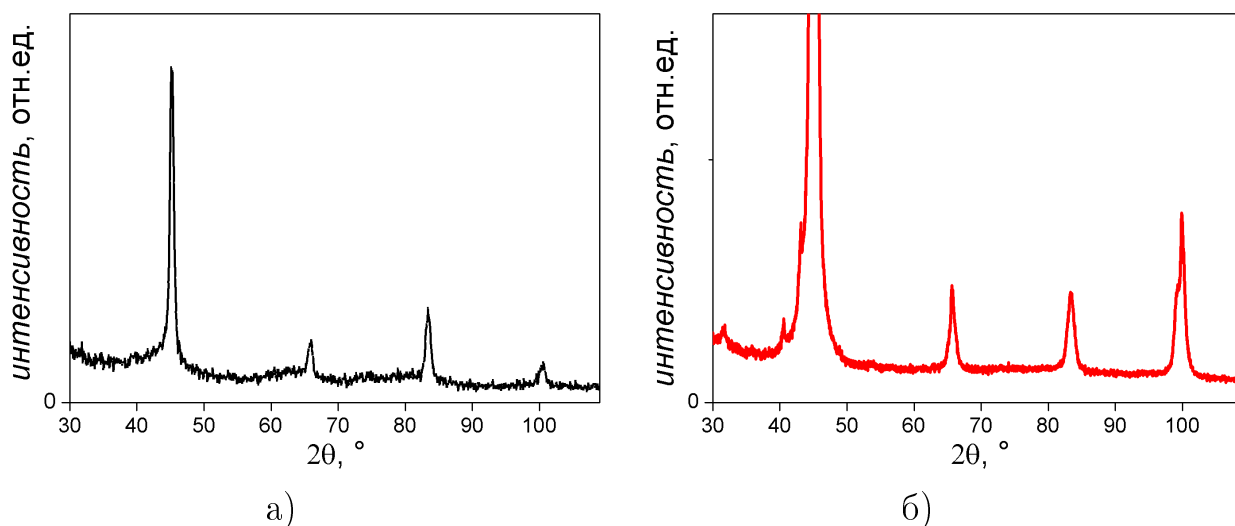


Рис. 3.1: Дифрактограммы лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ после нанокристаллизации. а) $x = 0$ и б) $x = 3$.

Исследование методом ПЭМ также показало, что все образцы находились в нанокристаллическом состоянии. Средний размер зерна, определенный по данным ПЭМ, коррелировал с результатами рентгеноструктурного анализа. Гистограммы распределения зерен по размерам для всех образцов мало отличаются друг от друга, форма и размер зерен близки друг к другу. В качестве примера на рисунке 3.2 приведено ПЭМ изображение структуры ленты $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, подвергнутой термообработке без магнитного поля (ТО), и картина микродифракции. Кроме линий $\alpha\text{-Fe}$ на электронограмме присутствует слабая линия (111) от фазы Fe_3Si . Ранее, при исследовании сплавов FeCuNbSiB с 13,5% Si и 16,1% Si, в работах [168, 169, 170] также, помимо ОЦК твердого раствора $\alpha\text{-Fe}$, было зафиксировано появление упорядоченной фазы Fe_3Si (DO_3). Выделения каких-либо других фаз отмечено не было. Таким образом, для всех режимов обработки исходных аморфных сплавов характерно появление фаз: ОЦК твердый

раствор α -Fe, упорядоченной по типу DO_3 фазы Fe_3Si и наличие остатков аморфной фазы по границам зерен. Единственное различие, которое было зафиксировано при ПЭМ исследовании лент термообработанных при разных режимах - это то, что ни на одной картине микродифракции для ленты $Fe_{73,5}Si_{16,5}V_6Nb_3Cu_1$ подвергнутой термомагнитной обработке (ТМО) не удалось обнаружить линий от фазы Fe_3Si . Необходимо отметить, что методами рентгеноструктурного анализа и ПЭМ достаточно сложно зафиксировать появление данной фазы. Основные Брэгговские пики ОЦК и DO_3 фаз совпадают. При определенных условиях удается зафиксировать только очень слабые пики от плоскостей (111) и (200) [170, 168]. В силу этих особенностей дифракционных картин, нельзя с уверенностью сказать, что в ТМО ленте данная фаза отсутствует, скорее всего, уменьшается ее количество. Это так же подтверждается уменьшением вклада от зерен со средним размером $10 \div 15$ нм на гистограмме распределения зерен по размерам.

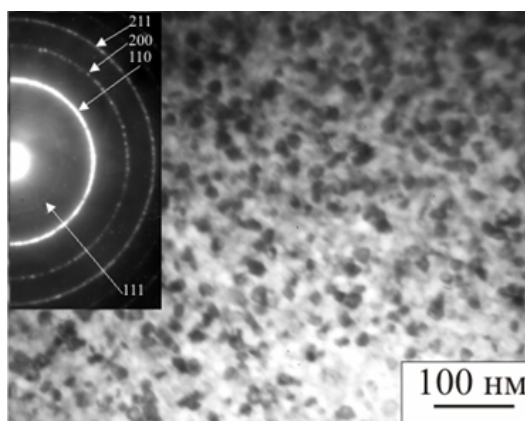


Рис. 3.2: Светлопольное изображение микроструктуры и картина микродифракции сплава $Fe_{73,5}Si_{16,5}V_6Nb_3Cu_1$, прошедшего термообработку (ТО) при $520^{\circ}C$. Кроме линий твердого раствора α -Fe ((110), (200) и (211)) видна слабая линия (111) от фазы Fe_3Si .

Анализ индукционных петель гистерезиса показывает, что исследованные ленты состава $Fe_{73,5}Si_{16,5}V_6Nb_3Cu_1$ представляют собой магнитомягкий материал с индукцией насыщения около 1.2 Тл и низкой коэрцитивной силой $H_c < 5$ А/м (табл.3.1, рис.3.3, а). Хотя эффективная анизотропия во всех случаях термообработки является преимущественно продольной, на-

нокристаллизация в присутствии поперечного магнитного поля приводит к появлению слабой компоненты поперечной магнитной анизотропии и росту коэрцитивности. Величина константы индуцированной магнитной анизотропии составляла $5 \pm 0,5$ Дж/м³. Влияние термообработки на магнитные свойства сплавов данной системы также обсуждалось в [171].

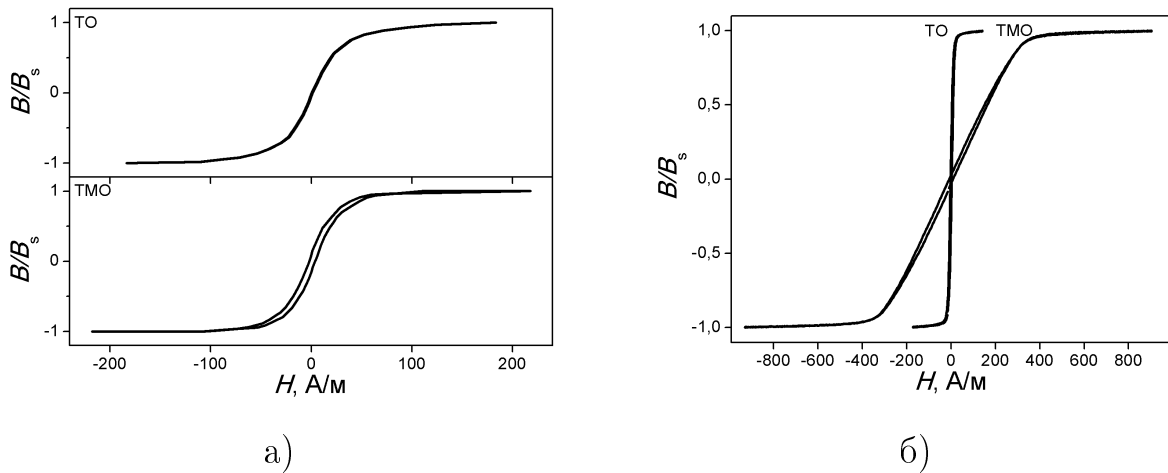


Рис. 3.3: Квазистатические петли гистерезиса, измеренные на лентах сплава $Fe_{73,5}Si_{16,5-x}B_{6+x}Nb_3Cu_1$, подвергнутых термообработкам видов ТО и ТМО. а) $x = 0$, б) $x = 3$.

На магнитных свойствах лент сплава $Fe_{73,5}Si_{13,5}B_9Nb_3Cu_1$ режим термообработки сказывается сильнее (табл.3.1, рис.3.3, б). Воздействие поперечного магнитного поля в процессе нанокристаллизации (ТМО) приводит к увеличению коэрцитивной силы почти на порядок по сравнению с нанокристаллизацией в отсутствие магнитного поля (ТО). Кроме того, из петель гистерезиса следует, что термообработка вида ТМО приводит к наведению высокой поперечной анизотропии около 200 Дж/м³ (табл.3.1). В случае термообработки вида ТО эффективная анизотропия остается преимущественно продольной. Индукция насыщения лент сплава $Fe_{73,5}Si_{13,5}B_9Nb_3Cu_1$ также как и лент $Fe_{73,5}Si_{16,5}B_6Nb_3Cu_1$ составляет около 1,2 Тл.

Существенные различия влияния ТМО на магнитные свойства близких по составу лент $Fe_{73,5}Si_{16,5-x}B_{6+x}Nb_3Cu_1$ ($x = 0; 3$) обусловлены особенностями наведения поперечной анизотропии при формировании нанокристаллов α - Fe(Si) в сплавах с разным содержанием Si [92, 57, 172, 59, 60, 173, 64]. Влияние особенностей нанокристаллизации сплавов $Fe_{73,5}Si_{16,5-x}B_{6+x}Nb_3Cu_1$

($x = 0; 3$) на магнитоимпедансные и стрессимпедансные свойства, а также их температурные изменения будут рассмотрены далее (параграф 4.2).

Режим термообработки лент составов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$) оказывает значительное влияние на частотные и магнитополевые зависимости их импеданса. Причем, не только в случае $x = 3$, когда наблюдается заметное различие магнитного гистерезиса, но и в случае термообработанных при разных режимах лент $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, несмотря на близость их структурных состояний и квазистатических процессов перемагничивания (рис.3.4). В данном случае, высокая чувствительность импеданса к слабым структурным и магнитным изменениям свойств материала еще раз демонстрирует высокие возможности использования магнитоимпедансного эффекта в качестве дополнительного «инструмента» в исследованиях свойств магнитных наноматериалов, а также необходимости учета в процессе предварительной термообработки материалов для активных элементов высокочувствительных датчиков магнитных полей, температур, давлений на основе эффекта магнитоимпеданса не только температурно-временных параметров, но и внешних магнитных полей.

Примеры частотных зависимостей максимальных значений магнитоимпедансного отношения $\Delta Z/Z = (Z(H) - Z(H_{max}))/Z(H_{max})$, где $H_{max} = 150$ Э, рассчитанных как для модуля импеданса $(\Delta Z/Z)_{max}$, так и для его активной $(\Delta R/R)_{max} = ((R(H) - R(H_{max}))/R(H_{max}))_{max}$ и реактивной $(\Delta X/X)_{max} = ((X(H) - X(H_{max}))/X(H_{max}))_{max}$ компонент, приведены на рисунке 3.4.

Частотные зависимости $(\Delta Z/Z)_{max}$ лент с $x = 0; 3$ имеют максимумы на частотах около 8 МГц и 10 МГц, соответственно (рис.3.4, а). На частотах до 50 МГц зависимости $(\Delta R/R)_{max}(f)$ являются монотонно возрастающими функциями с тенденцией к насыщению, которое для лент с $x = 0$ наступает при частоте около 25 МГц (рис.3.4, б). Ленты сплава с $x = 3$, подвергнутые термообработкам видов ТО и ТМО, независимо от частоты переменного тока и температуры имеют более низкие значения $(\Delta R/R)_{max}$, чем образцы сплава с $x = 0$, прошедшие аналогичные термообработки. На частотах выше 15 МГц величина $(\Delta R/R)_{max}$ для всех лент достигает более высоких значений, чем $(\Delta Z/Z)_{max}$. Максимальные магнитополевые изме-

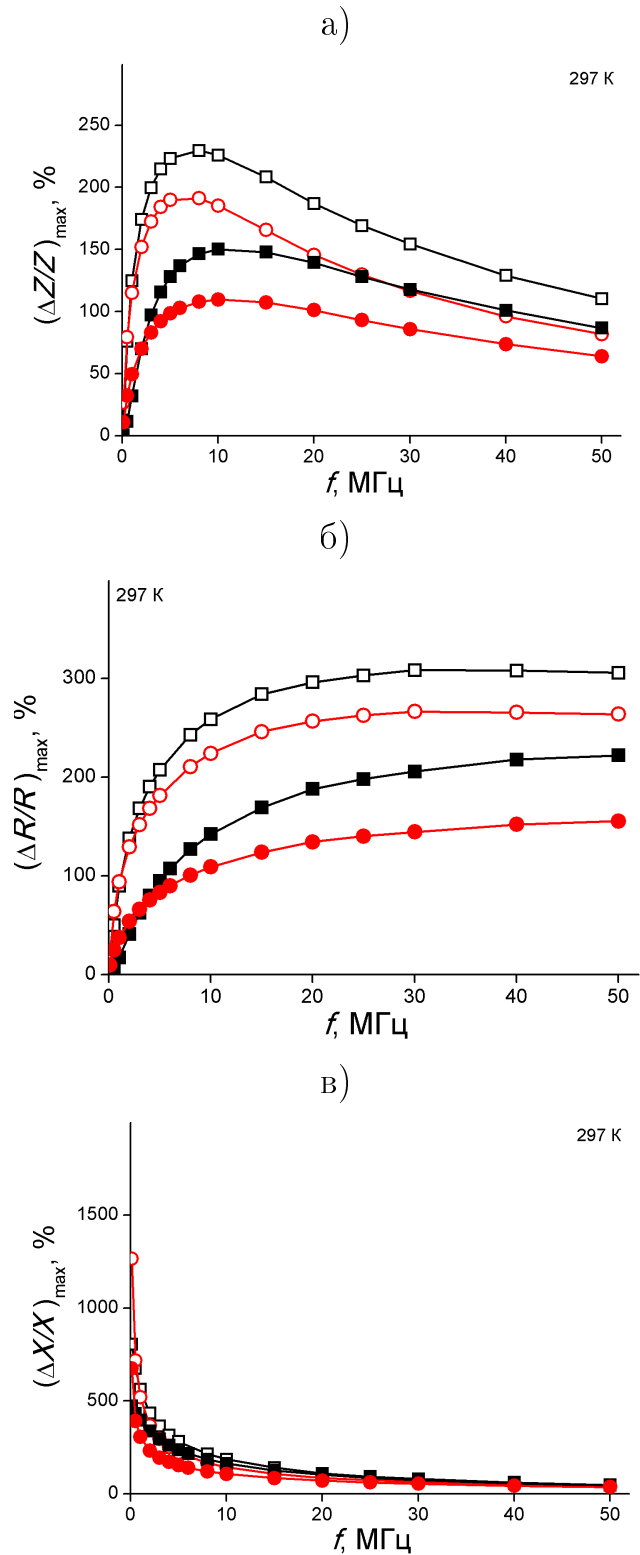


Рис. 3.4: Частотные зависимости максимальных значений а) магнитоимпедансного отношения $(\Delta Z/Z)_{max}$; б) отношения $(\Delta R/R)_{max}$; в) отношения $(\Delta X/X)_{max}$. Режимы термообработки лент: ТО (квадрат); ТМО (окружность). Составы лент $Fe_{73,5}Si_{16,5-x}B_{6+x}Nb_3Cu_1$: $x = 0$ (пустые маркеры); $x = 3$ (закрашенные маркеры).

нения реактивная компонента импеданса имеет в низкочастотном диапазоне (рис.3.4, в). Для лент состава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, прошедших ТМО эти изменения на частоте 0,1 МГц составляют более 1200%. Возможность практического использования высоких значений магнитопольевых изменений компонент импеданса отмечалась ранее в [2].

3.2 Влияние термообработки электрическим током аморфных лент и проводов на основе Co и Fe на их структуру, электрические и магнитные свойства

Достаточно широко распространенным методом термообработки является отжиг в присутствии внешнего магнитного поля, так как он позволяет существенно улучшать магнитные свойства исходных материалов. Одним из видов такой термообработки является отжиг электрическим током.

3.2.1 Отжиг электрическим током аморфных лент состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$

В связи с тем, что при отжиге электрическим током исходных аморфных магнитомягких сред кроме термического воздействия на них оказывает влияние и магнитное поле тока, происходящие изменения магнитной структуры имеют, по сравнению с простым отжигом, ряд особенностей.

Отжигу переменным электрическим током были подвергнуты аморфные ленты состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ длиной 20 мм, шириной 1 мм и толщиной 25 мкм [54]. В исходных лентах ось магнитной анизотропии была ориентирована вдоль их длины, что подтверждалось исследованием магнитных гистерезисных свойств. Плотность тока отжига J частотой 50 Гц варьировалась в диапазоне $(25 \div 65) \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$. Время отжига составляло 20 с. Для исходных лент и лент, подвергнутых отжигу током плотностью до $30 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$, зависимости $Z(H)$ имеют два характерных участка: начальный, в слабых магнитных полях до 50 А/м, на котором импеданс не зависит от H , и следующий за ним участок, на котором Z монотонно убы-

вает (рис.3.5, зависимости 1, 2). Причем, до значений $J = 25 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$ величина начального импеданса Z_0 оставалась практически неизменной. В диапазоне $J (25 \div 30) \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$ Z_0 увеличивается, вызывая рост эффекта магнитоимпеданса со 175% до 200%. Причиной роста Z_0 является частичное снятие в процессе отжига закалочных напряжений, снижение значений коэрцитивной силы и одноосной анизотропии, ориентированной вдоль длины ленты.

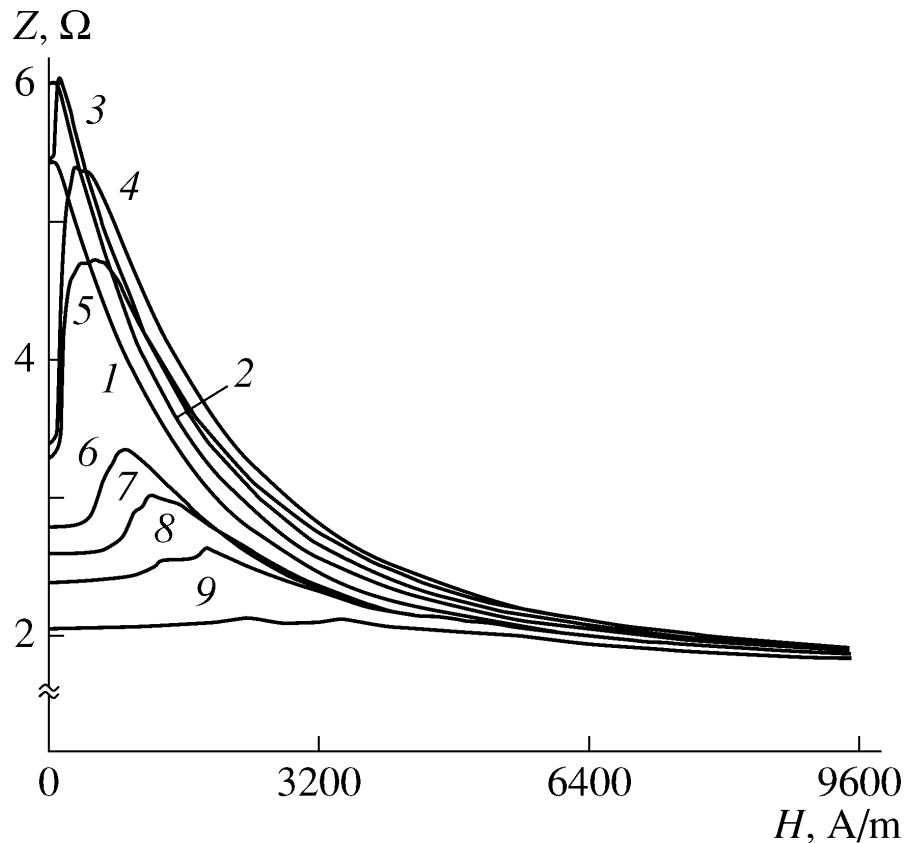


Рис. 3.5: Зависимости импеданса от внешнего магнитного поля для лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$, подвергнутых отжигу переменным электрическим током плотностью: 1 — $J = 0$; 2 — $30 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 3 — $35 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 4 — $40 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 5 — $45 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 6 — 50 А/м^2 ; 7 — $55 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 8 — 60 А/м^2 ; 9 — $65 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$. Частота переменного тока 10 МГц.

У лент, подвергнутых отжигу в диапазоне $J (30 \div 40) \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$, с ростом J начальный импеданс уменьшается, и на зависимостях $Z(H)$ появляется максимум (рис.3.5, зависимости 3, 4). Наибольшего значения 59% максимальный положительный эффект магнитоимпеданса $(\Delta Z/Z_0)_{max} = (Z_{max} - Z_0)/Z_0$ достигает при $J = 40 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$. Смена характера зави-

симости $Z(H)$ свидетельствует об изменении в процессе отжига ориентации оси магнитной анизотропии лент и появлении при $H = 0$ компоненты намагниченности перпендикулярной к их длине. Данный вывод легко обосновывается сопоставлением экспериментальных зависимостей $Z(H)$ (рис.3.5) с расчетными $\mu(H)$ (рис.2.1) для соответствующих ориентаций H , I_{AC} , h , ОЛН. Также, наблюдается хорошая корреляция зависимостей $Z(H)$, для лент подвергнутых отжигу в диапазоне J ($25 \div 40$) $\cdot 10^6$ А/м² (рис.3.5, зависимости 1 — 4) и зависимостей $Z(H)$, полученных на исходных лентах, вырезанных вдоль и поперек их ОЛН (рис.3.6). Длина лент составляла 10 мм, ширина 1 мм.

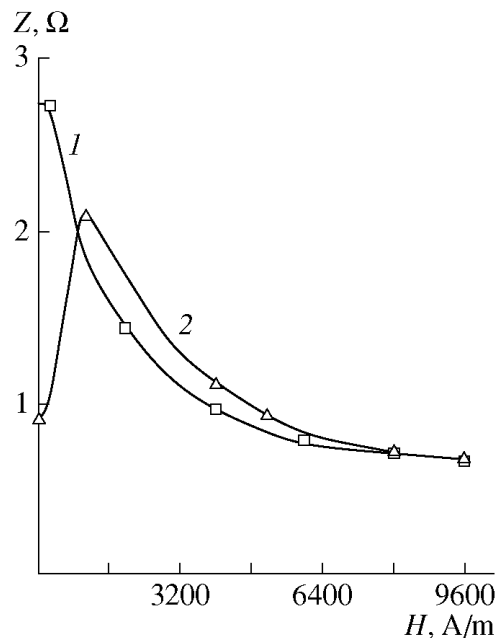


Рис. 3.6: Зависимости импеданса от внешнего магнитного поля для аморфных лент состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{V}_{11}$ с осью магнитной анизотропии ориентированной вдоль — 1 и поперек — 2 их длины.

С ростом плотности тока отжига J ($40 \div 60$) $\cdot 10^6$ А/м² значения Z_0 и Z_{max} уменьшаются, приближаясь к величине импеданса в поле насыщения $H = 9600$ А/м (рис.3.5, зависимости 5 — 8). Максимум зависимости $Z(H)$ с ростом J смещается в область больших значений H . Данные изменения свидетельствуют о росте магнитной анизотропии в процессе кристаллизации аморфного сплава. Для лент, обработанных при $J \geq 65 \cdot 10^6$ А/м², зависимость импеданса от внешнего магнитного поля минимальна (рис.3.5,

зависимость 9).

Таким образом, в ходе исследований влияния отжига переменным электрическим током аморфных лент состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{V}_{11}$ на высокочастотный импеданс определены диапазоны плотностей токов отжига, в которых характер его изменений различен, показаны влияние наведения поперечной магнитной анизотропии на магнитоимпеданс и возможность магнитоимпедансного детектирования термоиндуцированных изменений электрических и магнитных свойств магнитомягких материалов [54].

3.2.2 Высокочастотные свойства магнитомягких проводов подвергнутых отжигу постоянным электрическим током

Как отмечалось выше, отличительной особенностью отжига электрическим током от других видов термообработки является воздействие на нагретый образец магнитного поля тока, способствующего наведению в магнитомягких материалах цилиндрической геометрии циркулярной магнитной анизотропии. Изучение влияния отжига электрическим током магнитомягких аморфных проводов на их электрические и магнитные свойства вызывает особый интерес, так как позволяет получить дополнительную информацию о их связи с процессами структурной релаксации и кристаллизации аморфных сплавов [55].

Исходные образцы аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{V}_{15}$ отжигались постоянным электрическим током на воздухе в течение 5 мин. Величина плотности тока отжига J варьировалась от 0 до $46 \cdot 10^6$ А/м². Длина исследуемых образцов составляла 30 мм, диаметр 175 мкм, индукция насыщения исходного аморфного провода $B_S \sim 0,4$ Тл, константа магнитострикции насыщения $\lambda_S \sim 10^{-7}$. Продольная дифференциальная магнитная проницаемость определялась в частотном диапазоне от 1 кГц до 10 МГц. Величина пробного магнитного поля составляла 5 А/м.

Импедансные свойства провода исследованы на автоматизированных комплексах [71, 73] в диапазоне частот ВЧ тока $f = (0,1 \div 60)$ МГц при силе тока 4 мА. Максимальное значение внешнего квазистатического маг-

нитного поля H , приложенного вдоль длины провода, составляло 4 кА/м. Упругие растягивающие напряжения σ изменялись от 0 МПа до 300 МПа и были ориентированы вдоль оси провода. В ходе исследований осуществлялся контроль квазистатических магнитных характеристик: коэрцитивной силы H_c и остаточной индукции B_r , определяемых индукционным методом. Также были проведены рентгеноструктурные исследования исходных и отожженных образцов методом Дебая-Шерера. Средняя длина волны характеристического рентгеновского излучения железа (К-серия) составляла $\lambda_{\text{ср}} = 1,937 \text{ \AA}$.

Проведенные исследования показали, что отжиг постоянным электрическим током оказывает существенное влияние как на зависимости импеданса от упругих растягивающих напряжений в нулевом магнитном поле, так и на магнитолевые зависимости импеданса проводов (рис. 3.7, 3.8).

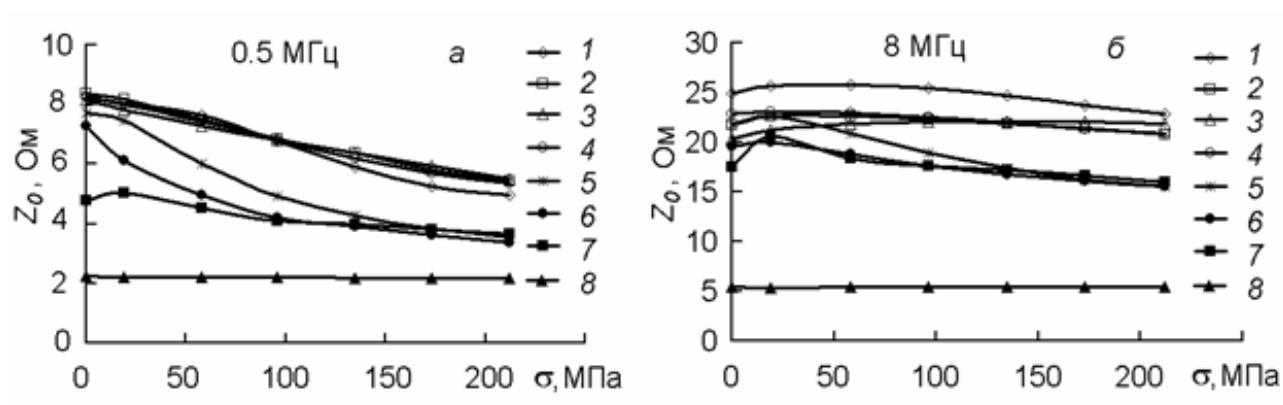


Рис. 3.7: Графики зависимости начального импеданса Z_0 проводов сплава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ на частотах ВЧ тока 0.5 МГц (а) и 8 МГц (б) от упругих растягивающих напряжений σ для образцов, отожженных постоянным током: 1 – зависимости $Z_0(\sigma)$, получены на исходном аморфном образце; 2 – на образце, подвергнутом отжигу при плотности тока $J = 4,2 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 3 – 6, $2 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 4 – 12, $5 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 5 – 25, 10^6 А/м^2 ; 6 – 31, 10^6 А/м^2 ; 7 – 33, $3 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 8 – 35, $4 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$.

В исследованном интервале плотностей тока J отжига аморфных $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ проводов можно выделить три характерных диапазона. Отжиг проводов в интервале J , соответствующем какому либо диапазону, приводит к сближению значений их начального импеданса $Z_0(H = 0)$ на зависимостях $Z_0(\sigma)$ при величинах упругих растягивающих напряже-

ний $\sigma > 100$ МПа (рис.3.7). Первому диапазону J соответствуют значения плотности тока $(4,2 \cdot 10^6 \div 12,5 \cdot 10^6)$ А/м², второму – $(25 \cdot 10^6 \div 33,3 \cdot 10^6)$ А/м², третьему – $J \geq 35,4 \cdot 10^6$ А/м². Наличие данных диапазонов плотностей тока отжига характерно для всего исследованного частотного диапазона $0,5 \div 10$ МГц. В области малых растягивающих напряжений (до 100 МПа) значения Z_0 в указанных диапазонах плотностей тока отжига могут существенно различаться. Аналогичные диапазоны плотностей тока отжига можно выделить не только на зависимостях $Z_0(\sigma)$, но и на полевых зависимостях импеданса $Z(H)$ при $\sigma > 100$ МПа (рис. 3.8).

Вероятной причиной наличия трех диапазонов плотностей тока предварительной обработки является преимущественное протекание в этих диапазонах различных процессов структурной перестройки исходных аморфных образцов. Структурные изменения в проводе влияют на его магнитную проницаемость и, следовательно, на импедансные свойства. Учитывая радиальную зависимость магнитной анизотропии и, в следствие этого, достаточно сложную магнитную доменную структуру провода, происходящие при отжиге изменения импеданса будут определяться не только типом и степенью структурных изменений, но и областью их преимущественного протекания.

Согласно рентгеноструктурным исследованиям, исходные образцы и образцы отожженные при плотностях тока $J = (4,2 \cdot 10^6 \div 33,3 \cdot 10^6)$ А/м² имеют одинаковую дифракционную картину, которая представляет собой размытое гало без рефлексов. На дифракционной картине образца, отожженного при $J = 35,4 \cdot 10^6$ А/м² имеется один широкий рефлекс, на котором различимы слабые линии. Исходя из чего можно заключить, что на начальных стадиях формирования кристаллической структуры (при $J \leq 35,4 \cdot 10^6$ А/м²), размеры образующихся кристаллитов еще достаточно малы (менее 10 нм) и однозначно идентифицировать фазы по выявленным линиям не удастся. Образцы, отожженные при плотности тока большей, чем $37,4 \cdot 10^6$ А/м², дают четкую дифракционную картину, расчет которой позволяет определить наличие α -Fe, β -Co, вероятно, Co_3V , CoNbV . В образце, отожженном при плотности тока $46 \cdot 10^6$ А/м², достаточно четко определяются α -Fe, β -Co, Co_2Si , следы NbCo_2 и α -Co. Таким образом, с

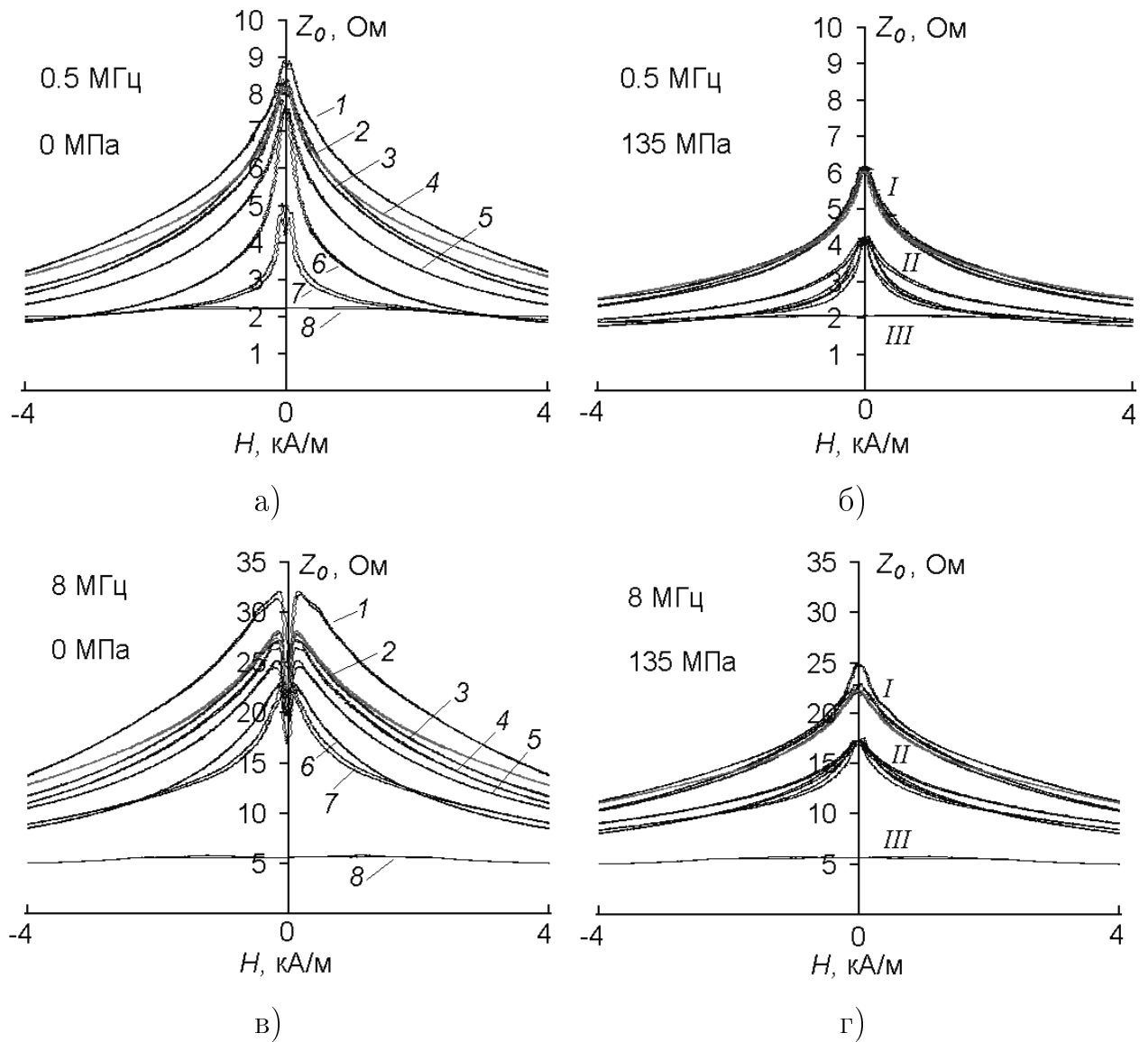


Рис. 3.8: Влияние плотности тока отжига аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ на зависимости импеданса Z от внешнего аксиального магнитного поля H при воздействии на провод упругих растягивающих напряжений σ : (а) $f = 0,5$ МГц, $\sigma = 0$ МПа; (б) $f = 0,5$ МГц, $\sigma = 135$ МПа; в) $f = 8$ МГц, $\sigma = 0$ МПа; г) $f = 8$ МГц, $\sigma = 135$ МПа. На рисунках (а, в) зависимости $Z(H)$ - 1 получены на исходном аморфном образце; 2 - на образце, подвергнутом отжигу при плотности тока $J = 4,2 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 3 - $6,2 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 4 - $12,5 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 5 - $25 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 6 - $31 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 7 - $33,3 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 8 - $35,4 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$. На рисунках (б, г) группа зависимостей $Z(H)$ - I соответствует диапазону значений $J = (0 \div 12,5 \cdot 10^6) \text{ А/м}^2$, II - $(25 \cdot 10^6 \div 33,3 \cdot 10^6) \text{ А/м}^2$, III - $J = 35,4 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$.

повышением плотности тока отжига $J \geq 35,4 \cdot 10^6$ А/м² и, соответственно, температуры провода, активизируется рост кристаллитов, и их размеры уже могут превышать 50 нм.

Данные рентгеноструктурных исследований о влиянии плотности тока отжига аморфного провода на процесс его нанокристаллизации коррелируют с соответствующей зависимостью удельного электросопротивления $\rho(J)$, согласно которой при $J \leq 25 \cdot 10^6$ А/м² значение ρ остается практически неизменным. Отжиг при плотностях тока ($25 \cdot 10^6 \div 33,3 \cdot 10^6$) А/м² приводит к значительному росту ρ , что свидетельствует о начале структурной перестройки сплава. С дальнейшим увеличением J вследствие нанокристаллизации сплава электросопротивление провода резко уменьшается.

С учетом структурных исследований можно заключить, что в первом диапазоне плотностей тока отжига $\sim (4,2 \cdot 10^6 \div 12,5 \cdot 10^6)$ А/м² протекают процессы структурной релаксации сопровождающиеся снятием закалочных напряжений и вытеснением свободного объема из глубинных областей провода в приповерхностный слой [174, 55]. Это приводит к росту концентрации дефектов вблизи поверхности и её уменьшению в глубине провода. Этот процесс слабо детектируется рентгеноструктурными и магнитометрическими методами, однако оказывает заметное влияние на импеданс и его компоненты, значения которых, в целом, уменьшаются во всем исследованном частотном диапазоне.

На частотах выше ~ 7 МГц изменения импеданса под воздействием отжига можно связать со структурными изменениями приповерхностного слоя соответствующего глубине скин-слоя δ и составляющего менее 4 мкм. Глубина скин-слоя на относительно низких частотах (порядка 10^5 Гц) в несколько раз выше и импедансные свойства будут определяться уже интегральными структурными характеристиками, как оболочки провода, так и его более глубинных областей.

Поскольку на первой стадии отжига концентрация дефектов в проводе изменяется незначительно, и в основном происходит только их перераспределение по объему, изменения импеданса на относительно низких частотах будут менее существенны, чем на более высоких. Таким образом, можно заключить, что причиной роста различий в величине импеданса с увеличе-

нием частоты ВЧ тока является более высокая чувствительность циркулярной магнитной проницаемости в приповерхностной области провода к процессам структурной релаксации, чем в среднем по его объему. Данный вывод согласуется с экспериментально наблюдаемой слабой зависимостью Z от J на частотах менее 0,5 МГц в диапазоне $J \sim (4, 2 \cdot 10^6 \div 12, 5 \cdot 10^6) \text{А/м}^2$, а также существенным изменением импеданса на частотах выше 7 МГц (рис. 3.7). Так как в рассматриваемом диапазоне J в ходе структурной релаксации значительных изменений намагниченности, констант анизотропии и магнитострикции не происходит, то при воздействии на провод упругих растягивающих напряжений более 100 МПа у всех образцов, подвергнутых обработке током в диапазоне $J \sim (4, 2 \cdot 10^6 \div 12, 5 \cdot 10^6) \text{А/м}^2$ значения магнитных проницаемостей становятся близки, близкие значения имеют и их импедансы.

Весьма показательно влияние J на действительную Z' и мнимую Z'' составляющие импеданса, их частотные зависимости (рис.3.9) и зависимости $Z'(\sigma)$ и $Z''(\sigma)$ (рис.3.10) [62]. Проявление заметных изменений действительной компоненты импеданса на частотах выше ~ 2 МГц (рис.3.9, а) согласуются с отмеченными выше структурными изменениями проводов, прошедших отжиг постоянным электрическим током в диапазоне $J \sim (4, 2 \cdot 10^6 \div 12, 5 \cdot 10^6) \text{А/м}^2$.

Отжиг в данном интервале J , приводя к снижению Z'' , слабо влияет на характер зависимости $Z''(f)$ и, в частности, на наличие с ростом f диапазона частот с резким уменьшением отношения dZ''/df (рис.3.9, б). Как отмечалось ранее (2.2.5), данный участок зависимости $Z''(f)$ обусловлен сменой доминирования в μ_ϕ вкладов от областей с аксиальной и геликоидальной типами магнитных анизотропий. Исходя из этого, для проводов, прошедших отжиг постоянным током в диапазоне $J \sim (4, 2 \cdot 10^6 \div 12, 5 \cdot 10^6) \text{А/м}^2$, уменьшение Z'' при сохранении участка зависимости $Z''(f)$ с $dZ''/df \approx 0$ связано с увеличением циркулярной компоненты намагниченности, наводимой в приповерхностном слое провода магнитным полем постоянного электрического тока. Обнаруженный немонотонный характер изменений импеданса и его компонент в рассматриваемом достаточно узком диапазоне J свидетельствует о наличии особенностей процессов вы-

теснения свободного объема из глубинных областей провода в приповерхностный слой, снятия закалочных напряжений и их влиянием на наведение циркулярной магнитной анизотропии.

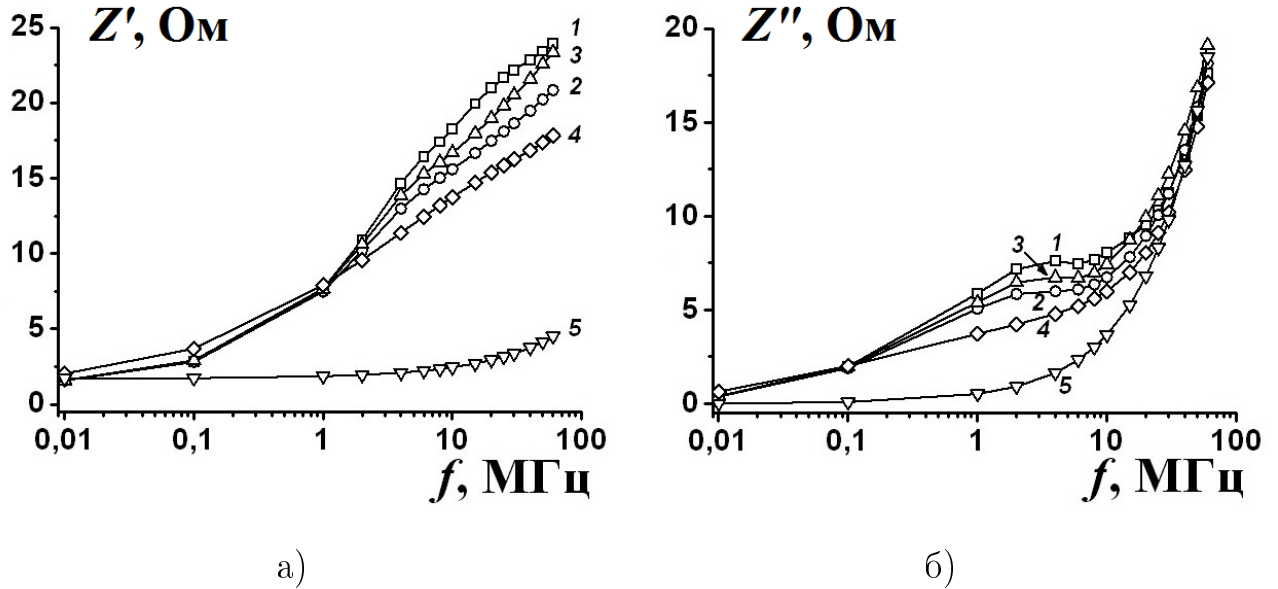


Рис. 3.9: Частотные зависимости действительной Z' и мнимой Z'' компонент импеданса провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, подвергнутого отжигу постоянным электрическим током плотностью: 1 - $J = 0 \text{ A/m}^2$; 2 - $6,2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$; 3 - $12,5 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$; 4 - $31 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$; 5 - $35,4 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$.

При значениях $J > 12,5 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ с их ростом участок зависимости $Z''(f)$ с $dZ''/df \approx 0$ уменьшается, и зависимость $Z''(f)$ становится монотонно возрастающей во всем исследованном частотном диапазоне.

Диапазон $J \sim (25 \cdot 10^6 \div 33,3 \cdot 10^6) \text{ A/m}^2$ соответствует началу формирования в сплаве нанокристаллической структуры, а воздействие при этом магнитного поля электрического тока способствует наведению в ней циркулярной магнитной анизотропии. Стоит отметить, что в исследованных проводах процесс кристаллизации имеет определенные особенности, обусловленные введением в основной состав ферромагнитного сплава в качестве легирующей добавки Nb, наличие которой препятствует росту размеров кристаллитов и способствует формированию нанокристаллической структуры [175].

Компонентный анализ импеданса позволяет заключить, что наблюдаемое в этом интервале J значительное изменение Z_0 (при $\sigma = 0 \text{ МПа}$) на

относительно низких частотах в основном обусловлено влиянием на мнимую компоненту импеданса изменения циркулярной составляющей намагниченности.

Данные изменения зависимости $Z''(f)$ в результате отжига провода объяснить только увеличением циркулярной компоненты намагниченности в приповерхностном слое нельзя. Еще одним фактором, влияющим на $Z''(f)$, может быть увеличение толщины приповерхностного слоя с геликоидальной анизотропией, что согласуется с изменениями стрессимпедансных зависимостей провода, подвергнутого отжигу электрическим током (рис. 3.10). Однако, в случае увеличения толщины приповерхностного слоя на зависимости $Z''(f)$ должно происходить снижение частот соответствующих участка с $dZ''/df \approx 0$, обусловленному сменой доминирующего влияния на μ_ϕ областей провода с аксиальным и геликоидальным типами анизотропий, что не согласуется с характером наблюдаемых изменений зависимостей $Z''(f)$. Объяснение этого противоречия возможно, если отжиг электрическим током приводит к исчезновению резкой границы перехода от внутреннего слоя с аксиальной магнитной анизотропией к приповерхностному, намагниченность в котором ориентирована геликоидально.

Таким образом, если при увеличении σ излом на зависимости $Z''(f)$ исчезает в результате роста импеданса на частотах выше 2 МГц за счет увеличения аксиальной компоненты намагниченности в приповерхностном слое провода (рис.2.31, б), то с ростом J основные изменения Z'' в диапазоне частот $\sim (0, 1 \div 10)$ МГц происходят за счет увеличения циркулярной компоненты намагниченности и уменьшения вклада в μ_ϕ провода магнитной проницаемости внутреннего, исходно аксиально намагниченного объема провода (рис. 3.9, б).

При $J \leq 31 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$, а также для исходного аморфного провода зависимости $Z''(f)$ на частотах $(8 \div 60)$ МГц линейны. Для зависимостей $Z'(f)$ характерно монотонное уменьшение значения dZ'/df с ростом f во всем исследованном частотном диапазоне (рис.3.9, а). При этом на частотах менее 2 МГц действительные компоненты импеданса проводов, прошедших отжиг при разных значениях J , имеют близкие значения. На более высоких частотах с увеличением f различия в значениях Z' усиливаются, что яв-

ляется еще одной отличительной особенностью влияния J на зависимости $Z'(f)$ от соответствующих изменений $Z''(f)$, для которых влияние отжига током на величину Z'' наблюдается в достаточно узком $\sim (0, 1 \div 10)$ МГц диапазоне частот.

Одной из причин этого является различие частотных зависимостей действительной и мнимой компонент циркулярной магнитной проницаемости [141, 142, 69, 15]. Расчет, согласно (2.23), значений μ'_ϕ и μ''_ϕ для аксиального типа магнитной анизотропии и магнитных параметров, соответствующих рассматриваемому материалу, показывает превалирование величины μ'_ϕ над μ''_ϕ во всем исследуемом частотном диапазоне. Аналогичный результат соответствует и циркулярной магнитной анизотропии.

Согласно расчету, μ'_ϕ , имеющая на низких частотах максимальное значение, при достижении частоты ~ 10 МГц должна начать уменьшаться, а изначально близкая к нулю величина μ''_ϕ – возрастать. Учитывая, что мнимая составляющая Z'' импеданса в основном определяется действительной компонентой циркулярной магнитной проницаемости (консервативной, или «упругой» проницаемостью), а действительная Z' определяется μ''_ϕ (консумптивной, «вязкой» проницаемостью), с ростом частоты от ~ 10 МГц должно происходить снижение чувствительности Z'' к изменениям μ_ϕ , вызванным структурной перестройкой сплава. Чувствительность же действительной компоненты импеданса Z' , ввиду частотного роста μ''_ϕ , должна увеличиться. Эта тенденция отражена на рис.3.10 в значениях Z' и Z'' при $\sigma = 0$.

Еще одним фактором, определяющим усиление влияния плотности тока отжига на Z' при $f > 2$ МГц, может выступать рост радиального градиента удельного электросопротивления. При этом на низких частотах, когда глубина скин-слоя δ близка к радиусу провода и большая часть его объема будет давать вклад в электросопротивление, значительных изменений Z' происходить не должно. С ростом частоты δ уменьшается и влияние изменений электросопротивления приповерхностной области, возникших при отжиге провода в результате диффузии дефектов, на изменение Z' должно усилиться.

Вывод о большей чувствительности компоненты Z'' к изменениям μ_ϕ

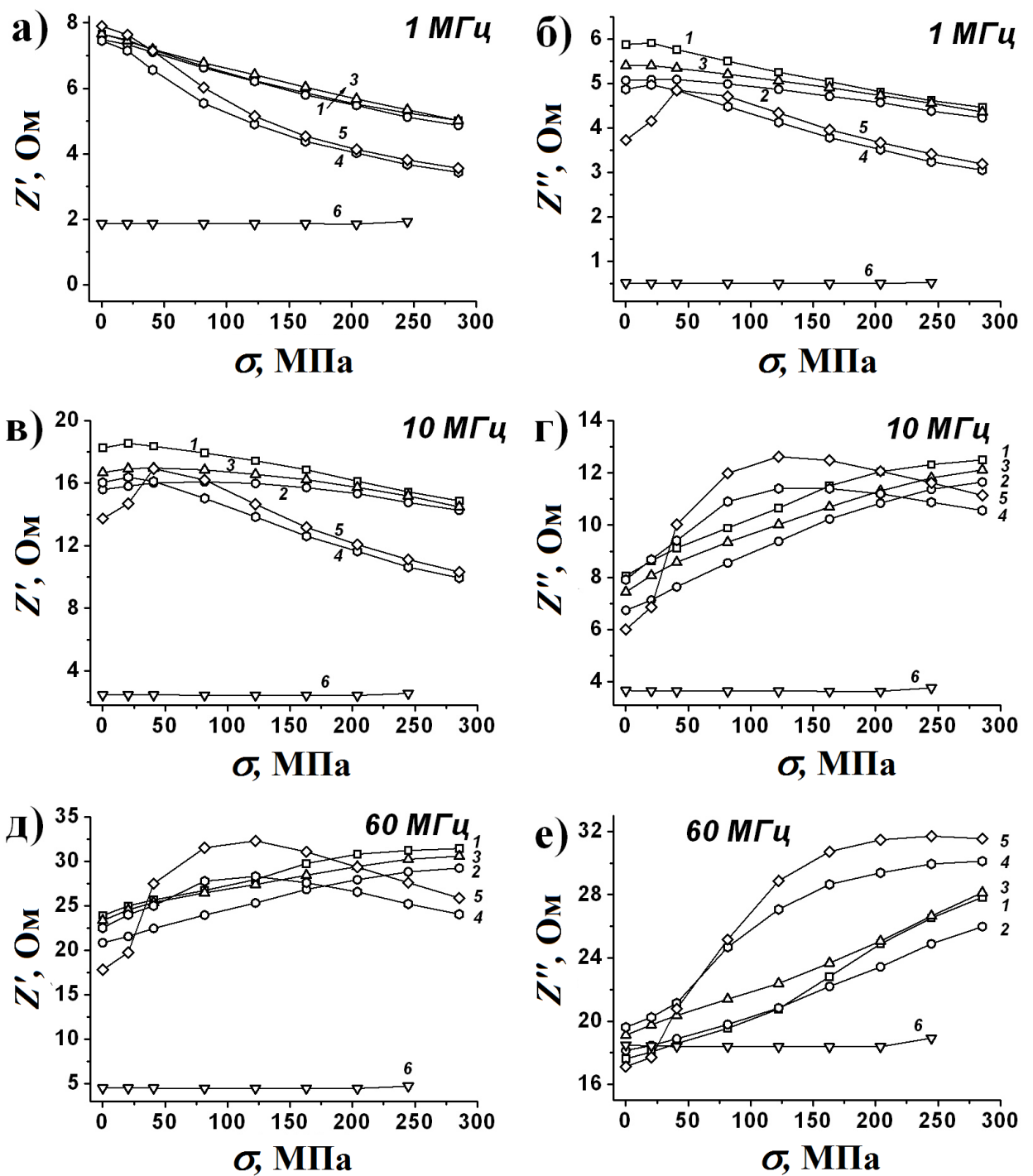


Рис. 3.10: Зависимости действительной Z' и мнимой Z'' компонент импеданса от величины упругих растягивающих напряжений σ в проводе состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, прошедшего отжиг постоянным электрическим током плотностью: 1 - $J = 0 \text{ А/м}^2$; 2 - $6,2 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 3 - $12,4 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 4 - $25 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 5 - $31 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; 6 - $35,4 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$.

по сравнению с Z' в диапазоне частот $(0, 1 \div 10)$ МГц (рис. 3.9) подтверждается, в частности, при анализе зависимостей компонент импеданса от величины упругих растягивающих напряжений σ для исходного аморфного провода и проводов, подвергнутых отжигу электрическим током плотностью $J \sim (25 \cdot 10^6 \div 33,3 \cdot 10^6)$ А/м² (рис. 3.10).

Минимальная частота, при которой начинает проявляться влияние циркулярной компоненты намагнитченности на зависимость $Z''(\sigma)$ провода, отожженного при $J = 31 \cdot 10^6$ А/м², составляет примерно 0,5 МГц. На частоте 1 МГц зависимость $Z''(\sigma)$ уже имеет четко выраженный максимум при 50 МПа (рис. 3.10, б). Как отмечалось выше, этот экстремальный характер зависимости $Z''(\sigma)$ для провода с $\lambda_S > 0$ обусловлен изменением μ_ϕ при повороте намагнитченности, изначально имеющей циркулярную компоненту, к аксиальному направлению при воздействии растягивающих напряжений. Зависимость $Z'(\sigma)$ принимает подобный вид, только начиная с частот выше ~ 4 МГц, т.е. имеющих почти на порядок более высокие значения (рис. 3.10, в).

С ростом частоты на зависимостях $Z''(\sigma)$ и $Z'(\sigma)$ усиливается влияние дисперсии магнитной анизотропии приповерхностного слоя провода, имеющего большую структурную, морфологическую и, следовательно, магнитную неоднородность. Это проявляется в уширении максимумов зависимостей $Z''(\sigma)$ и $Z'(\sigma)$ 3.10, г, д). Как и в случае минимальной частоты, на которой начинает проявляться влияние циркулярной компоненты намагнитченности на импеданс, влияние магнитных неоднородностей приповерхностного слоя на зависимость $Z''(\sigma)$ частотно опережают изменения $Z'(\sigma)$.

Для проводов, прошедших отжиг при $J \leq 12,5 \cdot 10^6$ А/м², Z'' на частотах менее 2 МГц с ростом σ монотонно уменьшается, что связано с определяющим влиянием на импеданс внутреннего слоя с аксиальной магнитной анизотропией. В диапазоне частот $2 \div 4$ МГц зависимости $Z''(\sigma)$ имеют слабо выраженный максимум, смещающийся с увеличением f в область больших значений σ . На частотах $f > 4$ МГц в исследованном интервале σ зависимость $Z''(\sigma)$ монотонно возрастает. Подобные изменения происходят и с зависимостями $Z'(\sigma)$, однако переход от убывающего с ростом σ

характера зависимостей $Z'(\sigma)$ к возрастающему наблюдается в более высокочастотном диапазоне $\sim (10 \div 40)$ МГц.

Значениям плотностей тока отжига J от $35,4 \cdot 10^6$ А/м² и выше соответствует вторая стадия кристаллизации, связанная с ростом размеров кристаллитов. Подтверждением этого, помимо рентгеноструктурных исследований, может служить и наблюдаемое увеличение остаточной индукции образцов, а также рост их коэрцитивной силы и магнитной анизотропии. Для проводов, обработанных электрическим током с $J \geq 35,4 \cdot 10^6$ А/м², значения импеданса при воздействии растягивающих напряжений и внешних магнитных полей во всех исследованных интервалах σ и H изменялись незначительно (рис.3.8, 3.10).

Зависимости импеданса провода от величины плотности тока отжига J нелинейны. У образцов, обработанных в диапазонах J , соответствующих разным доминирующим процессам структурной перестройки сплавов, значения импеданса и его компонент могут лежать в близких и даже перекрывающихся интервалах. Однако, воздействие на провод упругих растягивающих сил, создающих напряжения выше 100 МПа, приводит к сужению этих интервалов и росту различия значений импеданса между ними (рис.3.8, 3.10). Этот эффект может служить основой идентификации структурных изменений, происходящих при отжиге аморфного провода.

Таким образом, отжиг постоянным электрическим током плотностью $J = (4,2 \times 10^6 \div 37,4 \times 10^6)$ А/м² магнитомягкого провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ приводит к изменению его импедансных свойств. Степень этих изменений во многом определяется частотой переменного электрического тока. Обнаружено, что высокие упругие растягивающие напряжения вызывают расщепление интервала значений импедансов проводов, подвергнутых отжигу током разной плотности, на три диапазона, в каждом из которых импедансы принимают близкие значения. Вероятной причиной этого является преимущественное протекание в соответствующих диапазонах J различных процессов структурной перестройки сплавов и наведения магнитной анизотропии.

Также в ходе проведенных исследований определены основные особенности изменения действительной и мнимой компонент импеданса при струк-

турной перестройке аморфного магнитомягкого провода, подвергнутого отжигу постоянным электрическим током. Обнаружен частотный диапазон, в котором структурные изменения сплава при его отжиге постоянным электрическим током оказывают доминирующее влияние на мнимую компоненту импеданса. Значения скин-слоя, соответствующие данному диапазону частот, близки к толщине приповерхностного слоя исходного аморфного провода, т.е. находятся вблизи глубины, на которой происходит заметное изменение его магнитной структуры, связанное с исчезновением резкой границы перехода от внутреннего слоя с аксиальной магнитной анизотропией к приповерхностному, намагниченность в котором ориентирована геликоидально. Показано, что частотные изменения зависимости мнимой компоненты импеданса от упругих растягивающих напряжений в случае исходного аморфного провода и проводов, прошедших отжиг постоянным электрическим током, опережают соответствующие изменения действительной компоненты.

Представленные результаты исследований можно рассматривать как пример использования магнитоимпедансной спектроскопии для детектирования структурных изменений при отжиге аморфного магнитомягкого провода.

3.3 Мягкая термообработка аморфного провода на основе Co и Fe

Термообработка аморфных ферромагнитных материалов, являясь одним из наиболее эффективных способов улучшения магнитных свойств, повышения обратимости их температурных изменений и термостабильности, часто приводит к значительному ухудшению механических свойств сплавов, температуры охрупчивания которых могут быть значительно ниже температур кристаллизации [7]. В тоже время известно, что структурные изменения, происходящие в результате непродолжительного высокотемпературного отжига, могут наблюдаться и при низкотемпературной, но более продолжительной обработке [176]. Длительная термообработка при

температурах ниже температуры кристаллизации (мягкая термообработка) позволяет повысить температурно-временную стабильность характеристик сплава без значительного ухудшения его механических свойств.

Используя мягкую термообработку, также возможно достаточно легко реализовать режимы обеспечивающие минимальные структурные изменения сплавов. Их анализ позволяет получить не только новые данные о процессе структурной релаксации аморфных ферромагнетиков, но и оценить чувствительности метода магнитоимпедансной спектроскопии для детектирования малых структурных изменений [58].

3.3.1 Структура, электрические и магнитные свойства термообработанного аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$

Термообработка аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ проводилась в электропечи на воздухе при температурах t : 100°C, 150°C и 200°C поэтапно, при длительности одного этапа 20 часов, общее время термообработки τ при каждой температуре достигало 100 часов. После каждого этапа выдержки образец остывал на воздухе до комнатной температуры, при которой определялись его магнитные и магнитоимпедансные характеристики.

Анализ структурного состояния исходных и термообработанных образцов проводился методом рентгеновской дифракции на дифрактометре D8 ADVANCE фирмы BRUKER AXS в излучении с длиной волны 1,54 Å. Согласно рентгеноструктурным исследованиям, образцы, подвергнутые термообработке при $t = 200^\circ\text{C}$ в течение $\tau = 100$ часов, как и исходные образцы, являются рентгеноаморфными. На дифрактограммах образцов, прошедших термообработку, отмечается незначительный рост фона относительно фона исходных образцов в области углов $40^\circ \div 70^\circ$, что может свидетельствовать о начале процессов атомной перестройки (рис.3.11, а).

Данные индукционной магнитометрии не позволяют детектировать структурные изменения образцов, термообработанных при температурах 100°C и 150°C. Индукция насыщения B_S , остаточная индукция B_R , коэрцитивная сила H_C , коэффициенты выпуклости $\gamma = \frac{(BH)_{max}}{B_R H_C}$ и прямоугольности $k_{\Pi} =$

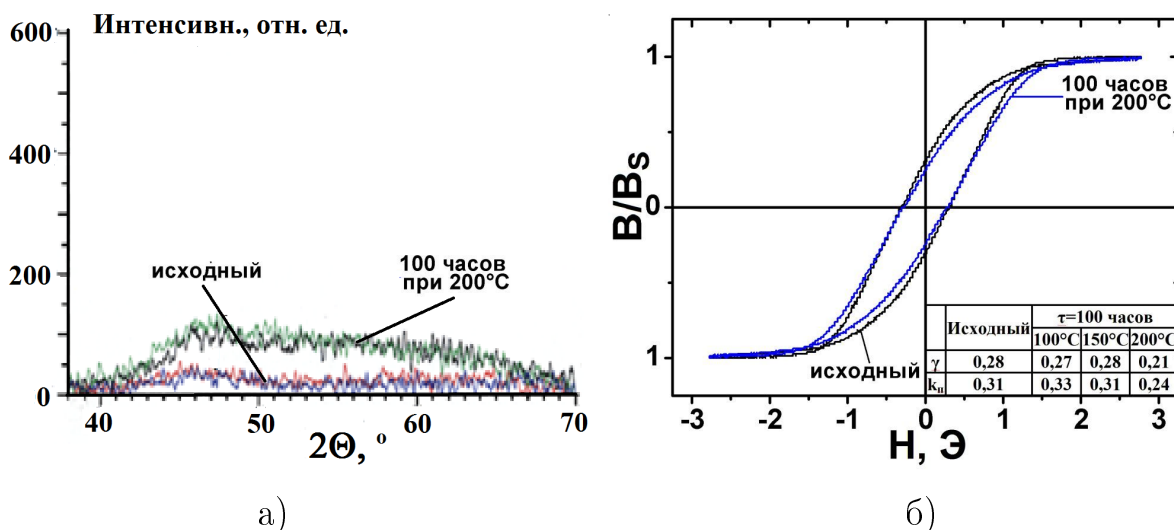


Рис. 3.11: Влияние термообработки на структуру и магнитные свойства аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$: а — дифрактограммы; б — индукционные петли гистерезиса, полученные на частоте 2 кГц. На вставке приведены коэффициенты выпуклости $\gamma = (B \cdot H)_{max} / (B_r \cdot H_C)$ и прямоугольности $k_{\text{П}} = B_r / B_S$ петель гистерезиса для разных режимов термообработки (τ - время термообработки).

$\frac{B_R}{B_S}$ остаются практически неизменными (рис.3.11, б). Термообработка при $t = 200^\circ\text{C}$ приводит к уменьшению коэффициентов γ и $k_{\text{П}}$. Конечно, минимальная температура термообработки при которой начинают происходить заметные изменения магнитных параметров аморфного сплава определяется его составом, технологией получения и видом термообработки. Так, изотермическая термомагнитная обработка низкострикционных аморфных лент CoMoZr при 200°C приводила к значительным изменениям их магнитной проницаемости и коэрцитивной силы [177].

Таблица 3.2: Влияние режимов мягкой термообработки на электросопротивление аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$

	$t = 100^\circ\text{C};$ $\tau = 100$ часов	$t = 150^\circ\text{C};$ $\tau = 100$ часов	$t = 200^\circ\text{C};$ $\tau = 100$ часов
$\Delta R_{\text{DC}}/R_{\text{DC}}, \%$	-1,4	2,8	2,7

Согласно резистометрическим исследованиям, термообработка при $t = 100^\circ\text{C}$ в течение 100 часов приводит к незначительному уменьшению удельного электросопротивления ρ_{DC} провода, в среднем на 1,4 % (таб.3.2). Тер-

мообработка в течение 100 часов при температурах 150 °С и 200 °С вызывает рост $\rho_{DC} \sim 3\%$ (относительная погрешность измерения электросопротивления не превышала 1 %).

3.3.2 Влияние термообработки аморфного $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{V}_{15}$ провода на его импеданс и циркулярную магнитную проницаемость

В отличие от незначительных изменений дифракционных, магнитных гистерезисных и резистивных (при I_{DC}) характеристик, даже непродолжительное воздействие повышенной температуры в ходе мягкой термообработки приводит к значительным необратимым изменениям импеданса. Так, в результате термообработки аморфного провода при минимальной исследованной температуре 100 °С в течение $\tau = 20$ часов уменьшение Z в достаточно широком частотном диапазоне достигает $\sim 20\%$. Для каждого конкретного режима термообработки величина изменения импеданса зависит от частоты переменного тока и напряженности внешнего магнитного поля (рис.3.12). Максимальные относительные изменения импеданса под воздействием термообработки происходят в слабых магнитных полях (рис.3.13). В магнитном поле порядка 150 Э на частотах выше 50 МГц изменения импеданса после воздействия температур минимальны.

Независимо от температуры основные изменения магнитоимпедансных свойств аморфного провода происходят в первые 20 часов термообработки (рис.3.14, 3.15). Зависимости $Z(\tau)$ определяются температурой термообработки и частотой переменного тока. Так, при $t = 200^\circ\text{C}$ на частотах ниже 30 МГц с ростом времени термообработки τ начальный импеданс Z_0 провода уменьшается, на более высоких частотах отмечается его рост. Частота переменного тока, соответствующая переходу от убывающей зависимости $Z_0(\tau)$ к возрастающей, с уменьшением температуры термообработки понижается. При температуре 150°С переход от падения к росту Z_0 наблюдается уже на частоте переменного тока 10 МГц (рис.3.14). Термообработка при $t = 100^\circ\text{C}$ ведет к падению Z_0 во всем исследованном частотном диапазоне 0.1 ÷ 100 МГц.

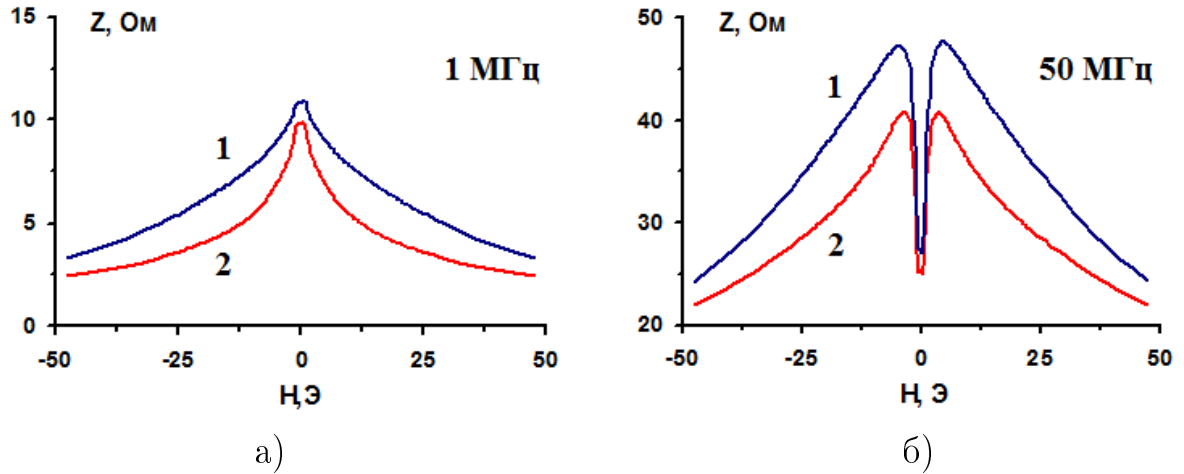


Рис. 3.12: Зависимости импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от напряженности внешнего аксиально ориентированного магнитного поля: 1 – в исходном состоянии, 2 – после термообработки при $100\text{ }^\circ\text{C}$ в течение 20 часов.

Используя экспериментальные зависимости $Z(f, \tau, t, H)$, возможно определить соответствующие изменения циркулярной магнитной проницаемости μ_ϕ (2.9, 2.15). Частотные зависимости относительного изменения циркулярной магнитной проницаемости

$$\frac{\Delta(\mu_\phi)_t}{(\mu_\phi)_{\text{исх}}} = \frac{(\mu_\phi)_t - (\mu_\phi)_{\text{исх}}}{(\mu_\phi)_{\text{исх}}} \cdot 100\% \quad (3.1)$$

в результате мягкой термообработки аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ при разных температурах t в течение 100 часов представлены на рисунке 3.16.

Термообработка аморфного провода при $t = 100\text{ }^\circ\text{C}$ приводит к уменьшению циркулярной магнитной проницаемости во всем исследованном частотном диапазоне (рис. 3.16). Термообработка при $t = 150\text{ }^\circ\text{C}$ уменьшает μ_ϕ в диапазоне частот от 100 кГц до 6 МГц, на более высоких частотах циркулярная проницаемость возрастает. В результате термообработки при температуре $200\text{ }^\circ\text{C}$ циркулярная магнитная проницаемость в диапазоне частот от 100 кГц до 40 МГц уменьшается. На частотах 40 МГц и выше наблюдается рост μ_ϕ .

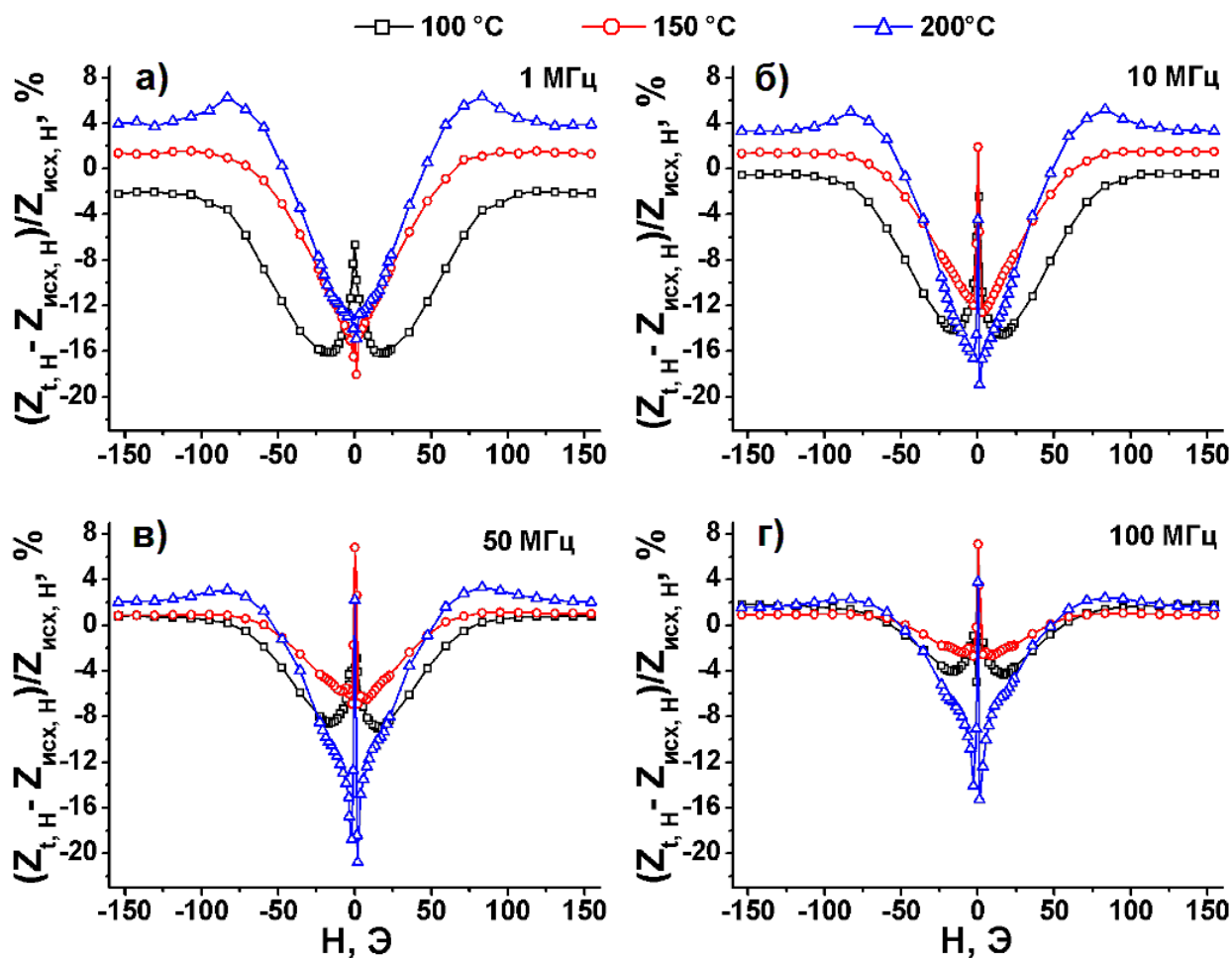


Рис. 3.13: Зависимости относительного изменения импеданса термообработанного аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ от напряженности внешнего аксиально ориентированного магнитного поля. Температура t термообработки составляла 100°C , 150°C и 200°C , время термообработки $\tau = 100$ часов. Частоты переменного тока: а – 1 МГц, б – 10 МГц, в – 50 МГц, г – 100 МГц.

3.3.3 Структурная релаксация аморфного магнитомягкого провода.

После мягкой термообработки аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ он оставался рентгеноаморфным. Изменения его электрических и магнитных свойств были обусловлены структурной релаксацией сплава, определяющим элементом которой является изменение дефектной структуры материала.

Изучению механизмов структурной релаксации аморфных металличе-

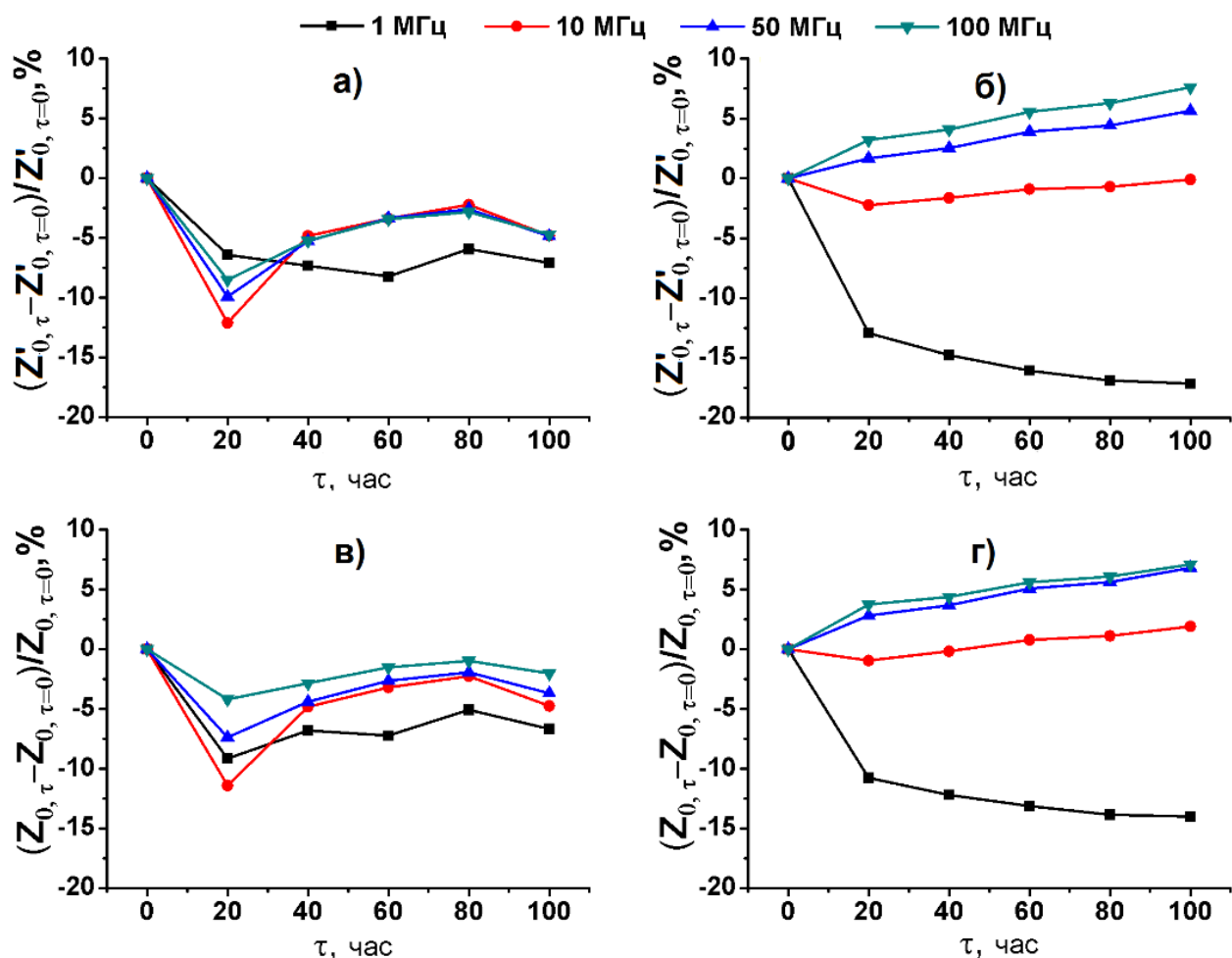


Рис. 3.14: Относительные изменения: а, б – активной компоненты импеданса R_0 и в, г – модуля импеданса Z_0 с ростом времени термообработки τ аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ при температурах: а, в – 100°C ; б, г – 150°C .

ских сплавов посвящен достаточно большой ряд работ [178, 8, 9, 10, 179, 180, 181, 147]. Считается, что структурная релаксация включает в себя три типа структурных изменений, возникающих при нагреве аморфного сплава: уменьшение и перераспределение свободных промежутков в структуре (пористость), возникновение геометрического (топологического) ближнего порядка и возникновение химического (композиционного) ближнего порядка [181]. Пористость аморфного материала во многом определяет его физико-механические характеристики [182, 183, 184, 185], в том числе оказывает доминирующее влияние и на его магнитные свойства [186, 147].

Исходя из оценки результатов температурных изменений объема спла-

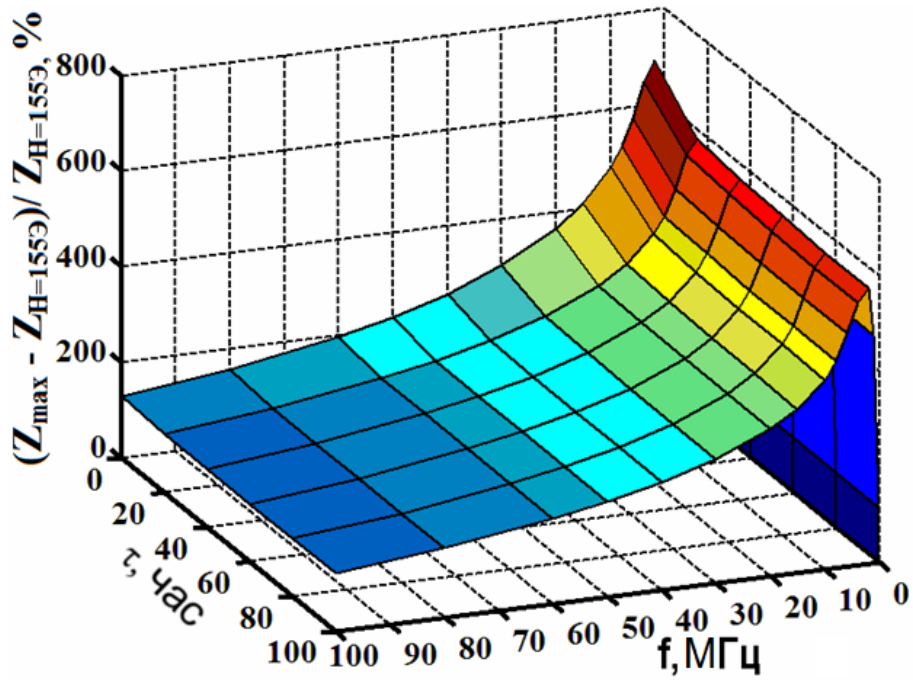


Рис. 3.15: Зависимости максимального магнитоимпедансного отношения от частоты переменного тока и времени термообработки аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ при температуре 150°C .

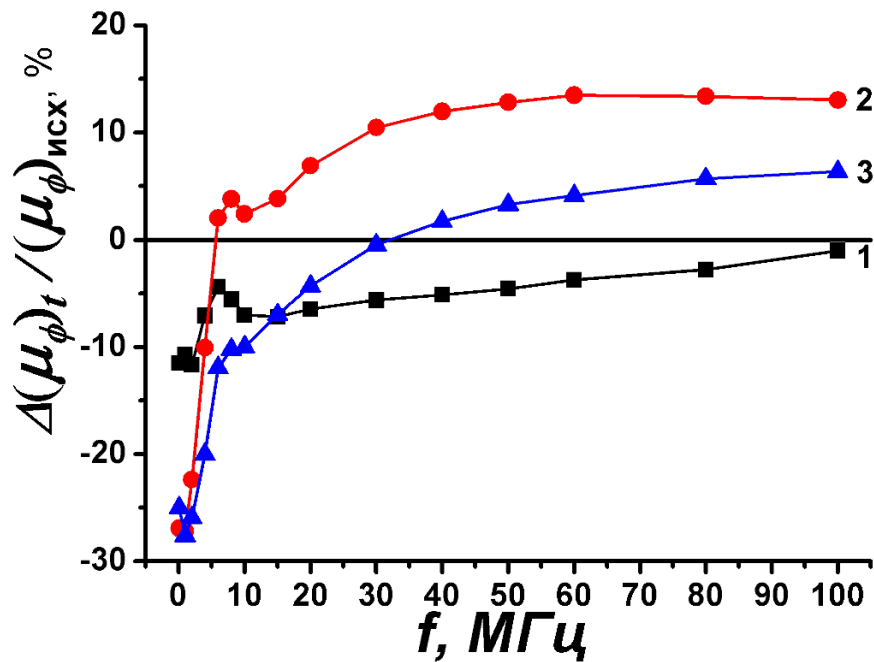


Рис. 3.16: Частотные зависимости относительного изменения эффективной циркулярной магнитной проницаемости ($H = 0$) в результате термообработки аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ в течение 100 часов при температурах: 1 – 100°C ; 2 – 150°C ; 3 – 200°C

ва, определяемых дилатометрическим методом, авторы [180] делают вывод о двухстадийности процесса выхода избыточного объема. На первой, низкотемпературной стадии, уменьшение избыточного объема происходит за счет незначительной перестройки элементарных атомных полиэдров, из которых состоит аморфный сплав. Процесс имеет низкую температуру активации и связан с кооперативным перемещением атомов по сдвиговому механизму. На более высокотемпературной стадии уменьшение избыточного объема связано с диффузионным процессом. Межстадийная граница сильно размыта. Возможность диффузии пор и ее механизмы теоретически рассмотрены в работе [187]. Необходимо отметить, что аморфным материалам свойственен широкий спектр как энергий активации различных процессов структурной перестройки, так и времени релаксационных процессов. Как отмечалось выше, структурные изменения, аморфного сплава могут происходить не только в результате высокотемпературной обработки, но и при низкотемпературном, но более продолжительном отжиге [176].

Таким образом, изменение электросопротивления термообработанного аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ связано с изменением, в результате структурной релаксации, не только его удельного сопротивления ρ , но и объема V — сплав уплотняется. Согласно [7], уменьшение объема аморфного материала в результате термообработки, вплоть до его кристаллизации, в среднем составляет $\Delta V/V \approx 0.5 - 0.6\%$. Так как, под воздействием закалочных напряжений выход избыточного объема в аморфном проводе преимущественно происходит в радиальном направлении, вклад в изменение объема провода изменения его длины незначителен и относительное изменение электросопротивления можно представить виде:

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{DC} = \frac{\rho_2 V_1}{\rho_1 V_2} - 1 \quad (3.2)$$

Отношение $V_1/V_2 > 1$ при всех температурах обработки аморфного сплава, следовательно, наблюдаемая в зависимости от t смена знака величины ΔR_{DC} (табл. 3.2) обусловлена изменением удельного электросопротивления в результате перестройки атомной структуры материала.

Как уже отмечалось выше, импеданс ферромагнитного провода во мно-

гом определяется его магнитными свойствами. Поэтому целесообразно рассмотреть возможные механизмы влияния структурной релаксации в ходе мягкой термообработки провода на его циркулярную магнитную проницаемость μ_ϕ .

Изменение дефектности сплава в результате структурной релаксации должно влиять на дисперсию магнитной анизотропии. Установить связь между μ_ϕ и угловой дисперсией анизотропии возможно в рамках модели однородного вращения намагниченности. Введя обозначения θ — угла между локальной ЛЛН и вектором намагниченности \vec{M} , α — угла отклонения средней ЛЛН от циркулярной ориентации, γ — угла отклонения локальной ЛЛН от среднего направления и h — магнитного поля переменного тока (рис. 3.17) выражение для объемной плотности энергии магнитной среды примет вид:

$$W = K \sin^2 \theta - \mu_0 M_s h \cos(\alpha + \gamma + \theta) \quad (3.3)$$

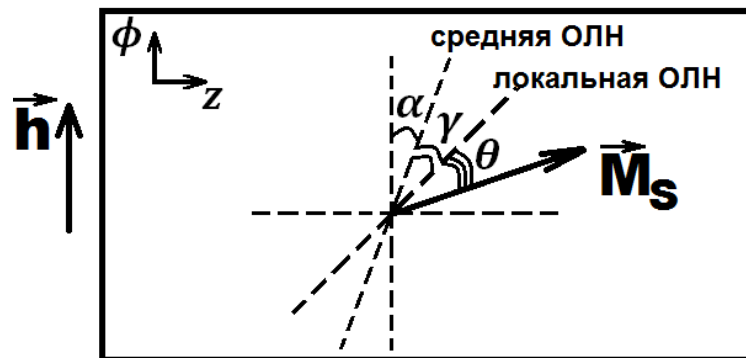


Рис. 3.17: Схема к расчету угловой дисперсии анизотропии: α — угол отклонения средней ЛЛН от циркулярного направления; γ — угол отклонения локальной ЛЛН от среднего направления; θ — угол отклонения намагниченности от локальной ЛЛН, h — магнитное поле переменного электрического тока.

Исходя из 3.3 циркулярная магнитная восприимчивость будет равна

$$\chi_\phi = \frac{dM}{dh} = \frac{\mu_0 M_s^2 \sin^3(\alpha + \gamma + \theta)}{2K \sin(\alpha + \gamma - \theta)} \quad (3.4)$$

Учитывая низкие значения напряженности магнитного поля h , создаваемого пробным током и, следовательно, малую величину угла отклонения намагниченности θ от локальной ЛЛН, получаем:

$$\chi_\phi = \frac{\mu_0 M_s^2 \sin^2(\alpha + \gamma)}{2K} \quad (3.5)$$

Принимая, что распределение углов отклонения локальных ЛЛН от среднего направления подчиняется закону Гаусса, среднее значение циркулярной магнитной восприимчивости имеет вид

$$\langle \chi_\phi \rangle = \int_{-3\gamma_0}^{3\gamma_0} F(\gamma) \chi_t(\gamma) d\gamma \quad (3.6)$$

где γ_0 — среднеквадратичное значение угла отклонения локальной ЛЛН от среднего направления, $F(\gamma)$ — плотность вероятности:

$$F(\gamma) = \frac{1}{\gamma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\gamma_0^2}\right) \quad (3.7)$$

С учетом этого, среднее значение циркулярной магнитной проницаемости равно

$$\langle \mu_\phi \rangle = 1 + \frac{\mu_0 M_s^2}{2K \gamma_0 \sqrt{2\pi}} \int_{-3\gamma_0}^{3\gamma_0} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\gamma_0^2}\right) \sin^2(\alpha + \gamma) d\gamma \quad (3.8)$$

Согласно результатам расчета относительного изменения циркулярной магнитной проницаемости при углах отклонения средней ЛЛН от циркулярного направления $\alpha < 45^\circ$, увеличение угловой дисперсии анизотропии приводит к росту μ_ϕ , при этом рост проницаемости тем сильнее, чем меньше угол α (рис. 3.18, а). Отклонение средней ЛЛН более 45° меняет характер

зависимости циркулярной проницаемости от дисперсии анизотропии: увеличение угловой дисперсии анизотропии в данном случае приводит к падению циркулярной проницаемости (рис. 3.18, б). При $\alpha = 45^\circ$ циркулярная проницаемость не зависит от величины угловой дисперсии анизотропии.

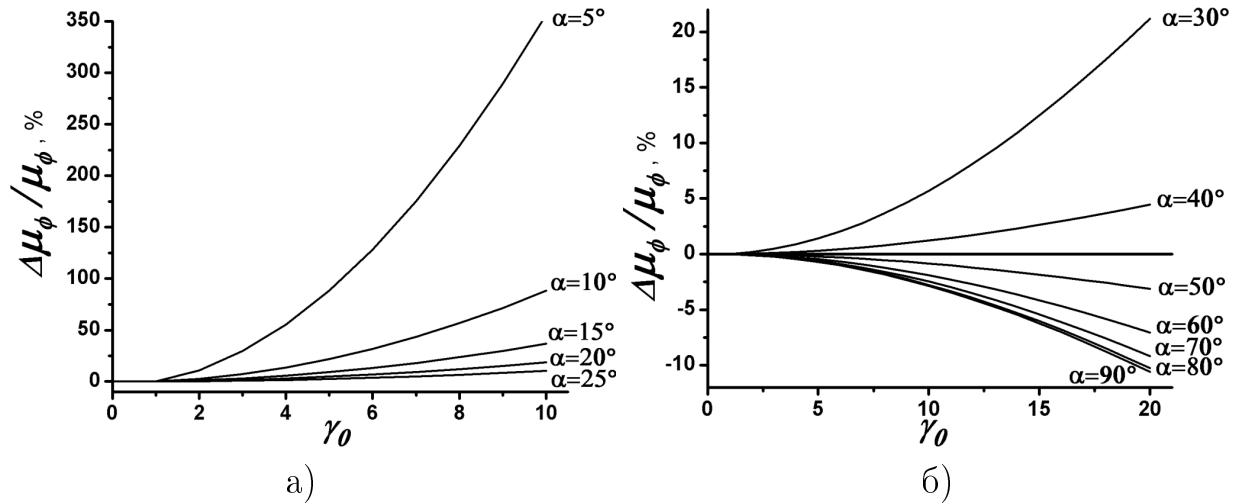


Рис. 3.18: Зависимость относительного изменения циркулярной магнитной проницаемости от величины угловой дисперсии магнитной анизотропии — γ при разных углах отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации: а) — $5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$; б) — $30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$.

Обобщая результаты исследований электрических и магнитных свойств аморфного магнитомягкого провода с низкой положительной магнитострикцией, можно конкретизировать этапы его структурной релаксации в ходе мягкой термообработки.

Термообработка аморфного $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ провода при температуре 100°C приводит к «залечиванию» мелких пор и снижению концентрации дефектов различного вида. Данный вывод вытекает из уменьшения после термообработки электросопротивления R_{DC} провода, а также импеданса Z_0 и, соответственно, μ_ϕ во всем исследованном диапазоне частот переменного тока (рис.3.14, в; 3.16, а). Однако, процесс «залечивания» мелких пор в объеме провода, по-видимому, протекает неоднородно.

В приповерхностном слое (оболочке) с геликоидальной магнитной доменной структурой ($\alpha < \pi/4$) этот процесс идет активно уже при 100°C и циркулярная магнитная проницаемость с уменьшением дефектности аморф-

ной структуры и, как следствие, угловой дисперсии анизотропии γ , уменьшается (рис.3.18, а), что коррелирует с исследованиями импеданса на частотах выше 6 МГц (глубина скин-слоя $\delta \lesssim 7$ мкм). Высокие значения внутренних сжимающих циркулярных σ_ϕ и аксиальных σ_z напряжений в приповерхностном слое провода, значительно превосходящие величину радиальных растягивающих напряжений σ_ρ [134, 126], должны способствовать аннигиляции пор. При отжиге этот процесс приведет к частичному снятию внутренних закалочных напряжений [188, 189].

На частотах ниже 6 МГц, когда скин-слоем проникает в аксиально намагниченный внутренний слой провода ($\alpha > \pi/4$), согласно зависимости $\mu_\phi(\gamma)$ (3.8), уменьшение γ должно приводить к росту μ_ϕ (рис.3.18, б) и, соответственно, Z . Это противоречит экспериментально наблюдаемому на частотах ниже 6 МГц значительному снижению Z_0 и μ_ϕ после термообработки провода (рис.3.14а, в; 3.16), которое не может быть объяснено только уменьшением его R_{DC} (таб.3.2).

Согласно расчетам [134, 126], по мере приближения к оси провода значения сжимающих напряжений σ_ϕ и σ_z достаточно резко уменьшаются, а растягивающих напряжений σ_ρ возрастают. На расстояниях x от оси провода $\sim (0,6 \div 0,8)$ его радиуса σ_ϕ и σ_z принимают нулевые значения. С дальнейшим уменьшением x напряжения σ_ϕ и σ_z , также как и σ_ρ становятся растягивающими. Такое поведение закалочных напряжений должно не только снижать процесс аннигиляции пор по мере удаления от поверхности провода, но и может изменять при термическом воздействии их геометрию. Так как значения σ_ρ в диапазоне $x \sim (0,2 \div 0,7)$ от радиуса провода доминируют над σ_ϕ и σ_z , то, вероятно, что при переходе от приповерхностного слоя в аксиально намагниченную часть отжиг приводит к некоторому вытягиванию пор в радиальном направлении. Такое изменение геометрии дефектов может повысить γ , даже на фоне возможного снижения объемной плотности пор. В этом случае, как отмечалось выше, рост γ при углах $\alpha > \pi/4$ приведет к уменьшению μ_ϕ и Z . Таким образом, вероятными причинами наблюдаемого после термообработки аморфного магнитомягкого провода при температуре 100°C уменьшения импеданса на частотах ниже 6 МГц являются как снижение электросопротивления R_{DC} , так и рост уг-

ловой дисперсии анизотропии.

С ростом температуры отжига толщина приповерхностного слоя с геликоидальной магнитной доменной структурой уменьшается, что подтверждается ростом частоты f_p , при которой происходит переход зависимости $Z(H)$ от монотонно убывающего вида к экстремальному. На уменьшение с ростом t толщины приповерхностного слоя с преимущественной циркулярной компонентой намагниченности указывает и рост частоты переменного тока, соответствующей переходу ниспадающей зависимости $Z_0(\tau)$ к возрастающей. Рост импеданса с ростом времени термообработки при 150°C наблюдается на частотах выше 10 МГц, а при 200°C , возрастание $Z_0(\tau)$ отмечается на частотах выше 30 МГц, то есть при меньшей глубине скин-слоя.

Термообработка аморфного $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ провода при температурах 150°C и 200°C приводит, помимо аннигиляции пор, к активации процесса диффузии дефектов, причинами которой могут выступать закалочные напряжения и силы лапласовского давления обусловленные кривизной пор и кривизной поверхности провода [183]. В результате диффузии дефектов происходит их перераспределение по объему провода — они вытесняются из центральной области к поверхности. Процесс диффузии дефектов вызывает рост энергии межфазных границ и рост электросопротивления аморфного провода (таб.3.2). На связь между ростом электросопротивления и уменьшением избыточного свободного объема указывают и результаты других исследований [188].

Об активации процесса диффузии дефектов при температурах термообработки 150°C и 200°C аморфного $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ провода свидетельствуют и изменения импеданса. Однако, эти изменения на разных частотах существенно разнятся. На частотах пробного тока $f \lesssim 10$ МГц для $t = 150^\circ\text{C}$ и $f \lesssim 30$ МГц для $t = 200^\circ\text{C}$, когда скин-слой захватывает внутренний слой с аксиальной ориентацией намагниченности и вклад от этой области провода в величину импеданса превалирует, наблюдается уменьшение действительной компоненты Z'_0 начального импеданса и Z_0 в целом (рис. 3.14, б, г). На более высоких частотах, когда переменный ток протекает в оболочке с геликоидальной доменной структурой провода, дей-

ствительная компонента Z'_0 начального импеданса и Z_0 в целом возрастают (рис. 3.14, б, г).

Несмотря на различие влияния термообработки на импеданс в разных частотных диапазонах, основным фактор, определяющий изменения Z , может являться для них единым. Это рост дефектности провода в слое, соответствующем, как минимум, глубине скин-слоя на частоте 100 кГц $\delta \sim 30$ мкм, что для исследованного провода составляет $\sim 0,34$ от его радиуса. Данное значение коррелирует с расчетной толщиной поверхностного слоя, в котором механические напряжения σ_ϕ и σ_z становятся сжимающими [134, 126]. Причем, как отмечалось выше, величина сжимающих напряжений с приближением к поверхности провода возрастает, а значит и их действие должно препятствовать процессу выхода пор к поверхности провода. По-видимому, при термообработке провода в рассматриваемом слое, помимо роста концентрации дефектов засчет их вытеснения из центральной области, также происходит и их частичная аннигиляция. Увеличение концентрации дефектов приводит к росту угловой дисперсии анизотропии, в результате чего на низких частотах, где вклад от областей с $\alpha > 45^\circ$ определяющий, происходит падение μ_ϕ и Z (рис.3.18, 3.14, б, г). На более высоких частотах переменного тока, где определяющий вклад в циркулярную проницаемость дают области с $\alpha < 45^\circ$, увеличение γ приведет к росту μ_ϕ и Z .

Следствием роста угловой дисперсии циркулярной анизотропии в приповерхностной области ($\alpha < \pi/4$) должно быть увеличение аксиальной компоненты намагниченности, а значит уменьшение степени влияния внешних упругих напряжений на величину импеданса. Данный вывод хорошо согласуется с экспериментальными исследованиями зависимостей $Z(\sigma)$. Так, после термообработки при $t = 150^\circ\text{C}$ относительное изменение Z_0 на частотах выше ~ 10 МГц при воздействии σ уменьшается (рис.3.19).

Согласно магнитоимпедансным исследованиям, после термообработки провода, толщина приповерхностного слоя с геликоидальной магнитной доменной структурой уменьшается, значит должен возрасти объем его аксиально намагниченной части. Однако, при этом фиксируется уменьшение продольной остаточной магнитной индукции B_R термообработанного про-

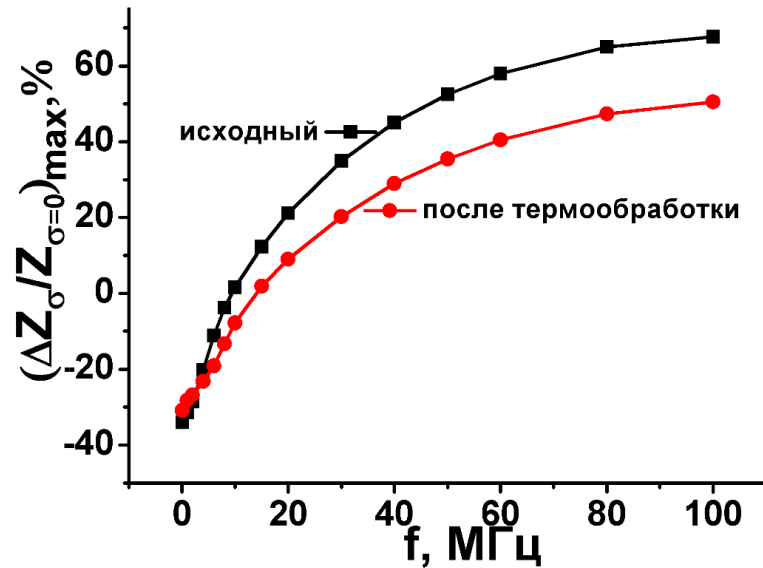


Рис. 3.19: Влияние термообработки при 150 °С на частотные зависимости относительного изменения импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ под воздействием внешних упругих напряжений 330 МПа.

вода (рис. 3.11, б). Это несоответствие объясняется влиянием размерного эффекта и изменением коэрцитивности аксиально намагниченного внутреннего слоя на результаты измерений B_R . Согласно исследованиям зависимости $B_R(l)$ (рис.2.29), при длине провода $l < 8$ см влияние краевых доменов на значение B_R становится заметным и с уменьшением l оно возрастает. Коэрцитивность аксиальной оболочки в результате диффузии пор к поверхности провода и снижения дефектности его центральных областей уменьшается [147]. Следствием этого должен быть рост объема краевых доменов, а значит и уменьшение B_R . Еще одним фактором, снижающим значение B_R в термообработанных образцах, может стать изменение внутренних напряжений, приводящее к увеличению объема ядра с циркулярной ориентацией намагниченности. Таким образом, отсутствие роста продольной остаточной магнитной индукции B_R термообработанного провода при уменьшении толщины его оболочки с геликоидальной магнитной доменной структурой может быть обусловлено как увеличением объема краевых доменов обратной намагниченности, так и ростом объема ядра с циркулярной ориентацией намагниченности.

3.4 Выводы по 3 главе

1. Высокая чувствительность импеданса к дефектной структуре аморфных магнитомягких сплавов и внешним механическим и магнитополевым воздействиям позволяет использовать метод магнитоимпедансной спектроскопии для детектирования отдельных температурных стадий структурной релаксации.
2. Особенности формирования наведенной поперечной магнитной анизотропии при нанокристаллизации в ходе термомагнитной обработки аморфных лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$) с различным содержанием Si существенно влияют на характер изменения их магнитных и магнитоимпедансных свойств.
3. Воздействие постоянного магнитного поля в ходе термообработки аморфных лент состава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ слабо влияет на формируемую нанокристаллическую структуру и процессы квазистатического перемагничивания, но приводит к значительным изменениям их высокочастотных электрических и магнитных свойств.
4. Степень и характер изменений импедансных свойств магнитомягкого аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ в результате его отжига постоянным электрическим током плотностью до $37,4 \times 10^6$ А/м² определяется не только величиной плотности тока отжига, но и частотой переменного тока.
5. Для детектирования и определения характера структурных изменений аморфных магнитомягких сплавов в ходе их отжига электрическим током информативность и чувствительность метода магнитоимпедансной спектроскопии можно значительно повысить анализируя зависимости импеданса и его компонент от упругих растягивающих напряжений и магнитополевые зависимости импеданса упругодеформированных материалов. Так, упругая деформация растяжения проводов состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$, подвергнутых отжигу током разной плотности, вызывает расщепление интервала значений импедан-

сов на три диапазона, в каждом из которых импедансы упругодеформированных проводов имеют близкие значения. Причиной наличия этих диапазонов плотностей тока отжига является преимущественное протекание в них различных процессов структурной перестройки сплавов, вызывающих соответствующие изменения импедансных свойств провода.

6. Частотные изменения зависимости мнимой компоненты импеданса от упругих растягивающих напряжений в случае исходного магнитомягкого аморфного провода и проводов, прошедших отжиг постоянным электрическим током, опережают соответствующие изменения действительной компоненты.
7. Отжиг постоянным электрическим током аморфного магнитомягкого провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, оказывает доминирующее влияние на мнимую компоненту импеданса в диапазоне частот, соответствующих глубине скин-слоя близкой к толщине приповерхностного слоя провода с геликоидальной магнитной анизотропией. Причиной этого являются значительные изменения циркулярной анизотропии и ориентации векторов намагниченности в объеме провода.
8. Изотермическая обработка аморфных магнитомягких сплавов при температурах значительно ниже температур Кюри и начала кристаллизации оказывает значительное влияние на высокочастотные электрические свойства, основные изменения которых при температурах обработки $(100\div 200)^\circ\text{C}$ происходят в ее первые 20 часов. Данный вид термообработки сохраняя аморфную структуру сплава позволяет повысить временную стабильность его электрических и магнитных свойств при повышенных температурах.
9. Изменение угловой дисперсии анизотропии в ходе структурной релаксации аморфного низкострикционного ферромагнитного сплава оказывает определяющее влияние на изменение его высокочастотных электрических и магнитных свойств. Характер и степень изменений высокочастотного импеданса и циркулярной магнитной проницаемо-

сти аморфного низкострикционного ферромагнитного провода, прошедшего изотермический отжиг при температурах значительно ниже температур начала кристаллизации и Кюри, определяется частотой переменного тока и зависимостью механизмов структурной релаксации аморфного сплава от температуры отжига и распределения в проводе закалочных напряжений.

Глава 4

Термоиндуцированные изменения электрических и магнитных свойств аморфных и нанокристаллических магнитомягких проводников

Любой внешний фактор, вызывающий изменение поперечной магнитной проницаемости ферромагнитного проводника, также вызывает изменение и его импеданса. Импеданс аморфных и нанокристаллических магнитомягких материалов может быть высоко чувствителен не только к внешнему магнитному полю (магнитоимпедансный эффект) и механическим напряжениям (стрессимпедансный эффект), но и к температуре (термоимпедансный эффект) [132, 190, 72, 60, 59, 64]. Высокая чувствительность импеданса ко многим внешним воздействиям может успешно использоваться в различного рода сенсорных устройствах [191, 49, 4, 56, 2], что вызывает необходимость систематических и сложных исследований импеданса в присутствии нескольких воздействующих на материал факторов, одним из которых выступает тепловое воздействие.

4.1 Изменение электрических и магнитных свойств аморфного магнитомягкого провода с низкой положительной константой магнитострикции при тепловом, деформационном и магнитополевом воздействиях

Температурные исследования электрических и магнитных свойств аморфных проводов состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, диаметром (170÷180) мкм проведены после их термообработки при 150 °С в течение 100 часов, что позволило минимизировать необратимость температурных изменений электрических и магнитных параметров, сохранив при этом высокие значения свойств сплава, значимых с практической точки зрения [146]. Нагрев провода, предварительно прошедшего мягкую термообработку, до 130°С и выдержка его при повышенной температуре в течение 10 часов с последующим охлаждением до комнатной температуры изменяют значения импеданса не более чем на 3%.

Возрастание температуры в диапазоне от 22°С до 130°С приводит к увеличению удельного электросопротивления ρ провода температурный коэффициент которого составил $1,22 \cdot 10^{-10}$ Ом·м/К (рис. 4.1, а): $\rho = 1,231 \cdot 10^{-6} + 1,22 \cdot 10^{-10} \cdot t$

Значение магнитной индукции B_S в магнитном поле, соответствующем техническому насыщению, с ростом температуры в диапазоне (22÷130)°С монотонно уменьшается (рис. 4.1, б). Температурное изменение B_S хорошо согласуются с классическим законом Блоха

$$\Delta M_S = [M_S(0) - M_S(T)] \sim T^{\frac{3}{2}} \quad (4.1)$$

Также с ростом температуры уменьшается относительная остаточная индукция. Температурное изменение коэрцитивной силы незначительно.

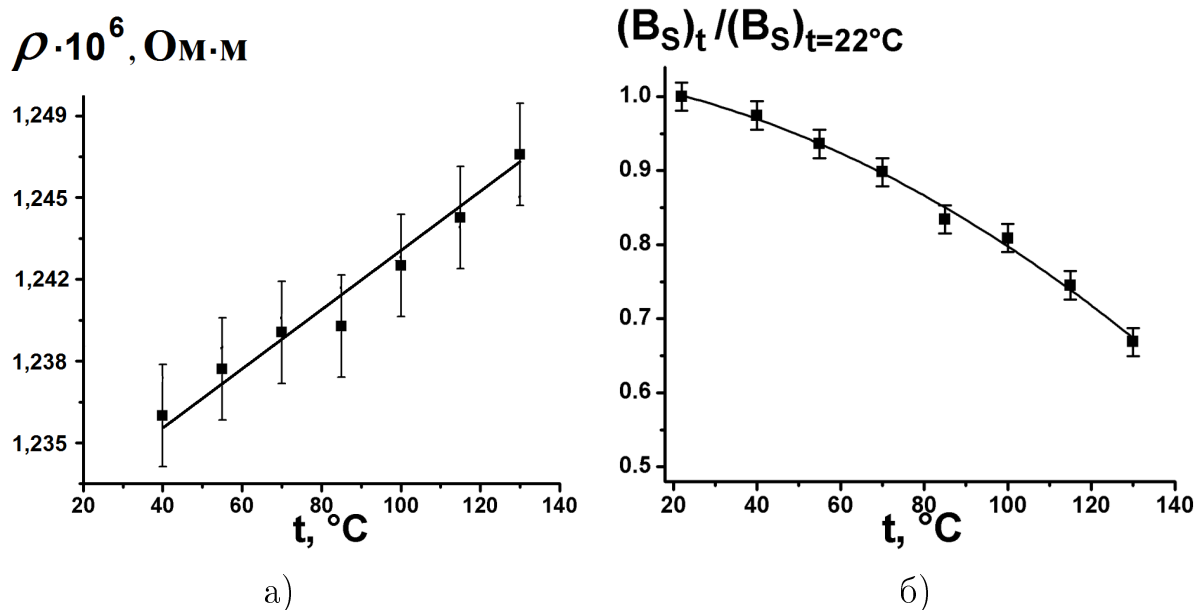


Рис. 4.1: Температурная зависимость а) удельного электросопротивления; б) относительного значения индукции технического насыщения аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, подвергнутого мягкой термообработке при 150°C в течение 100 часов.

4.1.1 Влияние температуры на магнитополевые зависимости импеданса аморфного $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ провода

В отличие от электросопротивления, импеданс аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ в частотном диапазоне от 0,01 МГц до 100 МГц с ростом температуры уменьшается (рис. 4.2).

Характер изменения $Z(t)$ близок к линейному (рис.4.2, 4.3), что позволяет ввести температурный коэффициент импеданса ε_z по аналогии с температурным коэффициентом электросопротивления:

$$\varepsilon_z = \frac{\Delta Z}{Z \cdot \Delta t} = \frac{Z_t - Z_{t=22^\circ\text{C}}}{Z_{t=22^\circ\text{C}} \cdot (t - 22)} \quad (4.2)$$

Абсолютное значение ε_z зависит от частоты переменного тока, протекающего по проводу, напряженности внешнего аксиально ориентированного

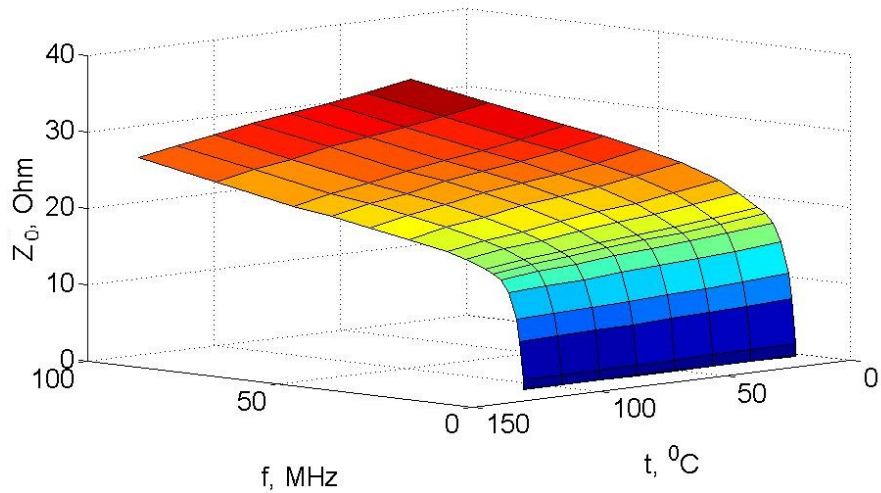


Рис. 4.2: Зависимости импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ диаметром 180 мкм от частоты переменного тока и температуры. Провод прошел предварительную термообработку при 150°C в течение 100 часов

магнитного поля и растягивающих напряжений (рис. 4.4, 4.9). Наиболее резкие изменения α_z испытывает в интервале частот от 100 кГц до 20 МГц. Максимальное абсолютное значение, составляющее $|\varepsilon_z| = 3 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, температурный коэффициент импеданса принимает на частоте переменного тока 2 МГц при напряженности магнитного поля 35 Э (рис. 4.4). На низких частотах $\lesssim 100$ кГц во внешнем аксиально ориентированном магнитном поле наблюдается переход от монотонно убывающих температурных зависимостей импеданса к возрастающим. С увеличением H частота переменного тока, соответствующая переходу от возрастающего характера зависимостей $Z(t)$ к убывающему, смещается в сторону больших значений f . Так, на частоте переменного тока 100 кГц в магнитных полях напряженностью выше 60 Э величина ε_z все еще принимает положительные значения $\sim 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

Ранее отмечалось, что на частотах переменного тока ниже 2 МГц при увеличении напряженности внешнего магнитного поля для аморфного $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ провода характерно монотонное уменьшение импеданса (2.2.3). На частотах выше 2 МГц зависимость $Z(H)$ экстремальна. Увеличение H вначале приводит к росту импеданса, затем, по достижению максимального значения Z_m , наблюдается его уменьшение (рис. 4.3,

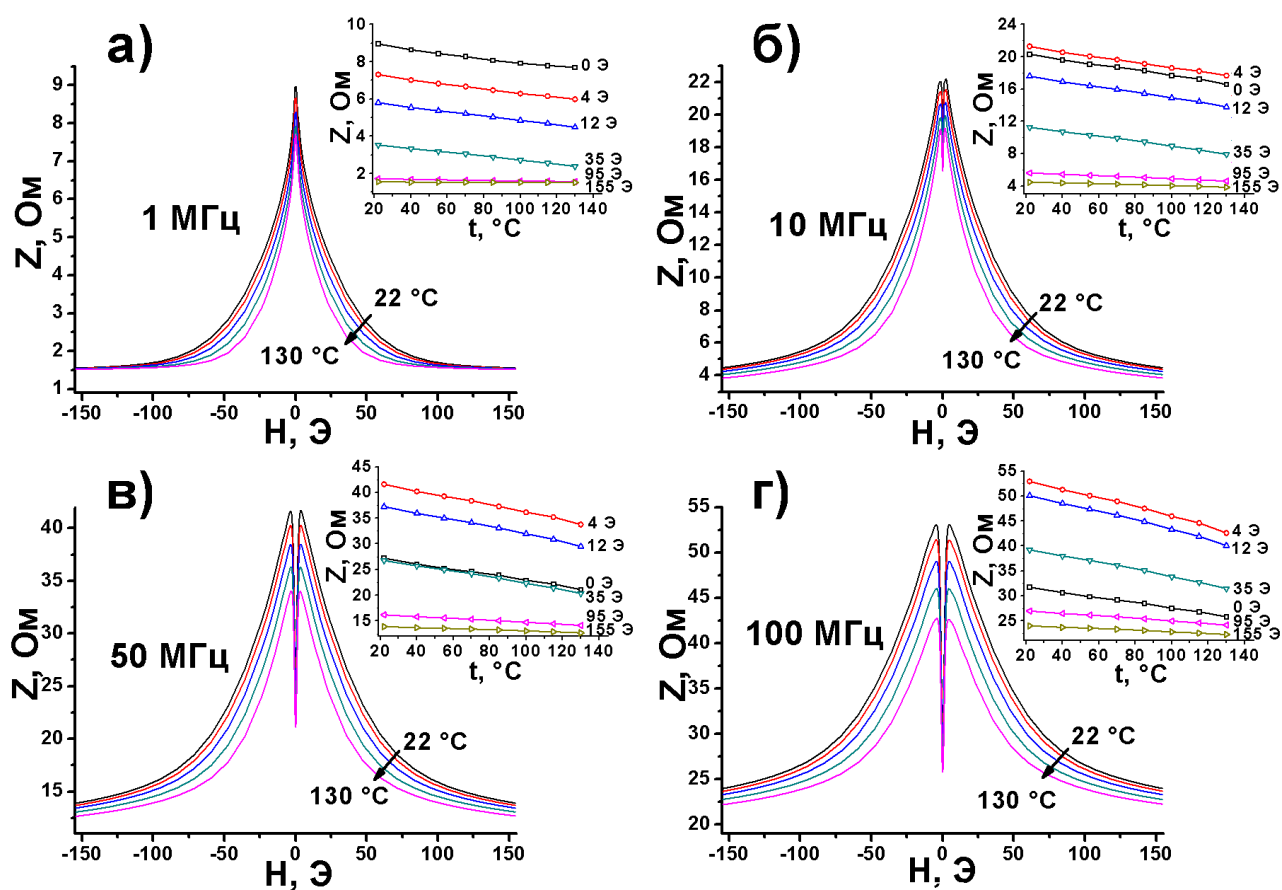


Рис. 4.3: Зависимости импеданса провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ от внешнего магнитного поля при разных значениях температуры и частоты пробного переменного тока: а) 1 МГц, б) 4 МГц, в) 50 МГц, г) 100 МГц. На вставках приведены температурные зависимости импеданса при разных значениях внешнего магнитного поля.

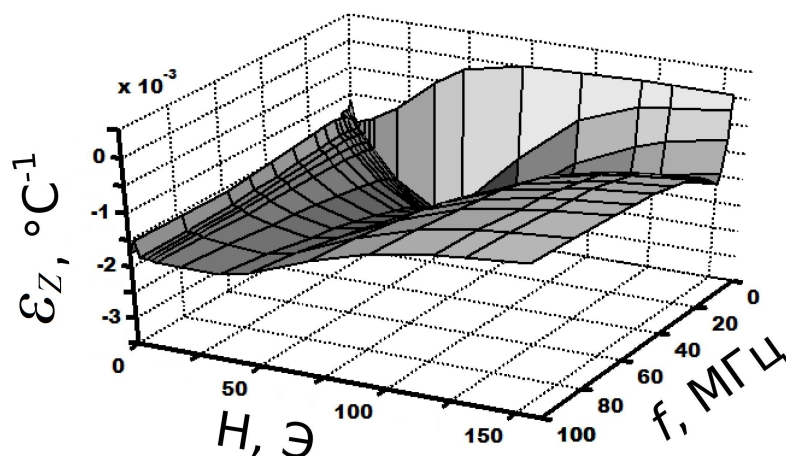


Рис. 4.4: Зависимости температурного коэффициента импеданса α_z провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от частоты f переменного тока и от внешнего магнитного поля H .

б—г), что свидетельствует о наличии в приповерхностной области провода циркулярной компоненты намагниченности. Напряженность внешнего магнитного поля H_p , соответствующая максимальному импедансу, с увеличением температуры провода уменьшается (рис. 4.5).

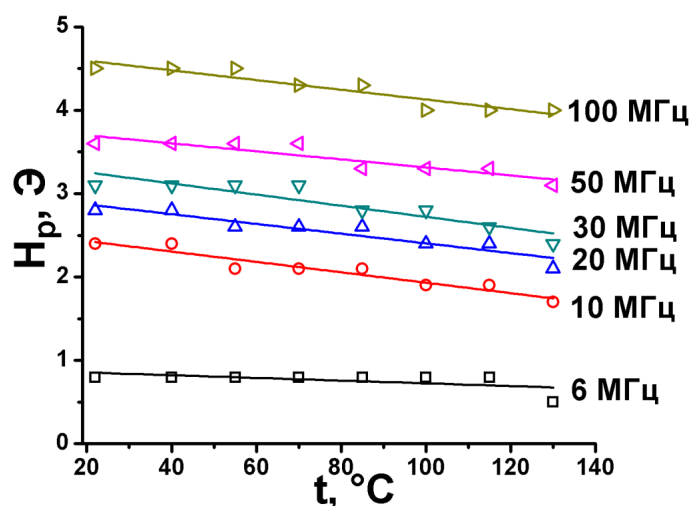


Рис. 4.5: Температурные зависимости поля максимума импеданса на разных частотах для аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$.

Учитывая зависимость поля H_p от поля эффективной магнитной анизотропии H_K можно установить связь его температурных изменений с соответствующими изменениями константы анизотропии K и намагниченности

насыщения M_S : $\frac{\Delta H_p}{H_p} \sim \frac{K_2 M_{S1}}{K_1 M_{S2}} - 1$. Уменьшение M_S провода с ростом температуры (рис.4.1, б) должно приводить к увеличению поля H_p , значит его наблюдаемое уменьшение обусловлено соответствующим уменьшением K .

Температурное изменение в проводе внутренних механических напряжений может влиять не только на величину K , но и на угол α — угол отклонения ЛЛН в приповерхностном слое от циркулярной ориентации. То есть изменение H_p определяется изменениями как поля магнитной анизотропии H_K , так и углом α . Характер зависимости $H_p(\alpha)$ аналогичен влиянию на величину внешнего магнитного поля H_m , соответствующего максимуму зависимости $\mu_{rot}(H)$ в планарных одноосноанизотропных средах, угла отклонения ОЛН от линии действия переменного магнитного поля h (рис.2.12). Расчет показывает, что зависимости $H_m(\alpha)$ немонотонны и имеют при значениях $\alpha_m \sim 15^\circ$ максимум, а значит, уменьшение H_p возможно как с ростом угла α от значения α_m , так и с его уменьшением.

В пользу второго варианта свидетельствует уменьшение с нагревом провода величины $Z_0/Z_{150\text{Э}}$ — отношения начального импеданса Z_0 к импедансу во внешнем магнитном поле $H = 150\text{Э}$ на частотах выше 2 МГц (рис. 4.3). Так, относительное уменьшение отношения $Z_0/Z_{150\text{Э}}$ при температурах 22°C и 130°C на частоте 50 МГц составляет $\sim 17\%$.

Температурный рост циркулярной компоненты намагниченности в приповерхностном слое с геликоидальной анизотропией и, возможно, некоторое увеличение его толщины согласуется и с наблюдаемым при нагреве уменьшением частоты тока, на которой начинает проявляться максимум на зависимости $Z(H)$.

Температурное поведение импеданса ферромагнитного проводника определяется изменениями его электрических и магнитных свойств. В исследуемом интервале температур электросопротивление провода с увеличением t линейно возрастает (рис.4.1, а). Определяющее влияние зависимость $\rho(t)$ начинает оказывать на $Z(t)$ на частотах ниже 100 кГц при значительном уменьшении магнитной проницаемости провода за счет воздействия внешнего магнитного поля напряженностью $H \gg H_k$. На более высоких частотах, как и отмечалось выше, нагрев аморфного провода состава

$\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ приводит к уменьшению его импеданса. Следовательно, в этом случае определяющим фактором в температурном поведении Z уже является зависимость $\mu_\phi(t)$. Температурная зависимость μ_ϕ обусловлена соответствующими изменениями константы эффективной анизотропии K и намагниченности насыщения M_S . Также влияние на $\mu_\phi(t)$ должно оказывать и температурное изменение угла α между ЛЛН и циркулярным магнитным полем переменного тока.

Для выяснения характера температурных изменений K и оценки их влияния на зависимости $\mu_\phi(t)$ и $Z(t)$ используем связь магнитного поля H_p , соответствующего максимуму зависимости $Z(H)$, и поля магнитной анизотропии H_K . Конечно, значение поля H_p также определяется и углом α , однако сам характер зависимостей $K(t)$ можно установить в приближении циркулярной магнитной анизотропии. Этот случай позволяет оценить температурную зависимость K , исходя из экспериментальных зависимостей $M_S(t)$ и $H_p(t)$: $K(t) = \mu_0 M_S(t) H_p(t) / 2$ (рис.4.5). Согласно полученных зависимостей $K(t)$, рост температуры в исследованном интервале должен приводить к значительному уменьшению константы анизотропии (рис. 4.6). Уменьшение K с ростом температуры обусловлено магнитоупругой природой магнитной анизотропии и снижением при нагреве провода уровня внутренних напряжений. Хотя подобная оценка $K(t)$ характеризует температурное изменение эффективной геликоидальной магнитной анизотропии приповерхностного слоя провода, в проводе с комбинированным типом анизотропии она отражает и общую тенденцию ее температурного изменения. Согласно зависимости $H_m(\alpha)$ (рис.2.12), неучет отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации при вычислении K данным методом приводит для углов $\alpha \leq 15^\circ$ к завышению ее значения, но на сам характер зависимости $K(t)$ не влияет. В ходе оценки температурных изменений K не стоит забывать и то, что ввиду сложной магнитной структуры провода также должна учитываться и частотная зависимость поля H_p .

Отмеченный ранее частотный рост H_p обусловлен уменьшением глубины δ скин-слоя, а значит уменьшением влияния на μ_ϕ внутренней области провода с аксиальной ориентацией намагниченности. Расчет показывает, что на частоте 50 МГц и $\alpha = (10 \div 45)^\circ$ глубина скин-слоя составляет

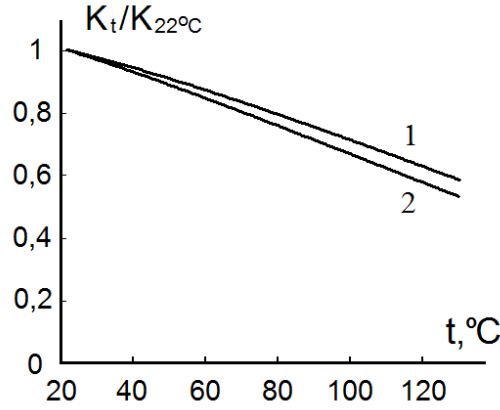


Рис. 4.6: Температурные зависимости относительного изменения константы эффективной геликоидальной магнитной анизотропии приповерхностного слоя аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. Вычисления K проведены исходя из зависимостей $H_p(t)$ для частот 50 МГц (1) и 10 МГц (2).

$\sim (3,5 \div 13)$ мкм, что близко к оценке толщины приповерхностного слоя с циркулярной компонентой намагниченности (2.2.4). При меньших значениях глубины скин-слоя существенное влияние на μ_ϕ должны оказывать размагничивающие поля создаваемые неоднородным рельефом поверхности и вызывающие рост угловой дисперсии анизотропии. Исходя из этого, оценка зависимостей $K(t)$ и их влияния на $Z(t)$ целесообразна для диапазона $f = (10 \div 50)$ МГц.

Значения μ_ϕ найдены в соответствии с моделью однородного вращения намагниченности

$$\mu_\phi = 1 + \frac{2\mu_0 M_S^2 \sin^3(\alpha + \theta)}{3K \sin(\alpha - \theta) + K \sin(\alpha + 3\theta) + 2\mu_0 H_z M_S} \quad (4.3)$$

Согласно (4.3), вид зависимости $\mu_\phi(t)$, а значит и $Z(t)$, будет определяться соотношением температурных коэффициентов намагниченности насыщения и константы анизотропии.

При вычислении $\mu_\phi(t)$ и $\delta(t)$ (выражение 2.11) зависимости $M_S(t)$ и $H_p(t)$ задавались аналитически исходя из экспериментальных данных (рис.4.1, б; 4.5): $M_S(t) = M_S(t = 22^\circ\text{C}) - 75 \cdot t^{\frac{3}{2}}$; $H_p(f, t) = H_p(f, t = 22^\circ\text{C}) - 0.364 \cdot t$. Для определения $Z(t)$ (выражение 2.9) также использована температурная зависимость удельного электросопротивления (рис.4.1, а): $\rho(t) = \rho(t =$

$22^\circ\text{C}) + 1,22 \cdot 10^{-10} \cdot t$. Учет только зависимостей $M_S(t)$ и $\rho(t)$ при вычислении $\delta(t)$ и $Z(t)$ приводит к температурному росту δ и уменьшению Z . Если учитываются только зависимости $K(t)$ и $\rho(t)$ глубина скин-слоя с ростом t монотонно уменьшается, а импеданс возрастает. При учете температурных изменений всех параметров характер расчетных зависимостей $Z(t)$ (рис.4.7) хорошо коррелирует с экспериментальными монотонно убывающими зависимостями $Z_0(t)$ (рис.4.3, вставка). Полученные расчетные зависимости $\delta(t)$ и $Z(t)$ также отражают и факт значительного влияния на них угла отклонения ЛЛН от циркулярного направления.

Согласно вычисленным аналогичным образом зависимостям $Z_0/Z_{500\text{Э}}(\alpha, t)$, характеризующим соответствующие изменения циркулярной компоненты намагниченности (рис.4.8), относительные изменения $Z_0/Z_{500\text{Э}}$ при температурах 22°C и 130°C имеют по сравнению с экспериментом (рис. 4.3) $\sim (1,5 \div 2)$ раза заниженные значения. Основной причиной этого, как и в случае вычисления зависимостей $Z(t)$, является неучет углового отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации. Ввиду немонотонного характера зависимости $H_p(\alpha)$ (рис.2.12) не только значение K , но и ее вычисленные температурные изменения с нагревом провода, без учета уменьшения α в диапазоне $0 < \alpha < 15^\circ$, будут завышены. Так как, влияние температурных изменений M_S и K на зависимость $Z(t)$ противоположно, расчетное уменьшение Z с ростом t без учета температурного уменьшения α является заниженным. Согласно расчету, даже малые изменения α (порядка единиц градусов) должны вызывать значительные (порядка десятков процентов) изменения Z (рис.4.8). Если бы температурное уменьшение α происходило в диапазоне $15 < \alpha < 54^\circ$, то расчет температурных изменений K и Z привел к обратной ситуации.

На частотах $\sim 10^4$ Гц электромагнитная волна проникает во весь объем провода ($\delta > a$) и влияние магнитных свойств на величину импеданса уже проявляется через индуктивность. Так как внутренняя индуктивность провода пропорциональна его магнитной проницаемости, то и на этих частотах с ростом температуры импеданс уменьшается.

Таким образом, на частотах выше ~ 10 кГц температурное изменение импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{V}_{15}$ в основном

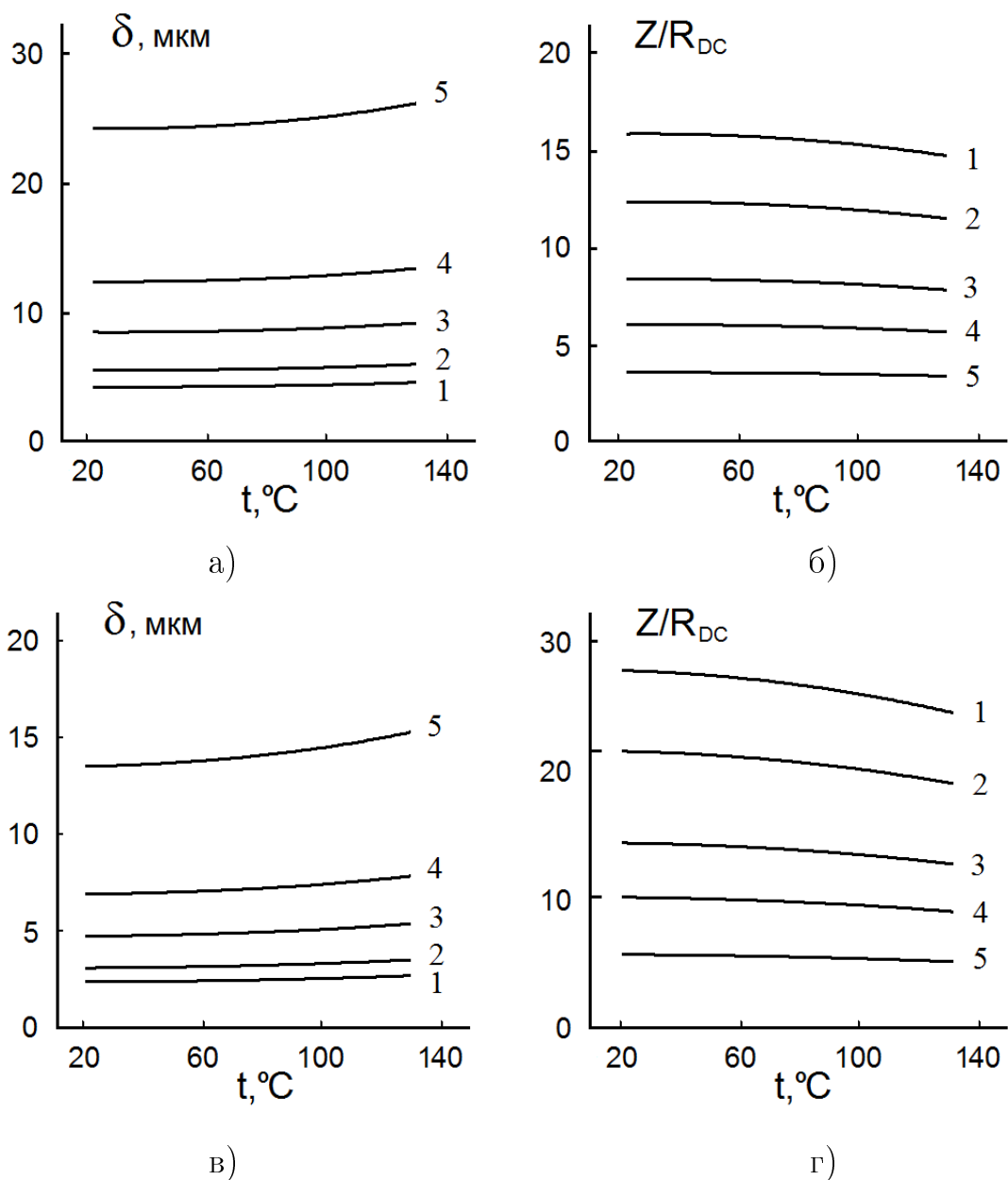


Рис. 4.7: Температурные зависимости глубины скин-слоя и импеданса провода при разных углах отклонения ЛЛН от циркулярного направления: 1) — 90° , 2) — 50° , 3) — 30° , 4) — 20° , 5) — 10° . Зависимости вычислены для частот 10 МГц (а,б) и 50 МГц (в,г).

определяется температурным изменением его магнитных свойств. Наблюдаемое уменьшение импеданса с ростом температуры обусловлено доминирующим влиянием на изменение циркулярной магнитной проницаемости температурного уменьшения намагниченности насыщения по отношению к влиянию соответствующих изменений константы анизотропии и электросопротивления $Z \sim M_S \cdot \sqrt{\rho/K}$, а уменьшение с ростом t значения

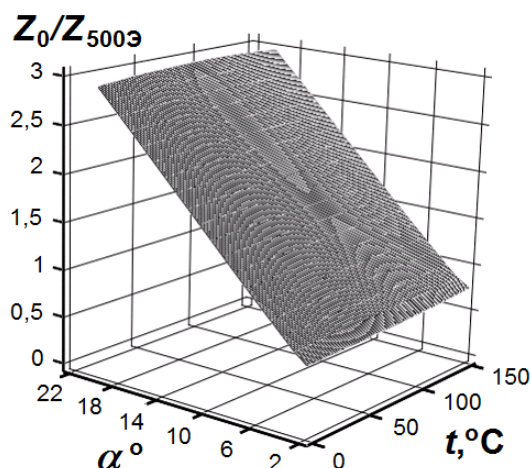


Рис. 4.8: Расчетные зависимости отношения начального импеданса магнитомягкого провода к импедансу во внешнем аксиальном магнитном поле напряженностью 500 Э от угла между циркулярным направлением и ЛЛН при разных температурах. При вычислении импеданса использованы экспериментальные температурные зависимости $M_S(t)$, $H_p(t)$, $\rho(t)$ аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. Вычисления проведены для частоты переменного тока 50 МГц.

$H_p \sim K/M_S$ связано с определяющим влиянием температурного уменьшения K по отношению к изменению M_S . Немаловажную роль на температурные изменения Z и H_p также оказывает изменение угла отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации ввиду снижения при нагреве провода уровня внутренних механических напряжений.

4.1.2 Термоиндуцированные изменения импеданса упругодеформированного магнитомягкого провода.

Согласно представленным ранее результатам исследований характер и степень влияния механических напряжений на импеданс магнитомягкого провода определяются его сложной магнитной структурой и зависят от частоты переменного тока, протекающего по проводу и напряженности внешнего магнитного поля (рис. 2.22, 2.24). Воздействие внешних сил, создающих в проводе упругие растягивающие напряжения, влияет и на температурную

зависимость его импеданса [146]. Конечно, ввиду низких значений λ_S исследуемого $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ провода объемная плотность энергии магнитоупругого взаимодействия даже при максимальном используемом растягивающем воздействии имеет на порядок более низкие значения по отношению к объемной плотности энергии Зеемана. Соответственно, механические напряжения, в исследованном диапазоне, оказывают меньшее влияние на температурный коэффициент магнитоимпеданса ε_z (4.2) в сравнении с магнитным полем (рис. 4.9, 4.4).

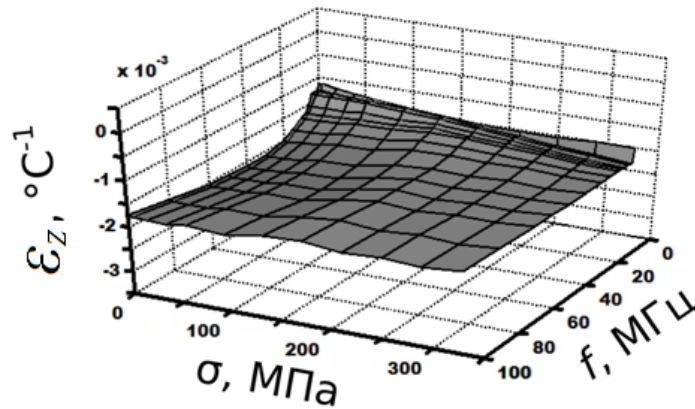


Рис. 4.9: Зависимости температурного коэффициента импеданса ε_z провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ от частоты f переменного тока и от механических напряжений σ .

Рассмотренные ранее особенности зависимостей $Z_0(\sigma)$ на разных частотах (рис.2.24), обусловленные доминирующим влиянием на μ_ϕ областей провода с разным типом магнитной анизотропии, определяют характер влияния σ на термоимпедансный эффект - температурные зависимости относительного изменения модуля импеданса $\frac{\Delta Z_t}{Z_{t=22^\circ\text{C}}} = \frac{Z_t - Z_{t=22^\circ\text{C}}}{Z_{t=22^\circ\text{C}}} \cdot 100\%$ (рис.4.10). Наибольшее изменения зависимостей $\frac{\Delta Z_t}{Z_{t=22^\circ\text{C}}}(t)$ под воздействием растягивающих сил происходят на частотах от 10 кГц до ~ 10 МГц. С ростом частоты переменного тока влияние σ на относительные температурные изменения импеданса уменьшаются и на 100 МГц величины $\frac{\Delta Z_t}{Z_{t=22^\circ\text{C}}}$ в отсутствии механических напряжений и при $\sigma = 327$ МПа при разных t имеет уже близкие значения (рис.4.10, г).

Согласно (рис.2.24), на частотах ниже ~ 10 МГц импеданс с ростом механических напряжений заметно уменьшается, что, как было показано

ранее, обусловлено влиянием на μ_ϕ внутренней части провода с аксиальным типом анизотропии. Поэтому при близких величинах температурных изменений модулей импедансов проводов, имеющих разные значения растягивающих напряжений (рис. 4.9), с их увеличением относительное температурное изменение модуля импеданса должно возрастать. На частотах выше 20 МГц импеданс с ростом σ увеличивается, а значит, рост абсолютного температурного изменения ΔZ_t с увеличением растягивающей деформации, при нахождении $\frac{\Delta Z_t}{Z_{t=22^\circ\text{C}}}$, может компенсироваться соответствующим увеличением $Z_{t=22^\circ\text{C}}$.

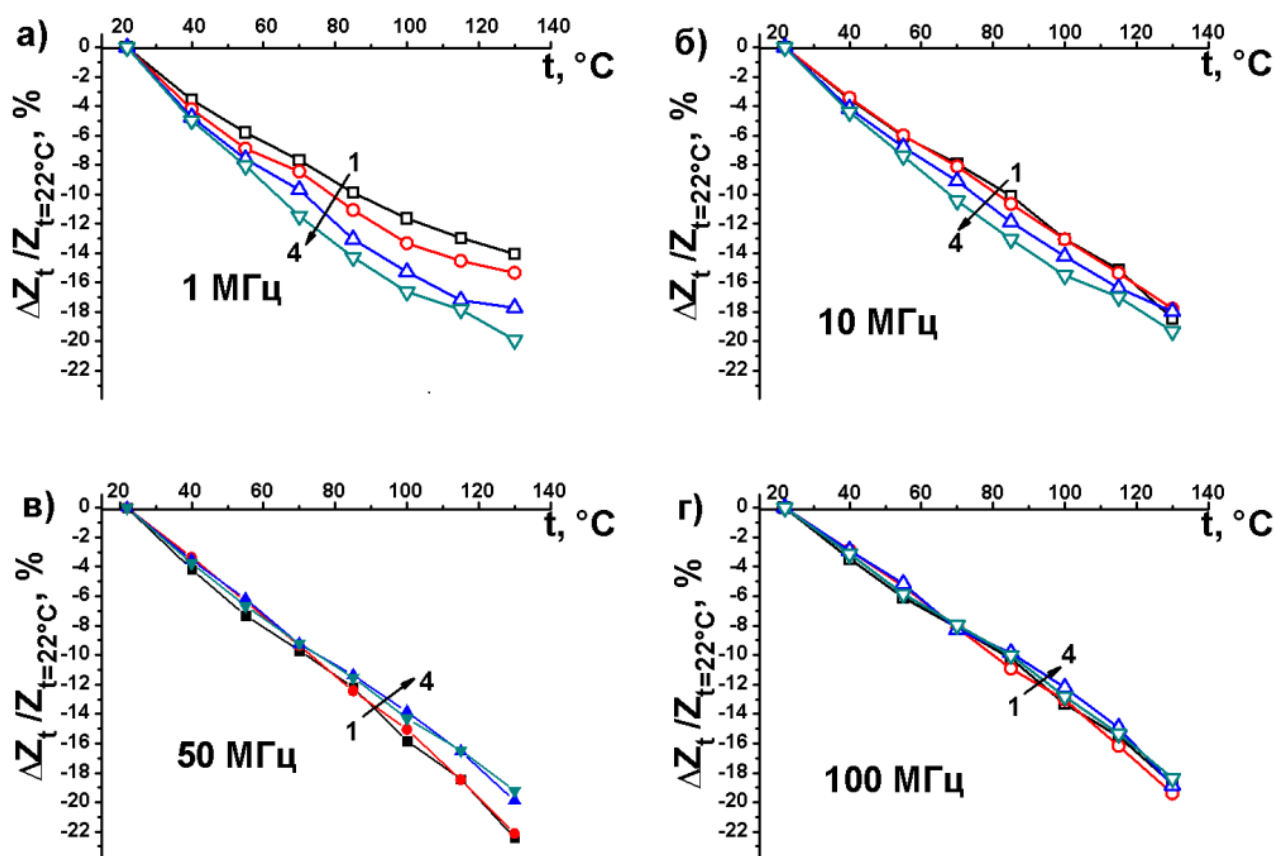


Рис. 4.10: Температурные зависимости относительного изменения начального импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ для частот переменного тока: а) — 1 МГц; б) — 10 МГц; в) — 50 МГц; г) — 100 МГц при упругих растягивающих напряжениях: 1 — 0 МПа; 2 — 96 МПа; 3 — 212 МПа; 4 — 327 МПа.

Внешнее аксиально ориентированное магнитное поле снижает степень влияния σ на зависимости $Z(t)$. В магнитном поле 12 кА/м поведение импеданса при изменении температуры не зависит от величины растягивающих напряжений.

В области частот переменного тока от 20 МГц до 100 МГц рост упругих напряжений приводит к увеличению начального импеданса (рис.2.24). В интервале механических напряжений ($0 \div 100$) МПа зависимость $Z_0(\sigma)$ близка к линейной. В указанном частотном диапазоне температурная зависимость начального импеданса $Z_0(t)$ также близка к линейной, но Z_0 с ростом t уменьшается (рис. 4.11, а). Несмотря на различие основных механизмов, определяющих изменение импеданса под влиянием теплового и деформационного воздействий, соотношение величин растягивающего напряжения и температуры, обеспечивающих постоянство импеданса провода, в исследованных интервалах σ и t неизменно (рис. 4.12).

В прикладном аспекте зависимости Z_0 от σ и t позволяют говорить о возможности компенсации температурных изменений начального импеданса упругой деформацией растяжения и решить актуальную проблему температурного влияния на показания магнитоимпедансных датчиков. Практическая реализация этого возможна путем создания композитного материала с соответствующими коэффициентами линейного теплового расширения и модулями Юнга для магнитоактивной среды и компенсационного слоя. Конечно, подобная компенсация возможна в отсутствие внешнего магнитного поля (рис. 4.13).

С уменьшением частоты от 20 МГц до 8 МГц, ввиду усиления влияния на Z внутреннего слоя с аксиальным типом анизотропии, происходит переход от монотонно возрастающего характера зависимости $Z_0(\sigma)$ к убывающему (рис.2.24).

Влияние температуры на зависимости $Z_0(\sigma)$ и упругих растягивающих напряжений на $Z_0(t)$ на частоте 1 МГц иллюстрирует рисунок 4.11, б. Как и в предыдущем случае, наличие на низких частотах, зависимостей $Z_0(\sigma)$ и $Z_0(t)$ близких к линейным, также позволяет реализовывать компенсацию температурных изменений импеданса магнитомягкого провода за счет

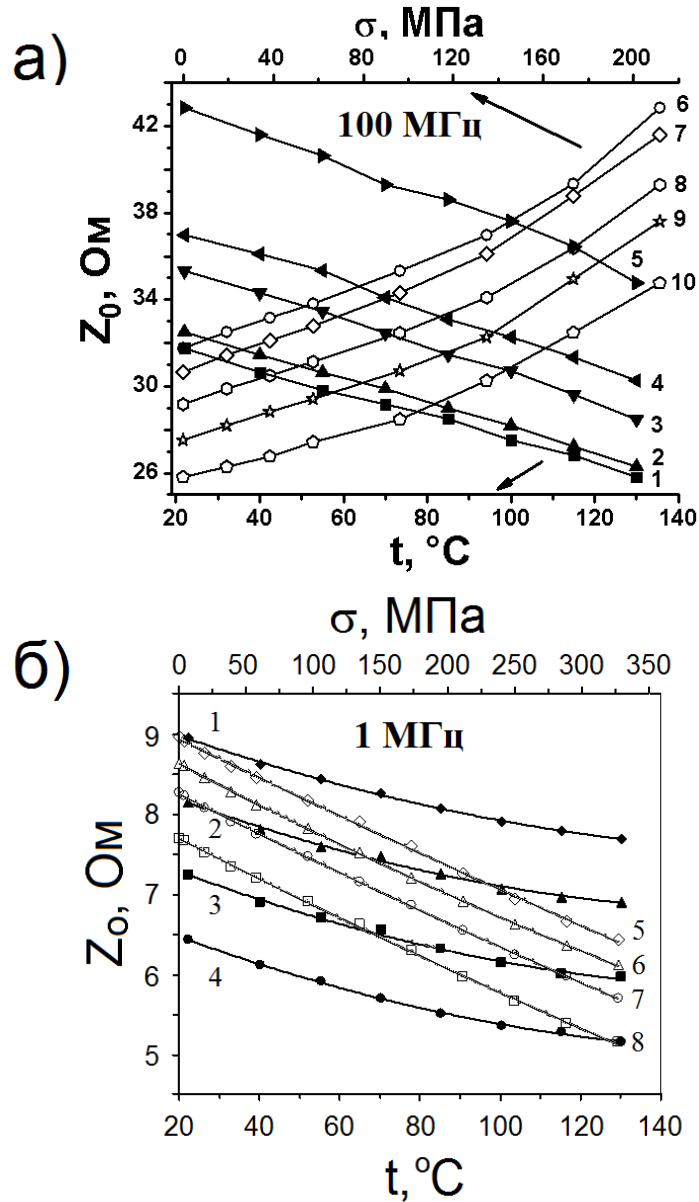


Рис. 4.11: Зависимости начального импеданса магнитомягкого провода от температуры при разных упругих напряжениях (темные маркеры) и от упругих растягивающих напряжений при разных температурах (светлые маркеры) на частотах: а) 100 МГц; б) 1 МГц. На рисунке — а) зависимостям $Z_0(t)$ соответствуют следующие растягивающие напряжения: 1 — $\sigma = 0$ МПа, 2 — 19.2 МПа, 3 — 96.3 МПа, 4 — 134.8 МПа, 5 — 212 МПа; зависимостям $Z_0(\sigma)$ соответствуют следующие температуры: 6 — $t = 22^\circ\text{C}$, 7 — 40°C , 8 — 70°C , 9 — 100°C , 10 — 130°C . На рисунке — б) зависимостям $Z_0(t)$ соответствуют следующие растягивающие напряжения: 1 — $\sigma = 0$ МПа, 2 — 96 МПа, 3 — 212 МПа, 4 — 327 МПа; зависимостям $Z_0(\sigma)$ соответствуют следующие температуры: 5 — $t = 22^\circ\text{C}$, 6 — 40°C , 7 — 70°C , 8 — 130°C . Аморфный провод состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$, был предварительно подвергнут мягкой термообработке при 150°C в течение 100 часов.

изменения уровня механических напряжений. Только если на высоких частотах для компенсации температурных изменений импеданса с ростом t композитный материал должен обеспечивать увеличение в магнитомягком проводе растягивающих напряжений, на низких частотах компенсация изменений Z с ростом t возможна при уменьшении σ .

На высоких частотах для компенсации температурных изменений Z

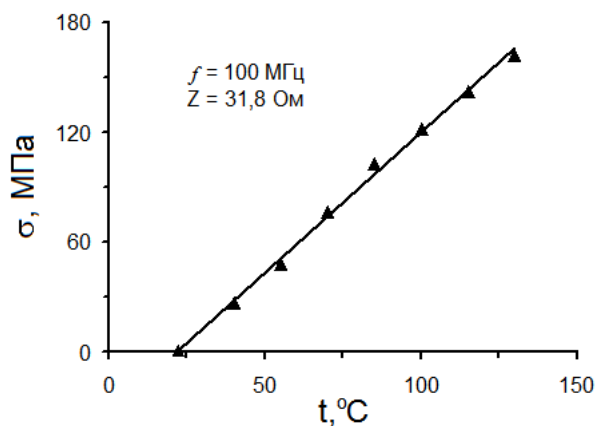


Рис. 4.12: Соотношение растягивающих напряжений и температуры, обеспечивающее постоянство импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ на частоте 100 МГц.

коэффициент линейного теплового расширения β_t магнитомягкого провода должен быть меньше β_t компенсационного слоя. Для компенсации температурных изменений Z на низких частотах ситуация с коэффициентами линейного теплового расширения должна быть противоположной. При этом для компенсации Z в рассматриваемом диапазоне t необходимо, чтобы при рабочей температуре в проводе уже был задан некоторый уровень σ . Эта задача достаточно просто решается нанесением компенсационного слоя на провод подвергнутый деформации растяжения.

Ввиду температурного уменьшения константы анизотропии, степень влияния упругих напряжений на изменение импеданса магнитомягкого низкострикционного провода зависит от его температуры (рис. 4.14, а). В отсутствие внешнего магнитного поля с повышением температуры провода влияние упругих напряжений на импеданс усиливается. Это иллюстрируют частотные зависимости максимального изменения импеданса $\left(\frac{\Delta Z_\sigma}{Z_{\sigma=0}}\right)_{max} =$

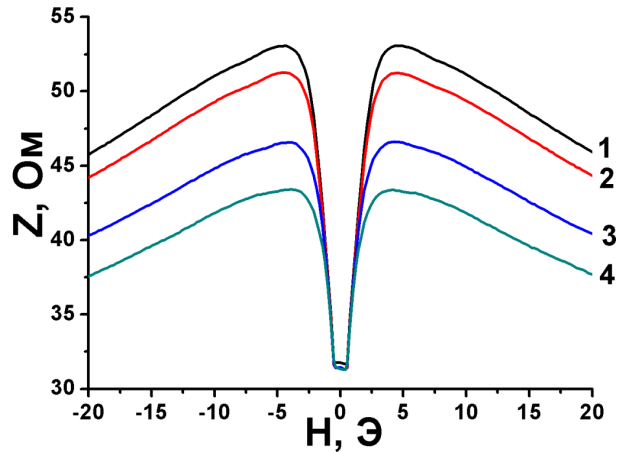


Рис. 4.13: Магнитополевые зависимости импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ на частоте переменного тока 100 МГц при разных значениях температуры и упругих растягивающих напряжений: 1 — 22°C, 0 МПа; 2 — 40°C, 19.2 МПа; 3 — 85°C, 96.3 МПа; 4 — 115°C, 135 МПа, провод был предварительно подвергнут мягкой термообработке при 150°C в течение 100 часов.

$\frac{Z_{\sigma=327\text{МПа}} - Z_{\sigma=0}}{Z_{\sigma=0}} \cdot 100\%$, согласно которым с ростом температуры $|(\Delta Z_{\sigma}/Z_{\sigma=0})_{\max}|$ увеличивается во всем исследованном частотном диапазоне (рис.4.14, а). Наибольшие температурные различия относительных изменений Z под влиянием σ характерны для частотного диапазона (20 ÷ 80) МГц, в котором глубина скин-слоя лежит в пределах толщины оболочки провода, имеющей геликоидальную магнитную анизотропию.

Температурное уменьшение константы анизотропии усиливает влияние механических напряжений на значение магнитного поля H_p , соответствующего максимальному импедансу. Относительное изменение величины H_p : $\frac{\Delta(H_p)_{\sigma}}{(H_p)_{\sigma=0}} = \frac{(H_p)_{\sigma=327\text{МПа}} - (H_p)_{\sigma=0}}{(H_p)_{\sigma=0}} \cdot 100\%$ под воздействием упругих растягивающих сил увеличивается с ростом температуры провода (рис.4.14, б)

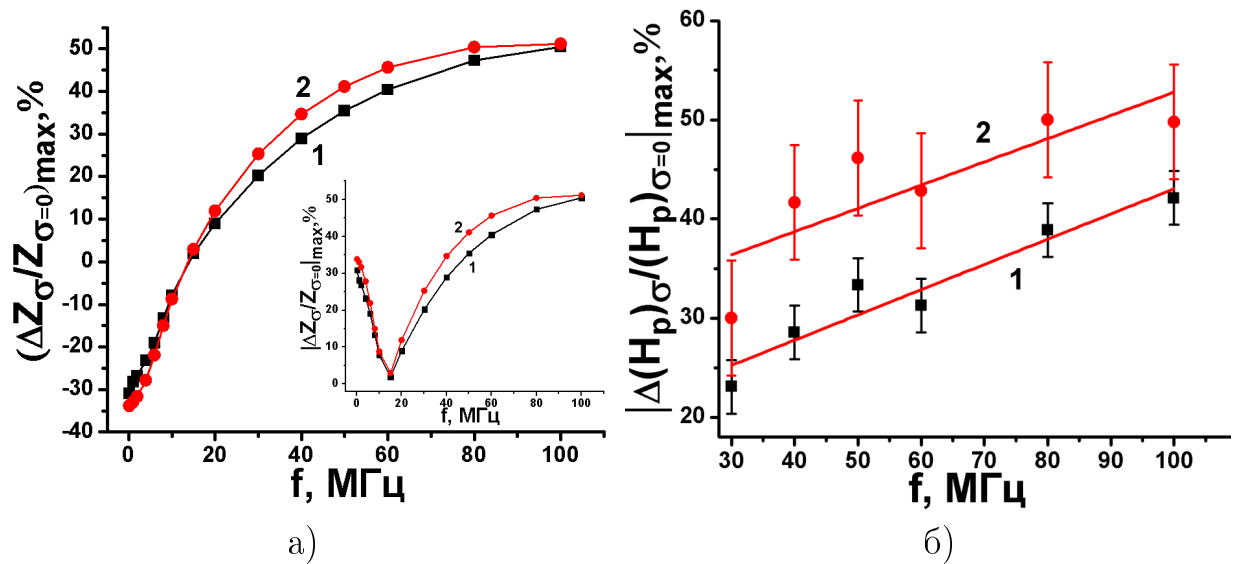


Рис. 4.14: Частотные зависимости относительного изменения: а) — начального импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$; б) — магнитного поля, соответствующего максимальному импедансу в упругодеформированном проводе при растягивающих напряжениях 330 МПа. Температура провода: 1 — 22°C , 2 — 130°C .

4.1.3 Температурная зависимость импеданса аморфного CoFeNbSiV провода в присутствии постоянного подмагничивающего электрического тока

Асимметрия зависимостей $Z(H)$, вызванная воздействием на магнитомягкий провод состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ постоянного подмагничивающего электрического тока I_{DC} , сохраняется во всем исследованном интервале температур (рис. 4.15). Несмотря на то, что характер и степень влияния температуры на зависимость $Z(H)$ для разных частот, значений I_{DC} и температурных диапазонов имеют свои особенности, есть и некоторые общие тенденции термоиндуцированных изменений импеданса. В исследованном частотном диапазоне все они, в основном, определяются влиянием на температурное изменение циркулярной магнитной проницаемости провода соответствующих изменений константы эффективной магнитной анизотропии, намагниченности насыщения и ориентации ЛЛН в приповерхностном слое провода, а также зависящих от величины I_{DC} изменений толщины

этого слоя и угловой дисперсии магнитной анизотропии.

Рассмотрим некоторые из полученных экспериментальных результатов. Одной из особенностей влияния температуры на магнитополевую зависимость импеданса является наличие достаточно узкого частотного диапазона, в котором при высоких значениях I_{DC} с ростом температуры происходит смена зависимости $Z(H)$, имеющей одиночный максимум (при одном из направлений аксиального магнитного поля H) на зависимость, у которой возрастающий участок присутствует уже при обоих направлениях магнитного поля (рис.4.15, в). На частотах переменного тока выше 6 МГц экстремальный характер зависимости $Z(H)$ для обоих направлений аксиального магнитного поля H сохраняется во всех исследованных интервалах температур и подмагничивающего тока (рис.4.15, г-и).

Совместное влияние t и I_{DC} на $Z(H)$ наглядно характеризуются температурным изменением степени асимметрии магнитополевых зависимостей импеданса. Одним из параметров, характеризующих асимметрию магнитополевых зависимостей импеданса, является разность максимальных значений импеданса $\Delta Z_{mm} = Z_{m+} - Z_{m-}$, соответствующих противоположным направлениям аксиального магнитного поля. Температурные изменения отношений $\Delta Z_{mm}/Z_m$ (где Z_m — импеданс, соответствующий минимальному из максимумов зависимости $Z(H)$) для разных частот и величин подмагничивающих токов представлены на рисунке 4.16. Согласно этим данным, при температурах выше 85°C и высоких подмагничивающих токах ($I_{DC} \gtrsim 20$ мА) асимметрия магнитополевых зависимостей импеданса в диапазоне частот (1÷6) МГц с нагревом провода достаточно резко возрастает (рис. 4.16, а; 4.15, а—в). На частотах выше 10 МГц при всех исследованных значениях I_{DC} с ростом температуры прослеживается тенденция к уменьшению асимметрии зависимостей $Z(H)$ (рис. 4.16, б; 4.15, г—и).

Ранее отмечалось, что для аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ на частоте f_p составляющей 6 МГц при $t = 22^\circ\text{C}$ происходит переход от монотонно убывающих магнитополевых зависимостей импеданса к экстре-

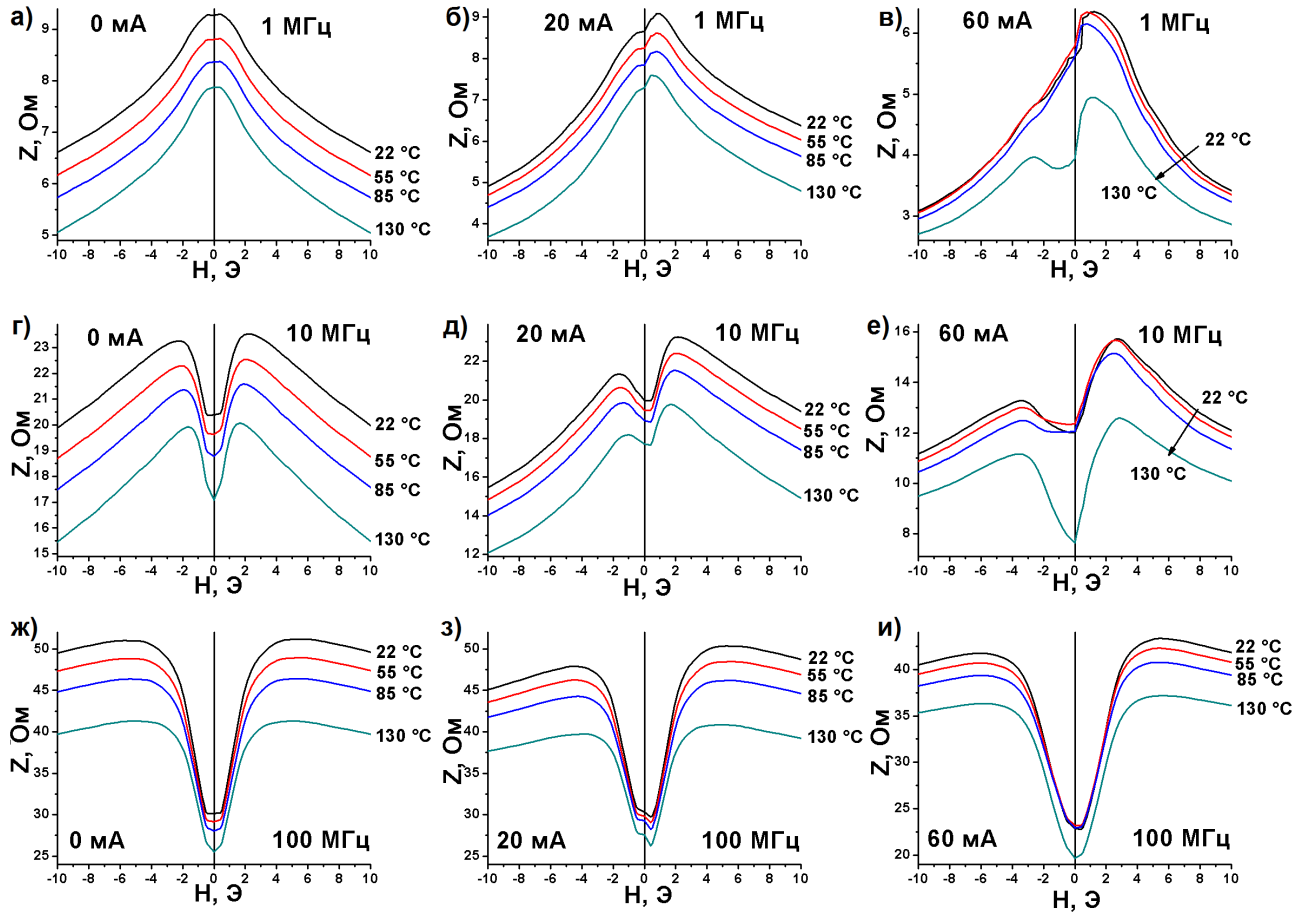


Рис. 4.15: Магнитополевые зависимости импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ в диапазоне температур ($22 \div 130$) $^{\circ}\text{C}$ для частот переменного тока: а), б), в) – 1 МГц; г), д), е) – 10 МГц; ж), з), и) – 100 МГц; при силе подмагничивающего тока I_{DC} а), г), ж) – 0 мА; б), д), з) – 20 мА; в), е), и) – 60 мА. Провод прошел предварительную мягкую термообработку при температуре 150°C в течение 100 часов.

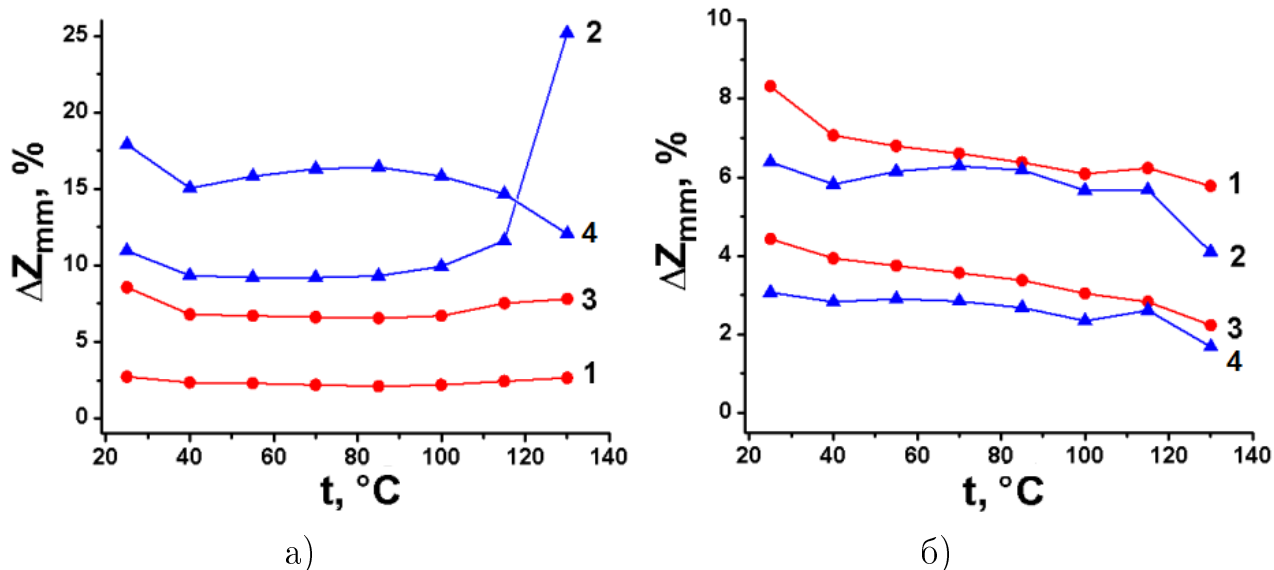


Рис. 4.16: Температурные зависимости относительной разности максимальных значений импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ на частотах: а) для зависимостей 1 и 2 — 1 МГц, зависимостей 3 и 4 — 10 МГц; б) для зависимостей 1 и 2 — 50 МГц, зависимостей 3 и 4 — 100 МГц. Зависимости 1 и 3 соответствуют силе подмагничивающего электрического тока 20 мА; зависимости 2 и 4 — 60 мА.

мальным. С нагревом провода толщина приповерхностного слоя с геликоидальной магнитной анизотропией растет, соответственно, f_p уменьшается и при $t = 130^\circ\text{C}$ уже составляет ~ 3 МГц. Росту толщины этого слоя и уменьшению f_p способствует и увеличение напряженности циркулярного магнитного поля, создаваемого током I_{DC} . Таким образом, обнаруженный диапазон частот с высоким температурным изменением асимметрии зависимостей $Z(H)$ коррелирует с величинами f_p для соответствующих температур и значений I_{DC} .

Высокая асимметрия зависимостей $Z(H)$ возможна, если приповерхностный слой с геликоидальной магнитной анизотропией находится в однодоменном состоянии (параграф 2.2.7). Поэтому значительный температурный рост асимметрии зависимостей $Z(H)$ при значениях I_{DC} выше некоторого порогового значения объясняется достижением магнитным полем этого тока величины, соответствующей полю старта границ магнитных доменов в слое с геликоидальной магнитной анизотропией, и его переходом в однодоменное состояние. Наличие порогового значения I_{DC} , определяюще-

го смену характера зависимости $Z(I_{DC})$, рассматривалось ранее (параграф 2.2.7). Итак, высокий рост асимметрии магнитопольных зависимостей импеданса магнитомягкого провода с увеличением температуры наблюдается при значениях I_{DC} , обеспечивающих однодоменность его приповерхностного слоя, и на частотах близких к f_p для соответствующих температур и значений I_{DC} . На частотах выше f_p с ростом температуры прослеживается тенденция к уменьшению асимметрии зависимостей $Z(H)$ (рис. 4.16, б; 4.15, г—и).

Воздействие постоянного подмагничивающего электрического тока приводит к существенному изменению температурных зависимостей начального импеданса $Z_0(t)$ (рис. 4.17). В отличие от монотонно убывающих, близких к линейным, зависимостей $Z_0(t)$ при $I_{DC} = 0$ (рис. 4.17, а), зависимости $Z_0(t)$ при протекании по проводу I_{DC} обнаруживают тенденцию к появлению максимума. Причем эта тенденция усиливается как с увеличением частоты переменного тока, так и с увеличением I_{DC} (рис. 4.17, б - г). При определенных значениях I_{DC} и f появляется температурный интервал, в котором импеданс остается практически неизменным. Так, при $I_{DC} = 40$ мА на частоте 100 МГц в интервале $t = (22 \div 70)^\circ\text{C}$ изменение импеданса не превышает $0,01\%/^\circ\text{C}$, то время как в интервале $t = (100 \div 130)^\circ\text{C}$ при тех же значениях I_{DC} и f уменьшение импеданса с ростом t уже составляет $0,35\%/^\circ\text{C}$. В этом интервале t на частотах $(1 \div 40)$ МГц при $I_{DC} = 60$ мА изменение импеданса достигает $1\%/^\circ\text{C}$ (рис. 4.17, б). Появление на зависимостях $Z_0(t)$ магнитомягкого провода под воздействием I_{DC} двух температурных интервалов, в одном из которых импеданс может оставаться практически неизменным, а в другом — демонстрировать колоссальное изменение, может иметь прикладное значение.

Основным фактором влияния постоянного подмагничивающего электрического тока на температурные зависимости начального импеданса (рис.4.17) и магнитопольные зависимости импеданса (рис. 4.15) магнитомягкого провода выступает изменение его μ_ϕ под воздействием магнитного поля постоянного электрического тока. Вычисление температурных зависимостей μ_ϕ с учетом циркулярного магнитного поля I_{DC} , температурных

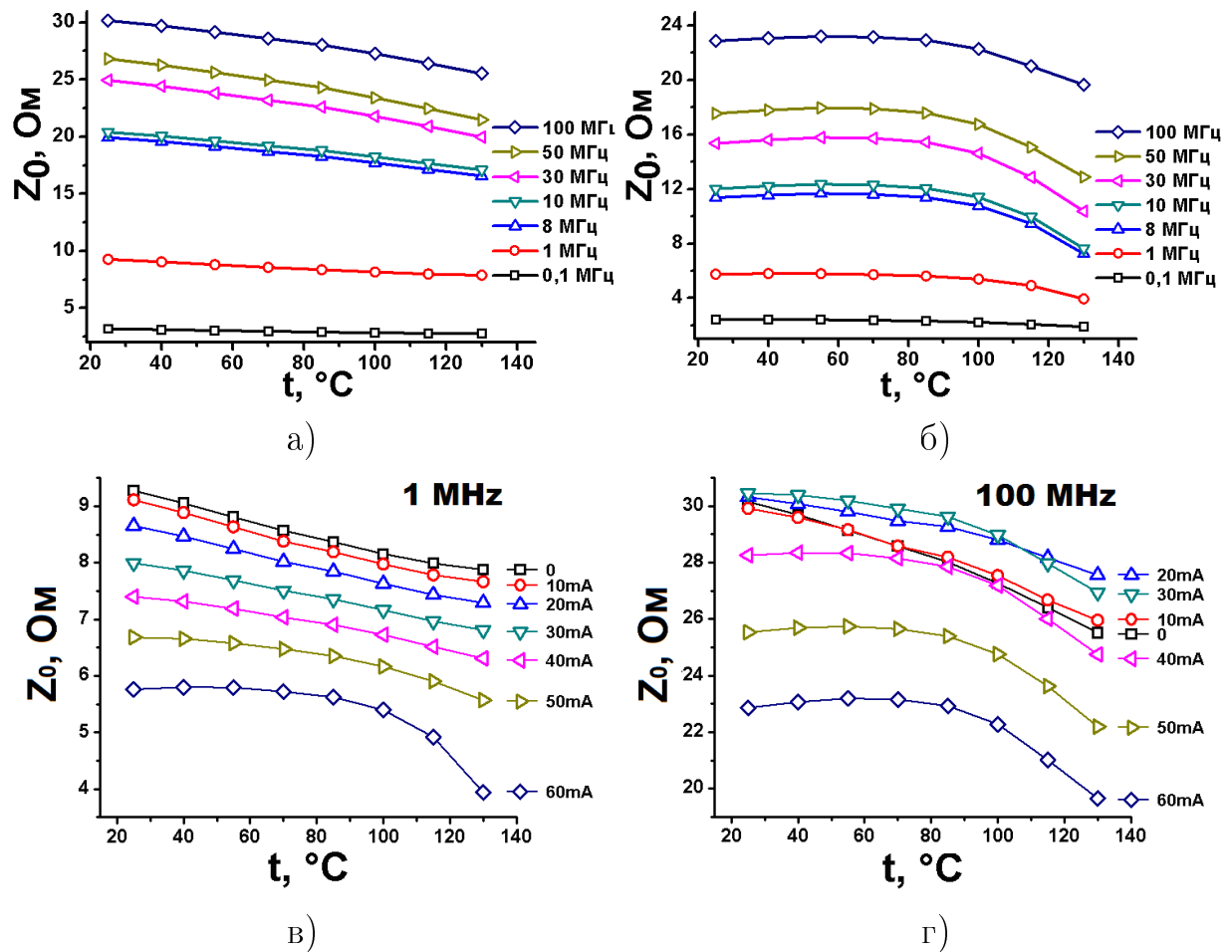


Рис. 4.17: Температурные зависимости начального импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ на разных частотах и при разных значениях подмагничивающего тока. Постоянный подмагничивающий ток для зависимостей $Z_0(t)$ отсутствовал - (а), для зависимостей (б) составлял 60 мА. Частота пробного тока составляла 1 МГц - (в) и 100 МГц - (г).

изменений константы эффективной магнитной анизотропии $K(t)$ и намагниченности насыщения $M_S(t)$ аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ диаметром 180 мкм проведено согласно выражениям (2.28) и (2.29). Температурная зависимость модуля импеданса определена исходя из выражения (2.9) с учетом $\mu_\phi(t)$ и $\rho(t)$ (рис. 4.18). Вычисления проведены для однодоменного состояния приповерхностного слоя провода с геликоидальной магнитной анизотропией. Полученное уменьшение Z_0 с ростом I_{DC} и t в целом согласуется с экспериментом, однако не объясняет тенденцию перехода с увеличением I_{DC} от монотонно убывающей зависимости $Z_0(t)$ к экстремальной, а также появление на ней участка с резким ростом тем-

пературного коэффициента Z_0 (рис. 4.17, в, г). Учет в этих вычислениях наличия доменной структуры в приповерхностном слое, имеющей место при $I_{DC} \lesssim 20$ мА, несколько снижает температурное изменение импеданса (параграф 2.2.7).

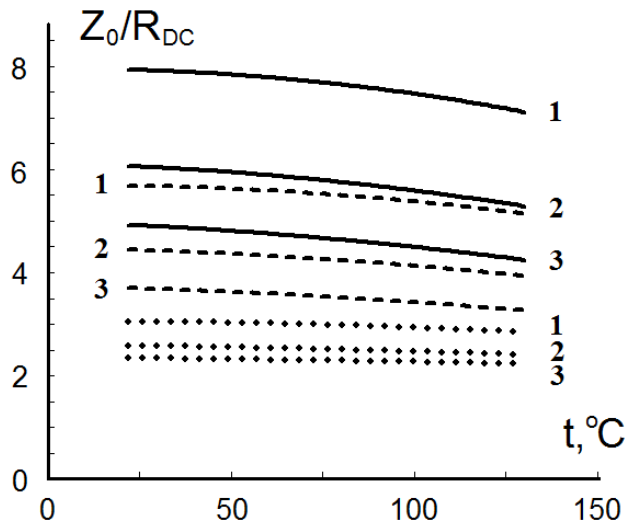


Рис. 4.18: Расчетные температурные зависимости начального импеданса магнитомягкого провода, соответствующие разным значениям подмагничивающего тока I_{DC} и разным углам α отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации. Зависимости 1 соответствует $I_{DC} = 0$; 2 - $I_{DC} = 40$ мА; 3 - $I_{DC} = 80$ мА. Зависимости изображенные сплошными линиями рассчитаны для $\alpha = 15^\circ$, пунктиром — $\alpha = 10^\circ$, точками — $\alpha = 4^\circ$. Вычисления проведены для частоты переменного тока 50 МГц с использованием экспериментальных зависимостей $M_S(t)$, $H_p(t)$ и $\rho(t)$ аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ диаметром 180 мкм.

Как отмечалось ранее, есть еще ряд факторов способных значительно влиять на μ_ϕ , ее температурные изменения и изменения импеданса. Это величина углового отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации (рис.2.42, 4.7, 4.18), которая ввиду снижения уровня внутренних механических напряжений с нагревом провода уменьшается, а также температурный рост угловой дисперсии анизотропии γ . Причем, если согласно расчету, для геликоидальной ориентации ЛЛН в приповерхностном слое провода уменьшение α вызывает уменьшение Z_0 , во всем исследованном диапазоне значе-

ний I_{DC} (рис.4.18), то рост γ приводит к увеличению μ_ϕ (рис.3.18) и, соответственно, импеданса. Поэтому, вероятной причиной незначительного увеличения Z_0 в начале нагрева провода при относительно высоких значениях I_{DC} (малых углах отклонения намагниченности от циркулярной ориентации) является температурный рост угловой дисперсии анизотропии. При дальнейшем нагреве определяющую роль в температурном изменении μ_ϕ и Z_0 начинают играть уменьшения намагниченности и углового отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации.

Уменьшение угла отклонения ЛЛН от циркулярной ориентации с ростом температуры объясняет и наблюдаемое уменьшение асимметрии магнитополовой зависимости импеданса на высоких частотах (рис. 4.16, б; 4.15, г—и). В случае строго циркулярной ориентации ЛЛН асимметрия зависимости $\mu_\phi(H)$ при изменении направления внешнего аксиального магнитного поля не возникает при всех значениях I_{DC} . Выше отмечалось, что изменение угла α также должно влиять на толщину приповерхностного слоя с геликоидальной ориентацией намагниченности. Этот вывод согласуется с тенденцией снижения с ростом температуры значения частоты переменного тока, соответствующего смене магнитополовой зависимости импеданса с максимумом при одном из направлений поля H_Z на зависимость с максимумами при противоположных направлениях магнитного поля (рис. 4.16, а; 4.15, в).

Таким образом, обусловленные влиянием подмагничивающего электрического тока особенности температурных изменений высокочастотного импеданса магнитомягкого провода, имеющего приповерхностный слой с геликоидальной магнитной анизотропией, в основном объясняются влиянием магнитного поля этого тока на ориентацию намагниченности приповерхностного слоя, его толщину и магнитную доменную структуру.

4.2 Влияние температуры, механических напряжений и магнитного поля на электрические и магнитные свойства нанокристаллических лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$)

4.2.1 Термоиндуцированные изменения импеданса и его магнитополевых зависимостей

Изменения электрических и магнитных свойств нанокристаллических сплавов типа Finemet в результате теплового воздействия рассмотрены в работах [59, 60, 64]. Влияние условий термообработки аморфных лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$) на их структуру, электрические и магнитные свойства рассмотрены в разделе 3.1 и представлены в работе [57].

Кратко рассмотрим результаты исследований теплового воздействия на ленты сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$), предварительно подвергнутых разным термообработкам.

Импеданс нанокристаллических лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0$), предварительно подвергнутых ТО (термообработка без магнитного поля), при комнатных температурах и частотах переменного тока ниже 8 МГц с увеличением напряженности внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль длины ленты, монотонно убывает, что свидетельствует о преимущественно продольной ориентации намагниченности (рис.4.19, а). При нагреве лент на зависимостях $Z(H)$ появляется максимум, который с ростом температуры становится более выраженным. По мере увеличения частоты переменного тока температура, при которой наблюдается смена характера зависимости $Z(H)$, уменьшается. На частотах переменного тока 8 МГц и выше максимум на зависимостях $Z(H)$ наблюдается уже при комнатных температурах (рис.4.19, б).

Для лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 3$), подвергнутых ТО, в ис-

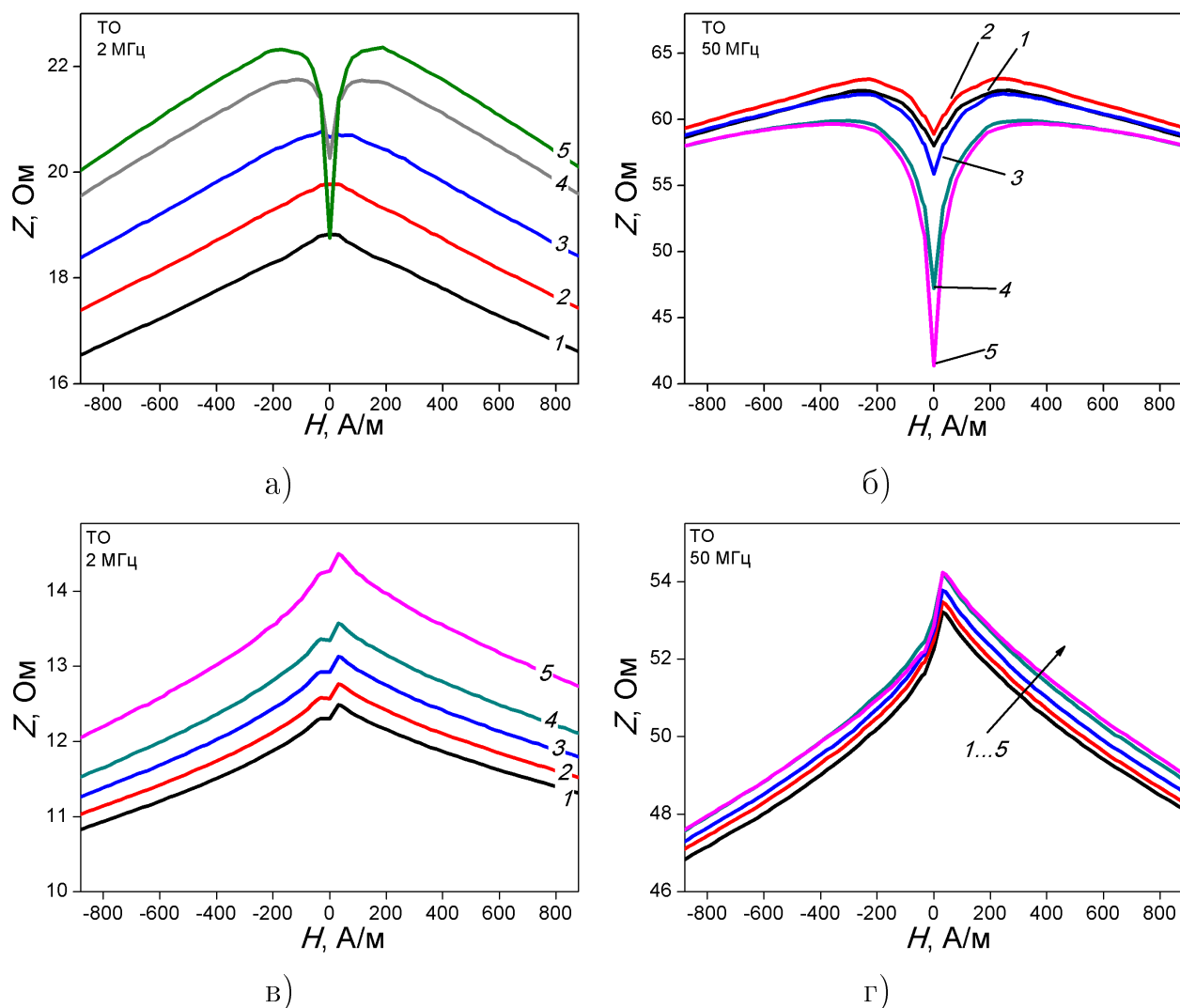


Рис. 4.19: Зависимости импеданса Z нанокристаллических лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ (а; б) и $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ (в; г) от внешнего магнитного поля H . Зависимости получены при температурах 1 — 297 К; 2 — 328 К; 3 — 358 К; 4 — 403 К; 5 — 433 К. Ленты подвергались предварительной термообработке при 793 К в течении 1 часа, без магнитного поля (ТО).

следованных диапазонах температур и частот переменного тока характер зависимостей $Z(H)$ неизменен. В интервале магнитных полей ± 12 кА/м на прямой или обратной ветви полного цикла $+H \Rightarrow -H \Rightarrow +H$ зависимости $Z(H)$ имеют один максимум, смещенный относительно нулевого значения магнитного поля H (рис.4.19, в, г). Также ТО ленты $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ имеют достаточно выраженный гистерезис импеданса. Причиной такого поведения Z во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль длины ленты, является небольшое отклонение ОЛН от продольной ориентации и

наличие доменной структуры, поведение которой в малых магнитных полях $\sim (0 \div 30)$ А/м определяет и появление на зависимости $Z(H)$ участка с низким значением dZ/dH .

Для лент обоих составов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$), нанокристаллизованных в магнитном поле перпендикулярном к оси ленты (обработка ТМО), зависимости $Z(H)$ уже при комнатных температурах имеют начальный возрастающий участок, свидетельствуя о наличии поперечной компоненты анизотропии (рис.4.20). Однако импеданс лент $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 3$) достигает максимального значения в значительно больших магнитных полях, чем в случае лент с $x = 0$, что согласуется с гистерезисными исследованиями, согласно которым наведенная поперечная анизотропия выше в ТМО лентах состава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 3$) (таблица 3.1).

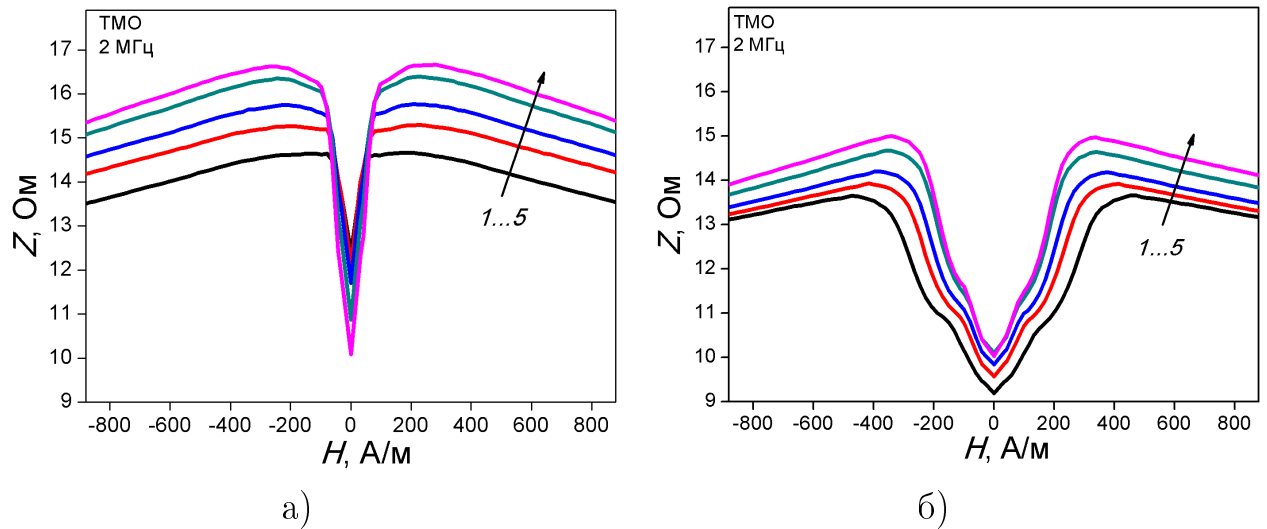
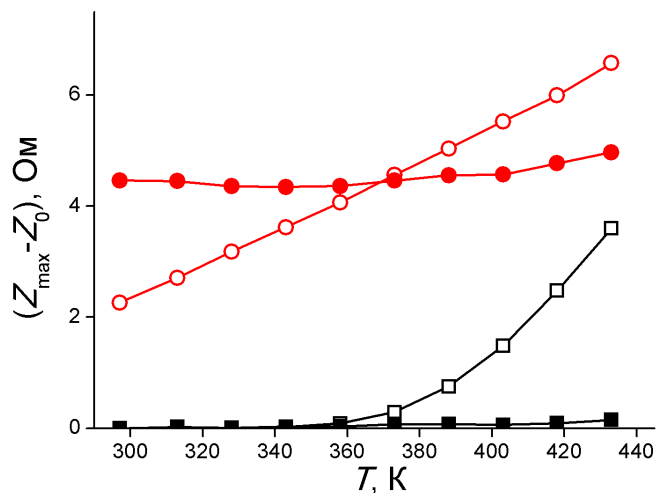


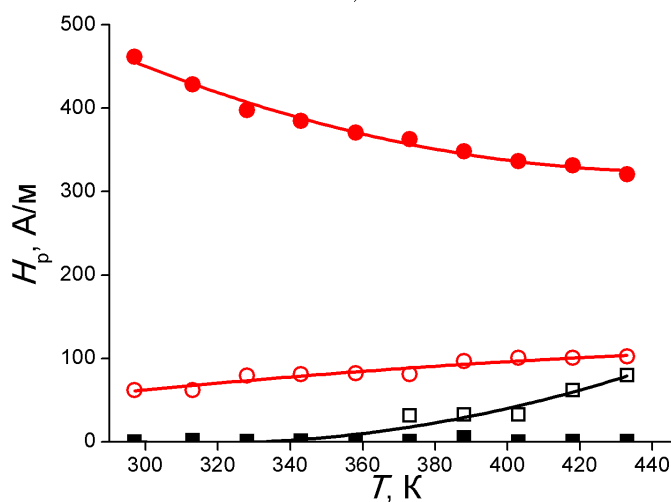
Рис. 4.20: Зависимости импеданса Z нанокристаллических лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ (а) и $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ (б) от внешнего магнитного поля H . Зависимости получены на частоте пробного переменного тока 2 МГц при температурах 1 — 297 К; 2 — 328 К; 3 — 358 К; 4 — 403 К; 5 — 433 К, стрелкой показано направление увеличения температуры. Ленты подвергались термообработке вида ТМО.

С нагревом ТМО лент $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0$) значения Z_0 и импеданса в поле насыщения сближаются, свидетельствуя о росте поперечной

компоненты намагниченности при $H = 0$. Это согласуется и с возрастающими температурными зависимостями $(Z_{max} - Z_0)$ и H_p (напряженности магнитного поля соответствующего Z_{max}) (рис.4.21).



а)



б)

Рис. 4.21: Температурные зависимости разности максимальных значений импеданса во внешнем магнитном поле и импеданса в нулевом поле $(Z_{max} - Z_0)$ (а) и поля максимума импеданса H_p (б). Образцы лент сплавов $Fe_{73,5}Si_{16,5}B_6Nb_3Cu_1$ (пустые маркеры) и $Fe_{73,5}Si_{13,5}B_9Nb_3Cu_1$ (закрашенные маркеры) были подвергнуты термообработкам видов ТО (квадрат) и ТМО (окружность). Зависимости получены на частоте пробного переменного тока 1 МГц.

В отличие от лент сплава с $x = 0$, значение магнитного поля, соот-

ветствующего Z_{max} в ТМО лентах $Fe_{73,5}Si_{13,5}V_9Nb_3Cu_1$, с ростом температуры уменьшается, отражая факт уменьшения поперечной анизотропии (рис.4.21, б). Слабая температурная зависимость $(Z_{max} - Z_0)$ для этих лент свидетельствует о незначительном влиянии температуры на соотношение между поперечной и продольной компонентами анизотропии (рис. 4.21, а).

Начальный импеданс Z_0 на частотах переменного тока ниже 0,5 МГц лент обоих составов ($x = 0; 3$) и видов термообработки с увеличением температуры возрастает (рис.4.22, а). Данная зависимость $Z_0(T)$ сохраняется и на более высоких частотах для лент с $x = 3$ (рис. 4.22, б—г). При этом у ТМО лент с ростом частоты наблюдается тенденция выхода зависимости $Z_0(T)$ на насыщение. На частотах переменного тока менее 0,5 МГц относительное температурное изменение импеданса ТО и ТМО лент с $x = 3$ сравнимо с температурным изменением Z ТМО лент сплава с $x = 0$, а на более высоких частотах это изменение заметно меньше.

Показательно изменение с частотой переменного тока характера зависимостей $Z_0(T)$ ТО и ТМО лент состава $Fe_{73,5}Si_{16,5}V_6Nb_3Cu_1$ [60, 59, 64]. На частотах выше 0,5 МГц начальный импеданс ТО лент с ростом температуры изменяется немонотонно (рис.4.22, б-г). Зависимости $Z_0(T)$ имеют максимум, который с ростом частоты переменного тока смещается в область меньших температур. Наибольшие температурные изменения Z_0 обнаружены на частотах близких к 50 МГц — в температурном диапазоне от 360 К до 435 К температурное изменение Z_0 составляет $\sim 0,2$ Ом/К. Для ТМО лент вблизи 0,5 МГц происходит переход от монотонно возрастающей зависимости $Z_0(T)$ к убывающей практически по линейному закону, что делает их перспективными для использования в качестве чувствительных элементов датчиков температуры. Так, при $f = 50$ МГц $(\Delta Z_0 / \Delta T) \sim 0,04$ Ом/К. Таким температурным изменениям импеданса, при $I_{AC} = 10$ мА, будут отвечать изменения напряжения на образце 0,4 мВ/К, что превышает величину термоЭДС термопарных датчиков типа хромель-копель.

Таким образом, несмотря на близкие составы лент $Fe_{73,5}Si_{16,5-x}V_{6+x}Nb_3Cu_1$

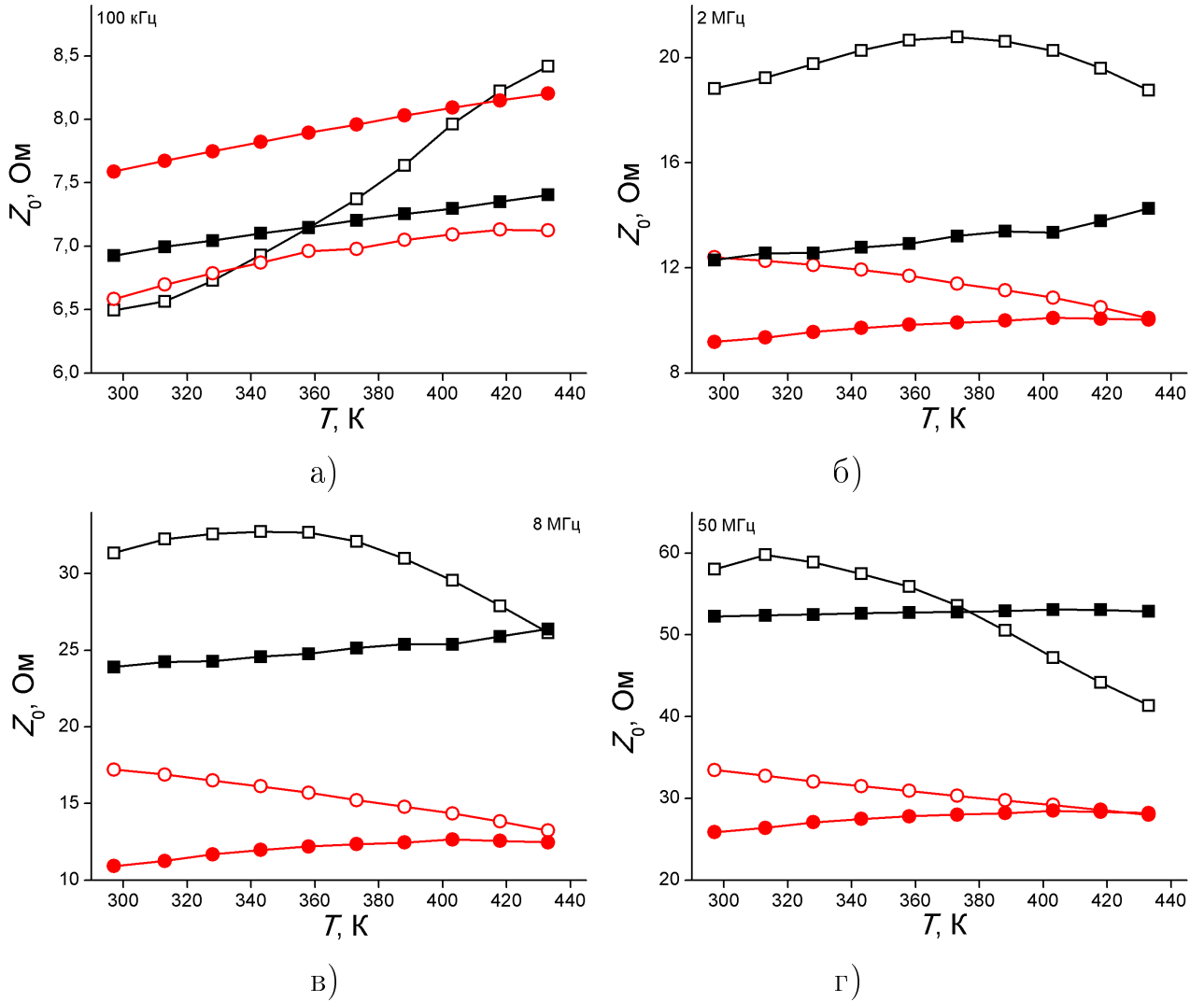


Рис. 4.22: Температурные зависимости начального импеданса лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ пустые маркеры соответствуют составу с $x = 0$, закрашенные – $x = 3$, после термообработок видов ГО (квадрат) и ТМО (окружность). Температурные зависимости были получены на частотах переменного тока: а) 0,1 МГц; б) 2 МГц; в) 8 МГц; г) 50 МГц.

($x = 0; 3$) температурные зависимости их импеданса имеют значительные различия.

Температурные зависимости поперечной магнитной проницаемости, рассчитанные согласно выражению (2.1) исходя из экспериментальных значений импеданса и электросопротивления для соответствующих температур, на частотах выше 0,5 МГц достаточно хорошо коррелируют с зависимостями $Z_0(T)$ (рис.4.23). Данный факт свидетельствует о преимущественном влиянии $\mu_t(T)$ на температурное изменение импеданса в области высоких

частот.

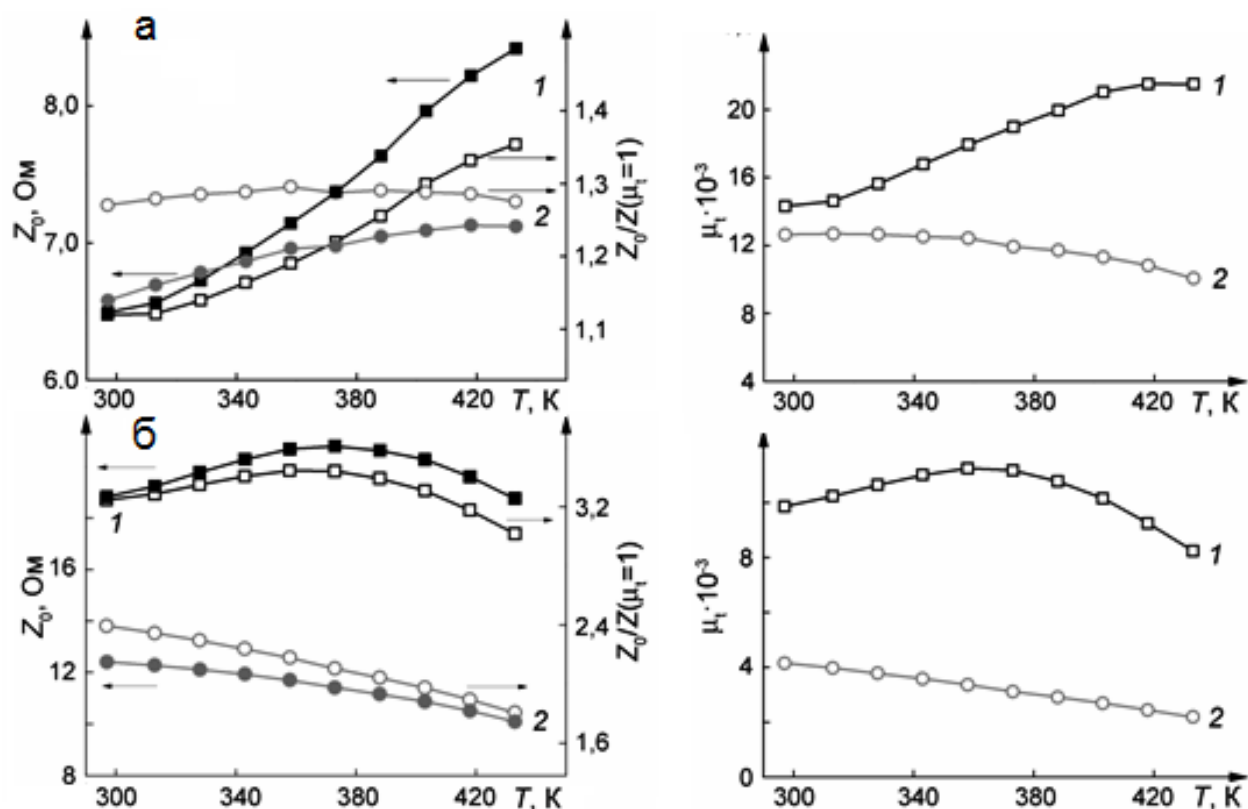


Рис. 4.23: Температурные зависимости Z_0 , отношения $Z_0/Z_{(\mu_t=1)}$ и начальной поперечной магнитной проницаемости μ_t для лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$. Зависимости получены на частотах пробного переменного тока а) 0,1 МГц и б) 2 МГц. 1 – ТО ленты, 2 – ТМО ленты.

На частотах ниже $\sim 0,5$ МГц становится значительным влияние на $Z_0(T)$ температурного изменения электросопротивления (рис. 4.24), а для ТМО лент сплава ($x = 0$) оно является определяющим. Это видно из температурных зависимостей отношения $Z_0/Z_{(\mu_t=1)}$, где $Z_{(\mu_t=1)}$ представляет собой расчетное значение импеданса, полученное из выражения (2.1) при значении $\mu_t = 1$ и при соответствующих по температуре величинам Z_0 экспериментальных значениях R_{DC} (рис. 4.23). Согласно расчету, отношение $Z_0/Z_{(\mu_t=1)}$ для лент сплава ($x = 0$) после ТМО во всем исследованном температурном диапазоне изменяется незначительно. Небольшой вклад в температурное изменение Z_0 дает уменьшающаяся с температурой начальная поперечная магнитная проницаемость μ_t (рис.4.23, а).

На частотах выше $\sim 0,5$ МГц уменьшение с ростом T импеданса ТМО

лент сплава ($x = 0$) в основном обусловлено уменьшением M_S и α . В пользу влияния на $Z_0(T)$ уменьшения угла отклонения ОЛН от поперечной ориентации с ростом температуры свидетельствует не только уменьшение Z_0 и смещение максимума зависимости $Z(H)$ в область больших магнитных полей, но и рост Z_{max} . Ввиду того, что при комнатной температуре ОЛН ленты уже отклонена от ее продольной оси, рост константы эффективной анизотропии с повышением температуры при неизменном α оказывал бы на Z_0 и H_P подобное влияние, но при этом должно было бы уменьшаться значение Z_{max} .

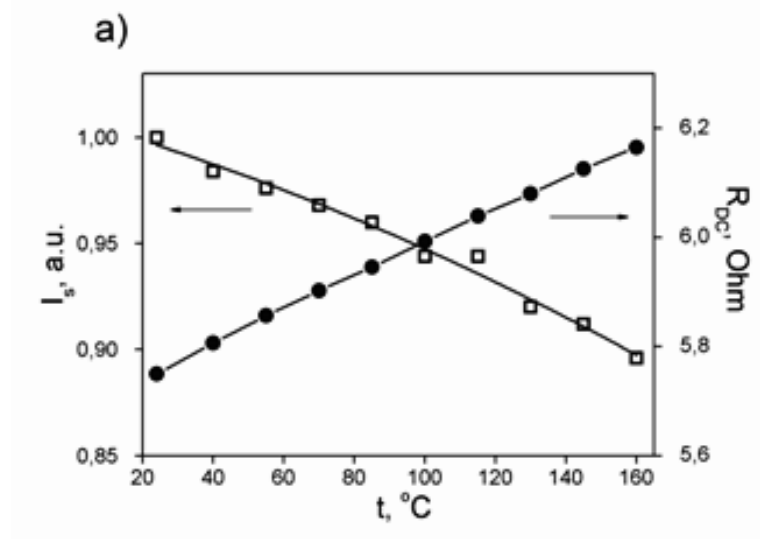


Рис. 4.24: Температурные зависимости намагниченности насыщения I_S и электросопротивления R_{DC} нанокристаллических лент $Fe_{73,5}Si_{16,5}B_6Nb_3Cu_1$.

Для ТО лент заметное возрастание с температурой отношения $Z_0/Z_{(\mu_t=1)}$ свидетельствует о существенном вкладе в температурное изменение импеданса температурного изменения μ_t . Так, на частоте переменного тока порядка 0,1 МГц при нагреве лент в исследуемом температурном диапазоне μ_t возрастает более, чем на 50%.

Согласно магнитным гистерезисным и магнитоимпедансным свойствам ОЛН ТО лент ориентирована преимущественно вдоль их длины (параграф 3.1). Учитывая, что магнитное поле, создаваемое переменным током, направлено перпендикулярно длине лент, поперечная магнитная проницаемость будет определяться процессами вращения векторов намагниченно-

сти и, в соответствии с (2.7), $\mu_t \sim M_s^2/K$. Исходя из этого, температурный рост проницаемости и импеданса на частотах переменного тока ниже $\sim 0,5$ МГц и наличие возрастающего участка на зависимостях $\mu_t(T)$ при $f \gtrsim 0,5$ МГц в основном обусловлено уменьшением константы эффективной анизотропии K (рис. 4.24). Расчетные зависимости $\mu_t(T)$ и $Z(T)$ с учетом экспериментальной $M_s(T)$ показывают, что значительный температурный спад μ_t и Z , особенно на высоких частотах, не может быть полностью объяснен уменьшением M_s .

Как отмечалось ранее, особенностью ТО лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ является наличие на частотах вблизи 8 МГц перехода от монотонно убывающей зависимости $Z(H)$ к зависимости с максимумом импеданса, который с повышением температуры становится более выраженным и смещается в область больших магнитных полей (рис.4.19, а). Данные изменения $Z(H)$ свидетельствуют об увеличении поперечной компоненты магнитной анизотропии как с приближением к поверхности, так и с нагревом провода.

Из температурных зависимостей разности $(Z_{max} - Z_0)$ (рис.4.21, а) и температурных зависимостей поля максимума импеданса H_p (рис.4.21, б) следует, что поперечная компонента магнитной анизотропии у лент, подвергнутых ТО, в начале исследованного температурного диапазона мала, но при повышении температуры она испытывает достаточно резкий рост. Температура, при которой поперечная компонента анизотропии начинает определять характер зависимостей $Z(H)$ соответствует максимуму на зависимостях $Z_0(T)$ (рис.4.22, 4.23). Рост поперечной компоненты магнитной анизотропии с повышением температуры может быть связан как с ростом угла отклонения ОЛН от продольной ориентации, так и с увеличением угловой дисперсии локальных осей легкого намагничивания. Причем эти факторы, согласно расчетным зависимостям μ от величины угловой дисперсии анизотропии и α , в случае исходной, преимущественно продольной, ориентации ОЛН, должны приводить к уменьшению магнитной проницаемости, а значит и импеданса. Расчетные зависимости относительного изменения поперечной магнитной проницаемости от величины угловой дисперсии анизотропии $\Delta\mu_t/\mu_t(\gamma)$ подобны рассмотренным ранее зависимостям

$\Delta\mu_\phi/\mu_\phi(\gamma)$ для цилиндрических проводников (рис.3.18, б).

Таким образом, экстремальный характер зависимостей $\mu_t(T)$ и $Z(T)$ ТО лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ на частотах выше $\sim 0,5$ МГц обусловлен конкурирующим действием нескольких факторов: начальный возрастающий участок на зависимости $Z(T)$, в основном, определяется уменьшением с нагревом лент эффективной продольной магнитной анизотропии, а убывающий - как температурным уменьшением M_s , так и уменьшением ее продольной составляющей ввиду температурного увеличения угла отклонения ОЛН от продольной оси ленты и некоторого роста ее угловой дисперсии. Это согласуется со смещением максимума зависимости $Z_0(T)$ в область более низких температур с повышением частоты переменного тока и, соответственно, уменьшения глубины скин-слоя.

Увеличение импеданса лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 3$) с ростом температуры на частотах выше 0,5 МГц (рис.4.22) в основном обусловлено температурным уменьшением константы эффективной анизотропии. Об уменьшении K с увеличением T свидетельствует и смещение максимума на зависимостях $Z(H)$ лент, подвергнутых ТМО, в область меньших магнитных полей (рис. 4.20, б; 4.21, б). Кроме роста магнитной проницаемости температурному увеличению импеданса будет способствовать и рост электросопротивления лент, влияние которого с уменьшением частоты тока усиливается.

4.2.2 Стрессимпедансный эффект лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$) в температурном диапазоне (297 – 433) К

Согласно зависимостям стрессимпедансного эффекта $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$, где

$$(\Delta Z/Z)_\sigma = [(Z(\sigma) - Z(\sigma = 0))/Z(\sigma = 0)] \cdot 100\% \quad (4.4)$$

на частотах переменного тока менее $\sim 0,5$ МГц независимо от температуры импеданс ТМО лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0$) с ростом

растягивающих напряжений уменьшается (рис. 4.25, а). Причем с ростом температуры чувствительность импеданса к воздействию механических напряжений снижается. С ростом частоты происходит переход от монотонно убывающих зависимостей $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ к экстремальным и уже на частотах выше 0,5 МГц зависимости $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ имеют максимум (рис. 4.25, в, д). На частотах переменного тока ~ 30 МГц относительное изменение импеданса $(\Delta Z/Z)_\sigma$ под воздействием механических напряжений достигает 100% и более. С ростом температуры максимум на зависимости $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ смещается в область больших значений σ , а максимальное значение импеданса $(Z_{max})_\sigma$, достигаемое под воздействием механических напряжений, уменьшается (рис.4.26, а, б).

Для сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 3$) зависимости $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ имеют максимум во всем исследованном частотном диапазоне (рис.4.25, б, г, е). Для лент данного сплава на начальном участке зависимостей $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ характерно наличие интервала, на котором импеданс под действием механических напряжений изменяется слабо. Как и для лент сплава с $x = 0$, с ростом температуры максимум на зависимостях $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ лент с $x = 3$ смещается в область больших значений σ . Значение $(Z_{max})_\sigma$ при этом увеличивается.

Наибольшее значение стрессимпедансный эффект в лентах $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ имеет на частоте переменного тока ~ 20 МГц, в лентах $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ — около 30 МГц. Чувствительность импеданса к воздействию механических напряжений в обоих случаях достигает значений ~ 2 %/МПа.

Максимальные значения $(\Delta Z/Z)_\sigma$ в лентах сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ при комнатных температурах и частоте переменного тока до 50 МГц выше, чем в лентах $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ (рис. 4.26, а). С ростом температуры частота, соответствующая равным максимальным значениям $(\Delta Z/Z)_\sigma$ у сплавов с $x = 0; 3$, увеличивается и при температурах выше 390 К максимальные значения $(\Delta Z/Z)_\sigma$ в лентах $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ больше во всем исследованном диапазоне частот переменного тока.

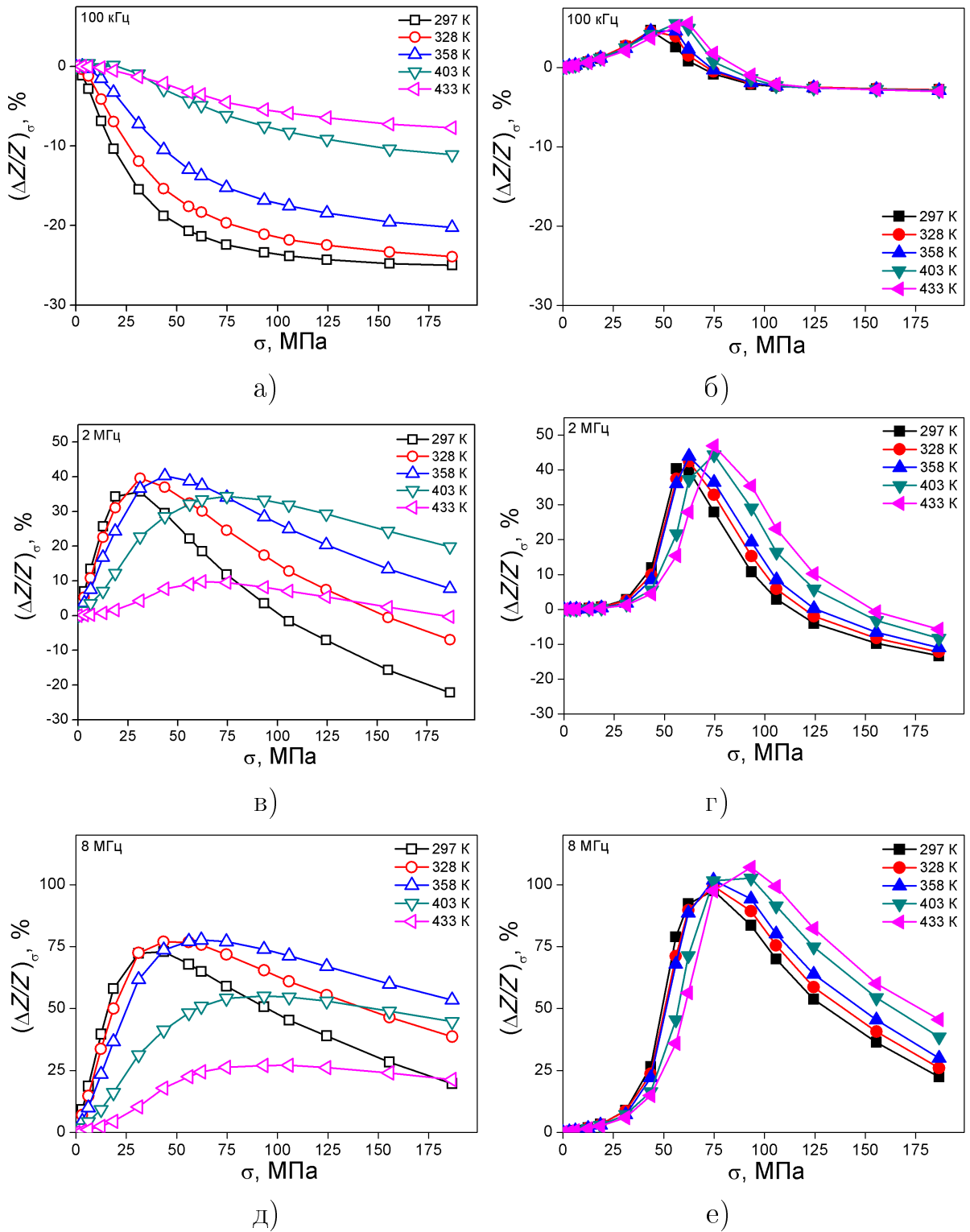


Рис. 4.25: Относительное изменение импеданса $(\Delta Z/Z)_\sigma$ под действием механических растягивающих напряжений σ для температур 297 К, 328 К, 358 К, 403 К и 433 К. Зависимости получены на частотах переменного тока 100 кГц (а, б), 2 МГц (в, г), 8 МГц (д, е). Пустые маркеры соответствуют образцам сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, закрашенные — $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$. Образцы были подвергнуты термообработке вида ТМО.

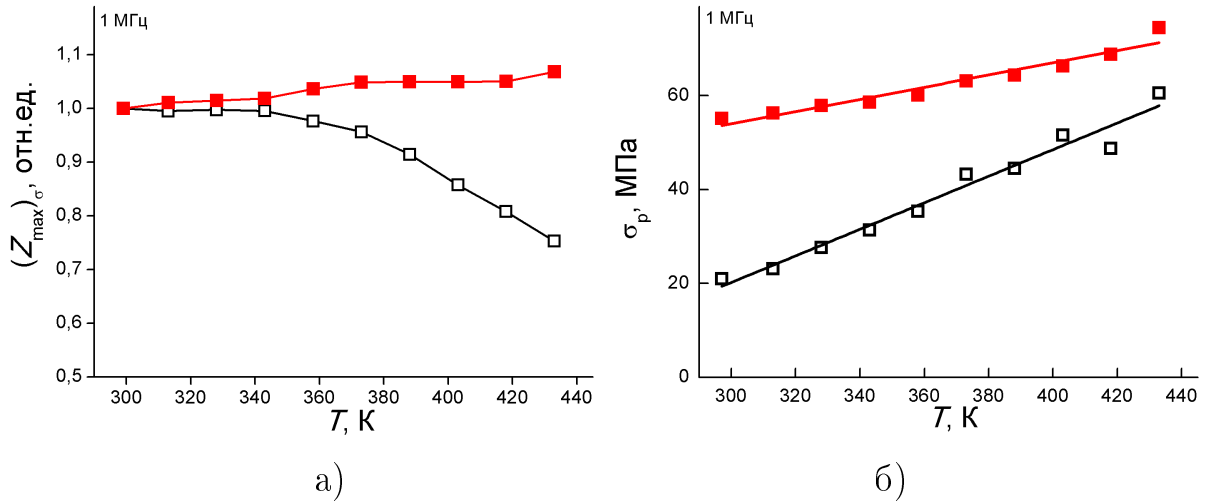


Рис. 4.26: Температурные зависимости а) максимального значения импеданса $(Z_{max})_{\sigma}$, достигаемого под действием механических растягивающих напряжений; б) механических напряжений σ_p , соответствующих $(Z_{max})_{\sigma}$. Пустые маркеры соответствуют образцам сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, окрашенные — $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$. Частота переменного тока 1 МГц. Образцы были подвергнуты термообработке вида ТМО.

Нагрев ТМО лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 3$) слабо влияет на угловую дисперсию анизотропии, что видно на примере зависимостей $(\Delta Z/Z)_{\sigma} = \zeta(\sigma)$ (рис.4.25). В отличие от сплава с $x = 0$, для рассматриваемого состава на зависимостях $(\Delta Z/Z)_{\sigma} = \zeta(\sigma)$ не наблюдается уширение максимума с ростом температуры. Для лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0$) температурный рост угловой дисперсии анизотропии кроме уширения максимума на зависимостях $(\Delta Z/Z)_{\sigma} = \zeta(\sigma)$ (рис. 4.25) приводит к уменьшению $(\Delta Z/Z)_{\sigma, \max}$ (рис. 4.26, а) и росту H_p (рис. 4.21, б). В случае лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ в изменении характера зависимостей $(\Delta Z/Z)_{\sigma} = \zeta(\sigma)$ основную роль играет уменьшение эффективной анизотропии, что отражается ростом $(\Delta Z/Z)_{\sigma, \max}$ и уменьшением H_p .

Как отмечалось выше, согласно гистерезисным и магнитоимпедансным измерениям для лент обоих составов, прошедших ТМО, характерно наличие поперечной анизотропии. Следовательно, наблюдаемый под воздействием механических напряжений рост импеданса (рис. 4.25) свидетельствует о положительной константе магнитострикции насыщения, что согласуется с исследованиями магнитострикции нанокристаллических лент

близких составов [192, 193, 194] и с исследованиями аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{0,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$. Убывающий характер зависимости $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ для лент $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ на частотах переменного тока ниже 0,5 МГц (рис. 4.25, а), когда глубина скин-слоя больше полутолщины образца, обусловлен преимущественно продольной ориентацией намагниченности в основном объеме образца.

Для выяснения причины наблюдаемого при повышении температуры смещения максимума на зависимостях стрессимпеданса $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ (рис.4.25) в область больших значений механических напряжений необходимо выяснить зависимость константы магнитострикции λ_s от температуры.

Определить температурную зависимость λ_s можно используя экспериментальные зависимости $H_p(T)$ (рис.4.21, б), зависимость $\sigma_p(T)$ (рис.4.26, б) и температурную зависимость намагниченности насыщения. Связь между этими параметрами можно установить в рамках модели однородного вращения намагниченности, согласно которой выражение для объемной плотности энергии магнитной среды при поперечной ориентации оси легкого намагничивания, если внешнее магнитное поле и механические напряжения приложены вдоль длины образца, с учетом вклада продольного размагничивающего поля имеет вид:

$$W = K \sin^2 \varphi - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \varphi - \mu_0 M_s H \sin \varphi + \mu_0 N M_s^2 \sin^2 \varphi, \quad (4.5)$$

N — размагничивающий фактор в продольном направлении, φ — угол между ОЛН и вектором намагниченности. После дифференцирования (4.5) по углу φ и приравнивания производной к нулю получим:

$$\mu_0 M_s H = (2K - 3\lambda_s \sigma + 2\mu_0 N M_s^2) \sin \varphi. \quad (4.6)$$

Тогда при $\sigma = 0$ магнитное поле H_p , при котором наблюдается максимум на зависимости импеданса от внешнего магнитного поля и соответ-

ствующее повороту намагниченности вдоль длины ленты, определится как:

$$H_p = 2 \cdot \frac{K + \mu_0 N M_s^2}{\mu_0 M_s}, \quad (4.7)$$

а растягивающие напряжения σ_p , соответствующие условию $\varphi = \pi/2$ и $H = 0$, т.е. максимуму на зависимости $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$, можно найти как:

$$\sigma_p = 2 \cdot \frac{K + \mu_0 N M_s^2}{3\lambda_s}. \quad (4.8)$$

Совместное решение уравнений (4.7) и (4.8) позволяет получить выражение для расчета константы магнитострикции насыщения:

$$\lambda_s = \frac{\mu_0 M_s H_p}{3\sigma_p} \quad (4.9)$$

Величину константы магнитострикции, ее знак и зависимость $\lambda_s(T)$ также можно оценить анализируя приращение поля H_p , при соответствующем изменении растягивающих напряжений [195]. В этом случае

$$\lambda_s = -\frac{\mu_0 M_s \Delta H_p}{3\Delta\sigma} \quad (4.10)$$

Необходимо отметить, что при определении λ_s используются экспериментальные значения магнитного поля H_p и механических напряжений σ_p , соответствующие максимальным значениям импеданса на зависимостях $Z(H)$ и $Z(\sigma)$. Величина каждого из этих параметров зависит от размагничивающих полей, воздействующих на намагниченность, но, как следует из выражения (4.9), влияние фактора образца на расчетное значение магнитострикции отсутствует. На примере аморфного сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ показано, что результаты $\lambda_s(T)$ полученные в рамках данного подхода к расчету константы магнитострикции хорошо коррелируют с результатами ее измерения другими методами (4.35).

С помощью выражения (4.9) были рассчитаны значения константы маг-

нитострикции насыщения в температурном диапазоне (297 – 433) К. При комнатной температуре константа магнитострикции насыщения нанокристаллических сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0; 3$), согласно расчетам, принимает следующие значения: около $1 \cdot 10^{-6}$ при $x = 0$ и около $3 \cdot 10^{-6}$ при $x = 3$ (рис.4.27). Данные результаты близки к значениям λ_s , измеренных для близких составов методами SAMR [194] и SMFMR [196].

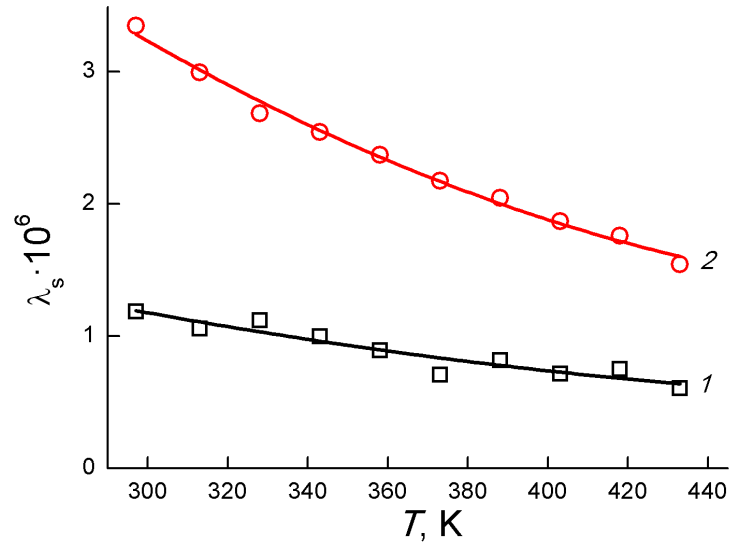


Рис. 4.27: Температурная зависимость константы магнитострикции, рассчитанная по формуле (4.9). Квадратный маркер — сплав $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, круглый — сплав $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$.

Согласно расчету, с ростом температуры значения λ_s для обоих сплавов монотонно уменьшаются 4.27, а значит при воздействии на ленты растягивающих напряжений максимум $Z(\sigma)$ с ростом температуры должен смещаться в область больших значений σ . Таким образом, причиной наблюдаемого смещения максимума на зависимостях стрессимпеданса $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ (рис.4.25) в область больших значений механических напряжений при повышении температуры является уменьшение константы магнитострикции λ_s .

Необходимо отметить, что во всем исследованном диапазоне температур магнитострикция насыщения и ее температурное изменение выше для

сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{V}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 3$). Так как значение константы магнито-стрикции нанокристаллических сплавов системы FeSiBNbCu определяется суммой положительного вклада остаточной аморфной матрицы и отрицательного вклада нанокристаллических зерен $\text{Fe}(\text{Si})$ [197], то логично, что меньшие значения λ_s имеет сплав $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{V}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ с большим содержанием кремния.

Рассмотренные сплавы имеют достаточно близкий состав, однако зависимость результата процедуры наведения анизотропии от процентного содержания в сплаве кремния [197] приводит к значительному различию температурного поведения их импеданса. Термообработка данных лент производилась при температуре, которая выше, чем температура Кюри остаточной аморфной матрицы, но ниже, чем температура Кюри образующихся нанокристаллов. Следовательно, при отжиге в магнитном поле анизотропия будет наводиться в нанокристаллах $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$. В сплаве, с большим содержанием кремния ($x = 0$), его повышенная концентрация в формирующихся во время термообработки нанокристаллах $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$, будет препятствовать направленному упорядочению пар атомов под действием магнитного поля. Таким образом, после термомагнитной обработки ленты сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{V}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ будут иметь повышенную, по сравнению со сплавом ($x = 3$), дисперсию локальных осей анизотропии, что во многом и определяет различие температурного поведения их импедансов.

4.3 Термоиндуцированные изменения импеданса упругодеформированных низкострикционных лент аморфного сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{V}_{11}$

Температура и упругие деформации оказывают значительное влияние на импеданс и магнитные свойства магнитомягких аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{V}_{11}$, [198, 199, 46, 200], что актуализирует вопрос о стабильности характеристик магниточувствительных датчиков на основе маг-

нитоимпедансного эффекта при термомодеформационных воздействиях, а также возможности использования зависимости импеданса магнитомягких материалов от внешних термических и деформационных воздействий при разработке высокочувствительных элементов для регистрации этих физических параметров [3, 35].

Согласно рентгеноструктурным исследованиям после выдержки исходных аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ при температуре 473 К в течение 120 часов заметных изменений их структурного состояния не происходит (рис.4.28).

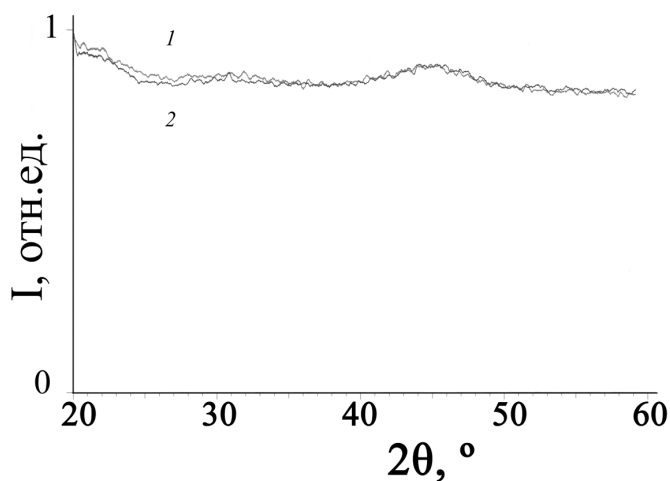


Рис. 4.28: Дифрактограммы ленты сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$, 1 — в исходном состоянии; 2 — после выдержки при температуре 473 К в течение 120 часов.

Однако, результаты исследований мягкой термообработки аморфных ферромагнитных сплавов свидетельствуют, что продолжительное воздействие повышенных температур может приводить к необратимому изменению магнитной проницаемости и импедансных свойств аморфных материалов в результате релаксации закалочных напряжений [58]. Так, после выдержки лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ в течение 100 часов при температуре 423 К импеданс и его чувствительность к внешнему магнитному полю испытывает значительные необратимые изменения (4.29, а). В тоже

время, продолжительная выдержка при температурах ниже ~ 410 К на магнитоимпедансные свойства лент влияет слабо (4.29, б). В связи с этим изучение магнитополевого и деформационного воздействий на импеданс аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ проводилось при температурах, не превышающих 403 К.

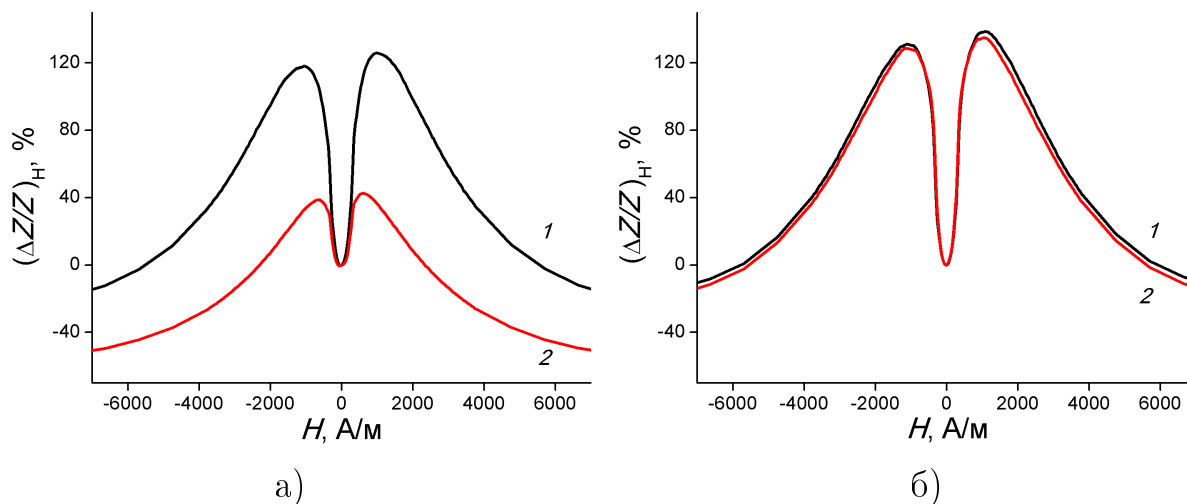


Рис. 4.29: Зависимости магнитоимпеданса лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ от внешнего магнитного поля до — 1 и после воздействия — 2 температуры а) 423 К в течение 100 часов; б) 373 К в течение 100 часов.

4.3.1 Зависимости импеданса упругодеформированных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ от напряженности внешнего магнитного поля и температуры

Результат влияния упругих деформаций и внешнего магнитного поля на импеданс магнитомягких сред, помимо их магнитных и магнитоупругих параметров, во многом зависит от взаимной ориентации ОЛН, осей электрического тока и механических напряжений (2.1.1), (2.2.1). Как показывают исследования дополнительное тепловое воздействие на магнитомягкую среду может кардинально изменять ее магнитоимпедансные и стрессимпедансные свойства [56, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207]. Для изучения влияния совместного теплового, деформационного и магнитополевого воз-

действий использованы две серии образцов, изготовленных из аморфной ленты сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ толщиной 25 мкм. Образцы изготавливались в виде полосок шириной 1 мм и длиной 10 мм. Полоски вырезались в двух направлениях — вдоль и поперек длины исходной ленты, что позволило задавать преимущественную ориентацию оси легкого намагничивания в образце. Согласно магнитным гистерезисным исследованиям в полосках, вырезанных поперек длины исходной ленты, наблюдается преимущественно поперечная эффективная анизотропия, а в образцах, вырезанных вдоль длины исходной ленты, — преимущественно продольная (рис.4.30).

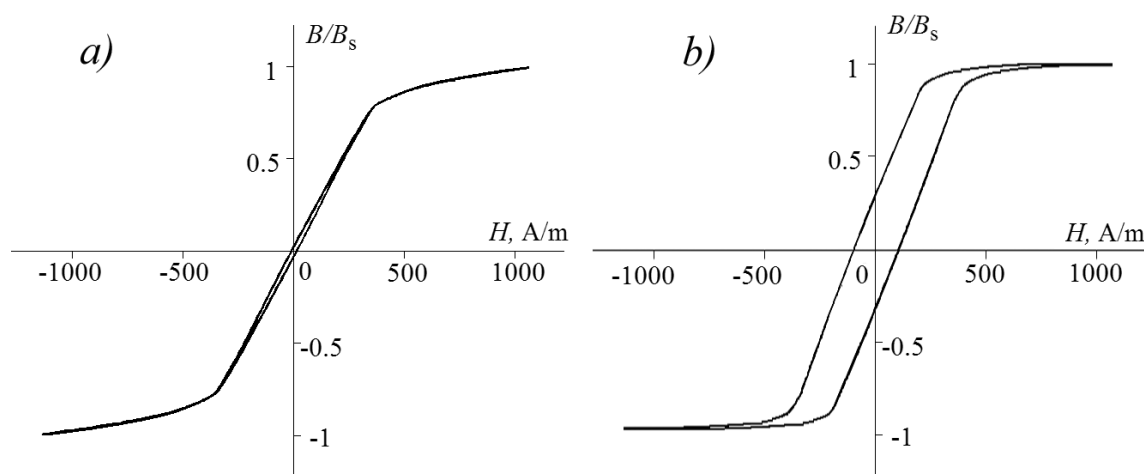


Рис. 4.30: Петли гистерезиса образцов сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$, вырезанных а) поперек длины исходной ленты; б) вдоль длины исходной ленты. Внешнее магнитное поле H приложено вдоль длины образца.

Измерения импеданса проводились в диапазоне частот пробного переменного тока (0,5 ÷ 10) МГц при действующем значении силы тока 30 мА. Переменный ток протекал вдоль длины полоски. Растягивающие механические напряжения σ и внешнее магнитное поле H прикладывались также вдоль длины полоски. Максимальное значение механических напряжений составляло $\sigma_{max} = 255$ МПа, что, согласно данным работы [104], соответствует упругой деформации сплава. Максимальная напряженность внешнего магнитного поля $H_{max} = 4$ кА/м. Температура образцов T варьировалась в интервале от 293 К до 403 К.

Зависимости импеданса от напряженности внешнего магнитного поля $Z(H)$ для полосок с поперечной ОЛН, при $\sigma = 0$ во всем исследованном температурном диапазоне имеют характерный максимум (рис.4.31, а–в, кривые 1) и близкие значения импеданса в нулевом и максимальном магнитных полях, что свидетельствует о преимущественно поперечной ориентации ОЛН и согласуется с результатами гистерезисных исследований (рис.4.30). Наблюдаемое с ростом температуры смещение максимума на зависимостях $Z(H)$ в область меньших значений H обусловлено температурным уменьшением поля поперечной анизотропии.

Характер и степень влияния растягивающих напряжений на зависимости $Z(H)$ существенно зависит от температуры. При температурах ниже 363 К воздействие механических напряжений не приводит к заметным изменениям вида зависимостей $Z(H)$ (рис.4.31, а). В температурном диапазоне (363 ÷ 403) К с увеличением σ максимум на зависимостях $Z(H)$ становится менее выраженным и при некотором значении σ полностью исчезает (рис.4.31, в, кривая 4). Также с ростом σ происходит смещение максимума на зависимостях $Z(H)$ в область меньших значений магнитных полей.

Величина начального импеданса Z_0 при $\sigma = 0$ в температурном диапазоне (293 ÷ 403) К с увеличением T незначительно возрастает (рис.4.33, а, заполненные маркеры). Данный факт обусловлен как температурным увеличением электросопротивления (рис. 4.32), так и ростом дисперсии намагниченности, приводящей к увеличению поперечной магнитной проницаемости и, как следствие, к росту импеданса.

Воздействие σ приводит к появлению на зависимости $Z_0(T)$ в диапазоне температур (343 ÷ 403) К максимума (рис.4.33, а, пустые маркеры). Температурное изменение импеданса на его возрастающем участке достигает 3 %/К, что может иметь практическую значимость при разработке специализированных высокочувствительных датчиков температуры, функционирующих в узком температурном диапазоне.

Максимальное значение импеданса в магнитном поле Z_{max} с ростом температуры изменяется незначительно (рис.4.33, б). Слабо выраженный

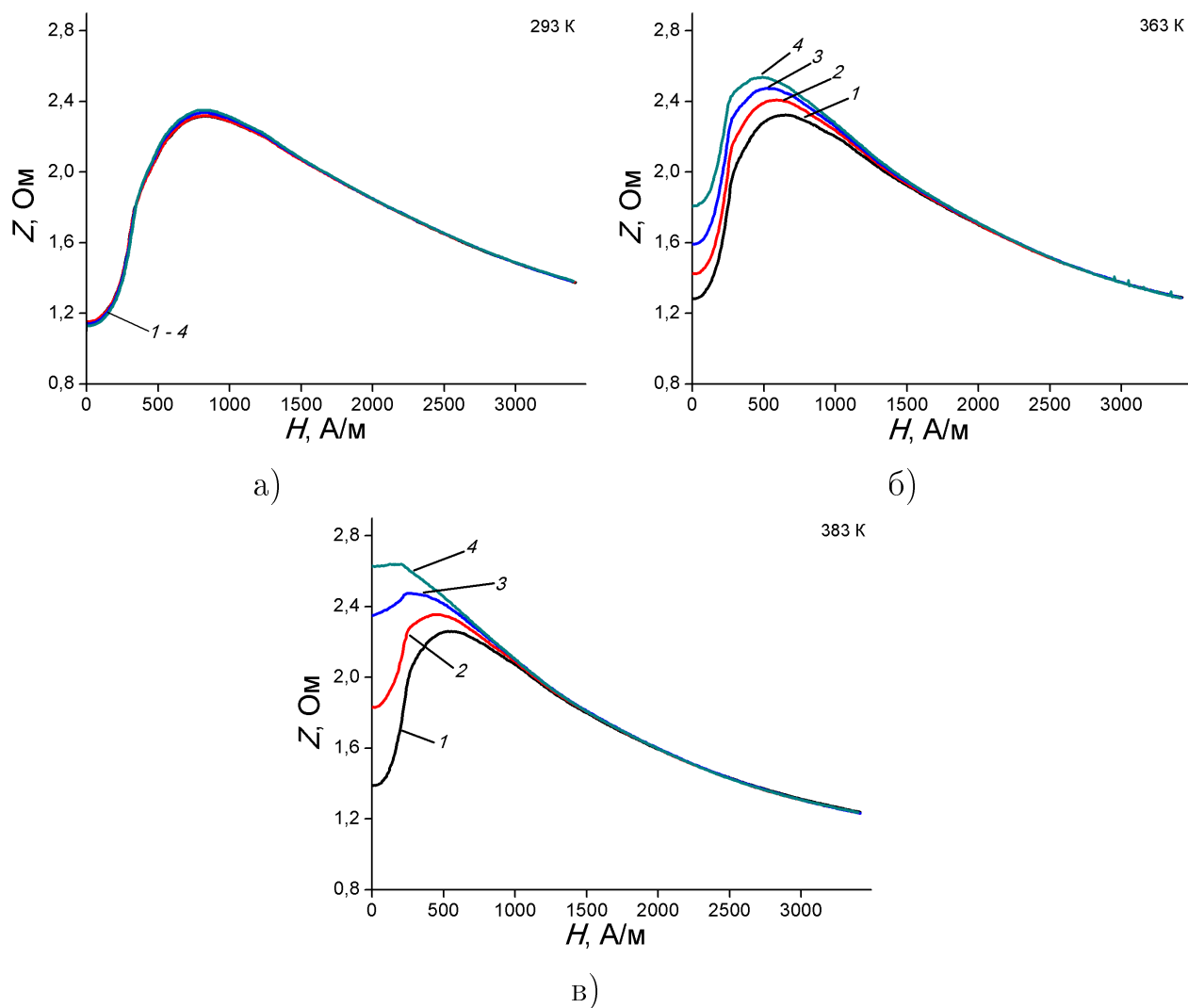


Рис. 4.31: Зависимости импеданса Z аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ от величины внешнего магнитного поля H на частоте переменного тока 10 МГц. Зависимости $Z(H)$ получены при величине растягивающих напряжений: 1 — 0 МПа; 2 — 98 МПа; 3 — 176 МПа; 4 — 255 МПа. Внешнее магнитное поле, растягивающие напряжения и переменный ток приложены вдоль длины образца. ОЛН образца ориентирована перпендикулярно его длине. Температура образцов составляла: а) 293 К; б) 363 К; в) 383 К.

максимум зависимости $Z_{max}(T)$ с ростом σ смещается в область более высоких температур.

Так как импеданс проводников зависит от поперечной магнитной проницаемости, то он также должен определяться взаимной ориентацией намагниченности, внешнего магнитного поля, магнитного поля переменного

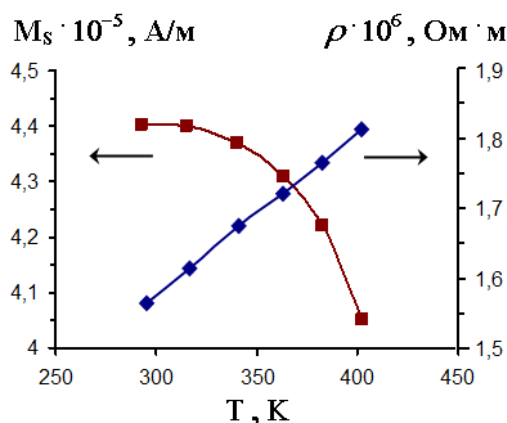


Рис. 4.32: Температурные зависимости намагниченности насыщения M_S и удельного электросопротивления ρ фольги сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$

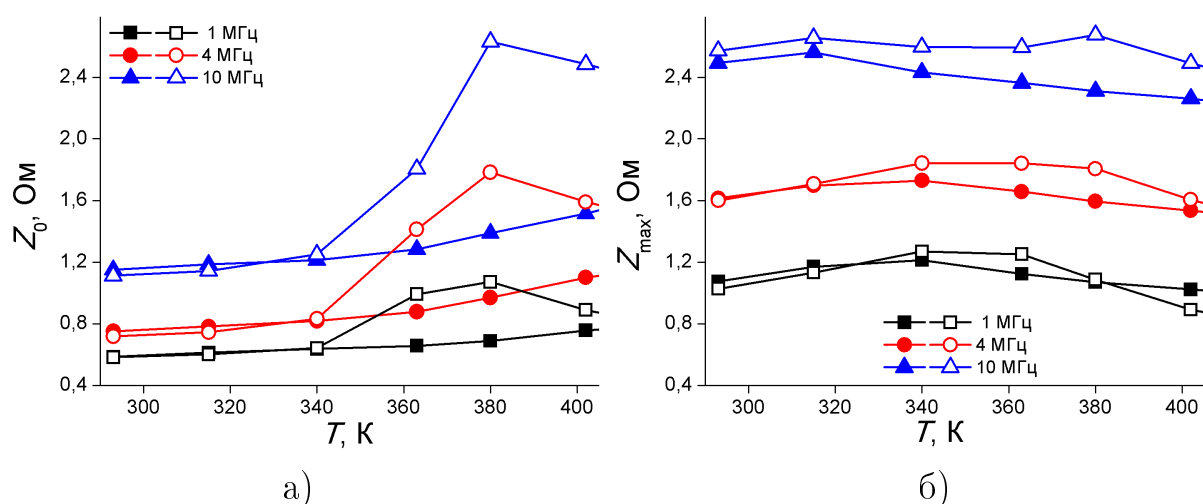


Рис. 4.33: Температурные зависимости начального импеданса Z_0 — (а) и максимального импеданса Z_{max} — (б) для аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ в диапазоне частот переменного тока от 0,5 МГц до 10 МГц. Заполненные маркеры соответствуют зависимостям, полученным в отсутствие внешних механических напряжений, пустые маркеры — при воздействии растягивающих напряжений 255 МПа. ОЛН ориентирована перпендикулярно длине образца.

го тока, протекающего по образцу, и направлением воздействия упругих напряжений, оказывающих ориентирующее действие на намагниченность (2.2.14.2.1). Результат воздействия упругих растягивающих напряжений на μ и Z зависит от знака константы магнитострикции и легко анализируется из условия минимума свободной энергии системы, объемная плотность ко-

торой при ориентации ОЛН перпендикулярно, а H и σ вдоль длины полоски, определяется выражением (4.5). Без учета размагничивающих полей получаемое условие равновесного положения намагниченности:

$$(2K - 3\lambda_s\sigma) \sin \varphi = \mu_0 M_s H, \quad (4.11)$$

где φ — угол между ОЛН и вектором намагниченности.

Исходя из этого, напряженность магнитного поля H_p , соответствующая максимуму на зависимости $Z(H)$, равна:

$$H_p = \frac{2K - 3\lambda_s\sigma}{\mu_0 M_s}. \quad (4.12)$$

Величина

$$H_\sigma = -\frac{3\lambda_s\sigma}{\mu_0 M_s}. \quad (4.13)$$

входящая в выражение (4.12), определяет приращение поля H_p , обусловленное механическими напряжениями, возникающими в образце под воздействием внешних сил.

Согласно (4.12), если $\lambda_s < 0$ следствием действия упругих растягивающих напряжений вдоль длины образца будет смещение Z_{max} на зависимости $Z(H)$ в область больших магнитных полей. Значение Z_0 при этом должно уменьшаться. При $\lambda > 0$ упругие растягивающие напряжения оказывают ориентирующее действие на намагниченность в направлении параллельном длине образца. Следовательно, следствием роста σ будет смещение Z_{max} в область меньших магнитных полей и увеличение Z_0 . На зависимости $Z(\sigma)$ должен наблюдаться максимум. В нулевом магнитном поле соответствующее Z_{max} значение $\sigma = 2K/3\lambda_s$.

Как отмечалось ранее, при температурах до 343 К упругие растягивающие напряжения оказывают незначительное влияние на величину Z_0 образцов с ОЛН, ориентированной перпендикулярно длине (рис. 4.33, а). Это хорошо прослеживается и на зависимостях импеданса от внешнего магнит-

ного поля, полученных при различных значениях σ (рис. 4.31, а). Слабая зависимость начального импеданса от упругих растягивающих напряжений свидетельствует о том, что их воздействие не изменяет ориентацию намагниченности и согласуется с моделью поведения намагниченности в материалах с $\lambda < 0$, согласно которой упругие растягивающие напряжения ориентируют намагниченность в направлении, перпендикулярном направлению действия σ .

Рассмотренные выше особенности изменения импеданса под воздействием магнитного поля и упругих напряжений в температурном диапазоне (363 ÷ 403) К хорошо согласуются с поведением намагниченности в материалах с $\lambda > 0$, где упругие растягивающие напряжения ориентируют намагниченность вдоль направления действия σ . Этим обусловлено и смещение максимума на зависимостях $Z(H)$ в область меньших магнитных полей и появление с ростом σ при температурах выше 383 К участка $Z(H)$, на котором импеданс слабо зависит от H , что характерно для продольной ориентации намагниченности (рис. (4.31), в). Подобное поведение намагниченности можно объяснить происходящей с нагревом, при температуре около 363 К, сменой знака константы магнитострикции исследованных лент с отрицательного на положительный. Смена знака константы магнитострикции объясняет и появление резкого возрастающего участка на зависимости $Z_0(T)$, полученной в присутствии механических напряжений (рис.4.33,а). Когда магнитострикция отрицательна, растягивающие напряжения ориентируют намагниченность в перпендикулярном направлении. Поперечная магнитная проницаемость при этом минимальна. При смене знака магнитострикции действие механических напряжений ориентирует намагниченность в продольном направлении, вызывая рост проницаемости и импеданса.

Для подтверждения данного положения были проведены дополнительные исследования на образцах, вырезанных вдоль длины исходной ленты (с продольной ОЛН). О продольной ориентации ОЛН в этих полосках, помимо гистерезисных исследований, свидетельствует и наличие при всех исследованных температурах и $\sigma = 0$ на зависимостях $Z(H)$ небольшого участка, на котором импеданс практически не изменяется, а затем с ростом

H монотонно уменьшается с тенденцией к насыщению (рис.4.34, кривые 1).

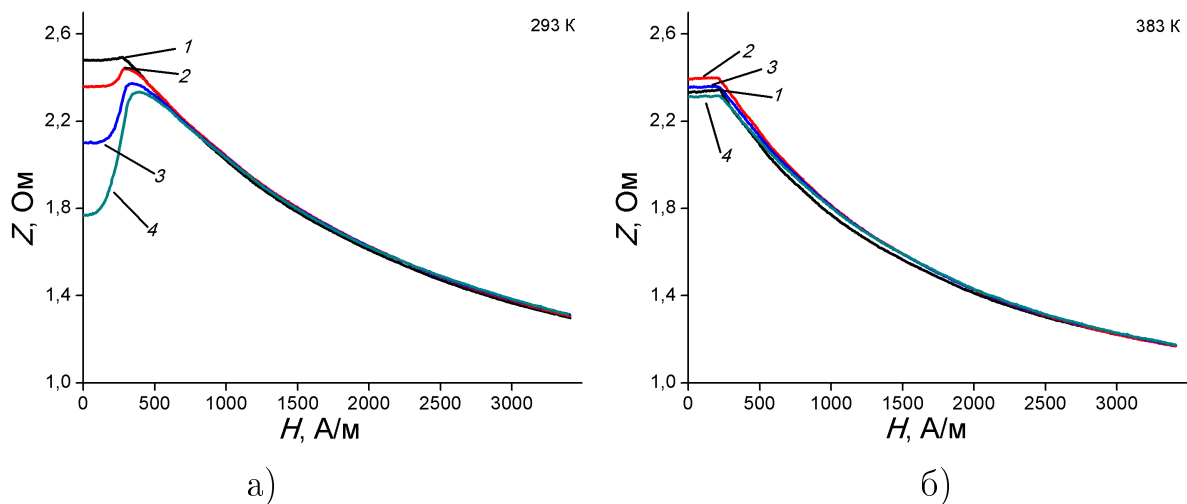


Рис. 4.34: Зависимости импеданса Z лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ от величины напряженности внешнего магнитного поля H на частоте переменного тока 10 МГц. Зависимости $Z(H)$ получены при величинах растягивающих напряжений: 1 — 0 МПа; 2 — 98 МПа; 3 — 176 МПа; 4 — 255 МПа. ОЛН, внешнее магнитное поле, растягивающие напряжения и переменный ток ориентированы вдоль длины полоски. Температура образцов составляла: а) 293 К; б) 383 К.

В ходе исследований отклика импеданса на магнитополевое, деформационное и тепловое воздействия оказалось, что влияние упругих растягивающих напряжений на импеданс образцов с ОЛН, ориентированной вдоль длины полоски, в температурных диапазонах (293 ÷ 363) К и (363 ÷ 403) К, также различно. В первом температурном диапазоне рост σ приводит к уменьшению Z_0 и появлению возрастающего участка на зависимостях $Z(H)$. С увеличением σ Z_{max} смещается в область больших магнитных полей (рис. (4.34), а).

При продольной ориентации ОЛН в полоске объемная плотность энергии магнитной среды равна

$$W = K \sin^2 \varphi - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi - \mu_0 M_s H \cos \varphi + \mu_0 N M_s^2 \cos^2 \varphi, \quad (4.14)$$

где φ , также, как и в предыдущем случае, угол между ОЛН и вектором намагниченности, а N — размагничивающий фактор в продольном направлении. Дифференцируя данное выражение по углу φ и приравнивая к нулю, получаем:

$$\mu_0 M_s H = 2\mu_0 M_s^2 N \cos \varphi - 2K \cos \varphi - 3\lambda_s \sigma \cos \varphi. \quad (4.15)$$

Значит, обусловленное механическими напряжениями приращение магнитного поля H_p , соответствующего Z_{max} (т.е. при $\varphi = 0$), определяется выражением $H_\sigma = -\frac{3\lambda_s \sigma}{\mu_0 M_s}$, то есть тем же самым, что и при поперечной ориентации ОЛН (выражение (4.13)). Однако и приращение H_p , связанное с магнитной анизотропией, изменяет знак и также становится отрицательным $-\frac{2K}{\mu_0 M_s}$. Следовательно, наблюдаемое в температурном диапазоне (293 ÷ 363) К наличие максимума на зависимости $Z(H)$ и его смещение в область больших значений H_p с ростом σ возможно при $\lambda < 0$.

Во втором температурном диапазоне — (363 ÷ 403) К на зависимостях $Z(H)$ для всего интервала σ с ростом внешнего магнитного поля увеличение импеданса не происходит, характер зависимостей $Z(H)$ не изменяется, что соответствует $\lambda > 0$ (рис. 4.34, б).

Внимание на различный характер влияния упругих растягивающих напряжений на магнитные свойства аморфных лент двух разных составов с разными знаками константы магнитострикции: $\text{Co}_{69}\text{Fe}_2\text{Cr}_7\text{Si}_8\text{B}_{14}$ ($\lambda < 0$) и $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Cr}_7\text{Si}_8\text{B}_{14}$ ($\lambda > 0$), было обращено и авторами работы [208]. Анализируя магнитные гистерезисные свойства сплавов они установили, что с ростом величины упругих растягивающих напряжений для лент состава $\text{Co}_{69}\text{Fe}_2\text{Cr}_7\text{Si}_8\text{B}_{14}$ с $\lambda < 0$ наблюдается уменьшение продольной магнитной проницаемости и рост поля анизотропии, а для лент состава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Cr}_7\text{Si}_8\text{B}_{14}$ с $\lambda > 0$ — увеличение продольной магнитной проницаемости и уменьшение поля анизотропии. Данные результаты исследований влияния σ на магнитную проницаемость и поле анизотропии двух сплавов с разными знаками констант магнитострикции согласуются с выводом о различии знаков констант магнитострикции лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ в разных темпе-

ратурных диапазонах.

Согласно существующим представлениям, магнитострикция аморфных и нанокристаллических сплавов определяется конкурирующим влиянием двух различных механизмов, задающих величину и знак λ_S — одноинного и двухионного взаимодействий, ответственных за отрицательный и положительный вклады в λ_S , соответственно [209]. Величины этих взаимодействий по-разному зависят от температуры, следовательно, и константа магнитострикции также должна являться функцией температуры. Так как аморфные сплавы являются многокомпонентными, температурное поведение λ_s будет зависеть от соотношения элементов в сплаве. Температура, при которой вклады одноинного и двухионного взаимодействий в λ_S близки, получила название «температуры компенсации».

Таким образом, стрессимпедансные и магнитоимпедансные исследования лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ свидетельствуют о смене знака константы магнитострикции при температуре $T_{comp} \approx 363$ К. Основные представленные выше результаты температурных исследований импеданса упругодеформированных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ рассмотрены в работе [210].

Варьируя состав сплава и режимы его термообработки, можно в широких пределах изменять температуру, при которой происходит смена знака магнитострикции [209, 211, 193], а следовательно, задавать диапазоны температур, соответствующих высокой температурной чувствительности импеданса, что может представлять интерес при создании специализированных термодатчиков.

4.3.2 Температурная зависимость константы магнитострикции насыщения

Для измерения константы магнитострикции насыщения был использован метод малоуглового вращения намагниченности (SAMR), разработанный Narita [212]. В настоящее время он является апробированным и наиболее широко применяемым косвенным методом измерения магнитострикции насыщения аморфных и нанокристаллических сплавов [213, 214, 215].

Несомненным преимуществом данного метода измерения λ_s перед другими, в том числе прямыми методами, является его высокая чувствительность, позволяющая достаточно надежно определять малые значения $\lambda_s \sim (10^{-8} \div 10^{-7})$, характерные для исследуемого класса материалов. Идея метода SAMR заключается в определении приращения напряженности внешнего постоянного магнитного поля, компенсирующего изменения магнитной проницаемости образца, вызванные воздействием растягивающих напряжений.

В ходе эксперимента в магнитных полях, создаваемых соленоидом, близких к магнитному насыщению образца при нулевых механических напряжениях производится измерение ЭДС, наводимой в считывающей катушке колебаниями намагниченности под воздействием переменного магнитного поля h электрического тока протекающего по образцу. Затем образец подвергается упругой деформации растяжения, вызывающей изменение μ , а, следовательно, и ЭДС в считывающей катушке. После этого определяется изменение напряженности магнитного поля соленоида обеспечивающее компенсацию изменения μ и ЭДС, вызванных действием растягивающих напряжений σ . Проведение серии измерений величины компенсирующего намагничивающего поля при различных значениях механических напряжений, позволяет определить зависимость $H(\sigma)$ и рассчитать константу магнитострикции насыщения:

$$\lambda_s = -\frac{\mu_0 M_s}{3} \cdot \frac{\partial H}{\partial \sigma}. \quad (4.16)$$

Выполняя данную процедуру определения λ_s для разных температур с учетом $M_s(T)$ (рис. 4.32), можно найти зависимость $\lambda_s(T)$.

Определенное методом SAMR значение константы магнитострикции насыщения λ_s лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$, при комнатной температуре составляет около $-2,9 \cdot 10^{-7}$, что близко к данным, приводимым в литературе [198]. С ростом температуры абсолютное значение λ_s уменьшается, и вблизи $T = 360 \text{ K}$ λ_s становится равным нулю. При дальнейшем увеличении температуры λ_s принимает положительные значения (рис.4.35). Как отмечалось выше, величина и знак λ_s в аморфных сплавах обуслов-

лены наличием двух конкурирующих взаимодействий: одноионного и двуионного. С ростом температуры происходит изменение межатомных расстояний и, соответственно, изменяется соотношение между указанными взаимодействиями, что и приводит к смене знака λ_s . Согласно полученным данным, температура ~ 360 К для исследуемого аморфного сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ является температурой компенсации T_{comp} магнитострикции.

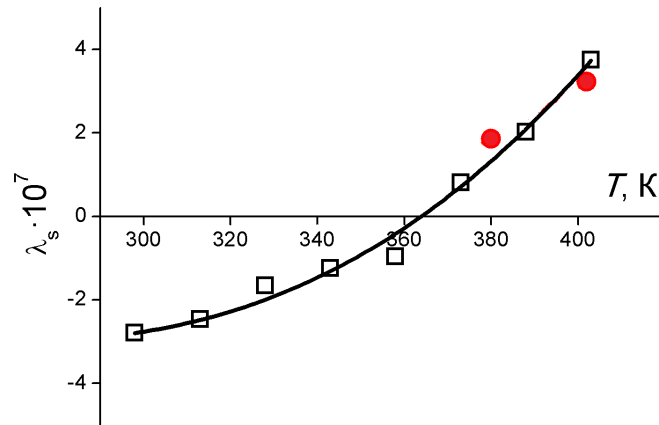


Рис. 4.35: Температурная зависимость константы магнитострикции насыщения аморфного сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$. Квадратные маркеры — измерения методом SAMR, круглые — расчет из выражения (4.9).

Как отмечалось ранее (параграф 4.2.2), определить температурную зависимость λ_s также можно, используя экспериментальные зависимости $H_p(T)$, $\sigma_p(T)$ и $M_s(T)$. Расчет значений λ_s данным методом выполнялся согласно выражению (4.9). Полученные величины λ_s близки к значениям определенным методом SAMR (рис. 4.35).

Таким образом, исследование температурной зависимости константы магнитострикции подтверждает рассмотренную модель влияния температуры на импеданс упругодеформированных лент, предполагающую изменение знака константы магнитострикции при температуре около 360 К.

Стоит отметить, что подобные рассмотренным в пункте 4.3.1, температурные изменения магнитополевых зависимостей импеданса нами наблюдались и у аморфных лент сплава $\text{Co}_{75}\text{Fe}_5\text{Si}_4\text{B}_{16}$ [216], а также у аморфного магнитомягкого провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$. Также, как и для

ленты сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ [210], температура смены знака константы магнитострикции $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ провода, определенная методом магнитоимпедансной спектроскопии, хорошо коррелирует с данными метода SAMR и составляет около 170 К. Температура смены знака константы магнитострикции аморфной ленты сплава $\text{Co}_{75}\text{Fe}_5\text{Si}_4\text{B}_{16}$, определенная методом магнитоимпедансной спектроскопии, составила около 340 К.

4.3.3 Магнитоимпеданс и стрессимпеданс упругодеформированных аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ в температурном диапазоне (293 ÷ 403) К

Магнитоимпедансный эффект $(\Delta Z/Z)_H$ рассчитывался по формуле (1.2), стрессимпедансный эффект $(\Delta Z/Z)_\sigma$ определялся согласно выражению (4.4).

Максимальное значение эффекта магнитоимпеданса $(\Delta Z/Z)_{H, max}$ на частотах выше 4 МГц с ростом температуры до 315 К изменяется незначительно (рис.4.36). В температурном диапазоне (315 ÷ 403) К значения $(\Delta Z/Z)_{H, max}$ с ростом T уменьшаются. Характер зависимости $(\Delta Z/Z)_{H, max}(T)$ близок к линейному. На частотах ниже 4 МГц увеличение температуры до 315 К приводит к небольшому росту значений $(\Delta Z/Z)_{H, max}$, уменьшение которых начинается уже при $T \sim 340$ К. Эти небольшие частотные различия $(\Delta Z/Z)_{H, max}(T)$ в основном обусловлены большим относительным температурным изменением Z_{max} на низких частотах и $T \lesssim 340$ К, а также наличием при $T \sim 340$ К максимума на зависимости $Z_{max}(T)$ (рис.(4.33)). В результате смены знака константы магнитострикции вблизи $T \sim 360$ К воздействие растягивающих напряжений приводит в диапазоне температур (340 ÷ 383) К к резкому падению $(\Delta Z/Z)_{H, max}$ до нулевых значений. В этом диапазоне температур изменение максимального значения эффекта магнитоимпеданса достигает $\sim 3\%/K$, что близко к температурной чувствительности Z_0 .

Температура оказывает значительное влияние на зависимости импеданса и стрессимпедансного эффекта от механических напряжений (рис.4.37). Зависимости стрессимпедансного эффекта от механических напряжений

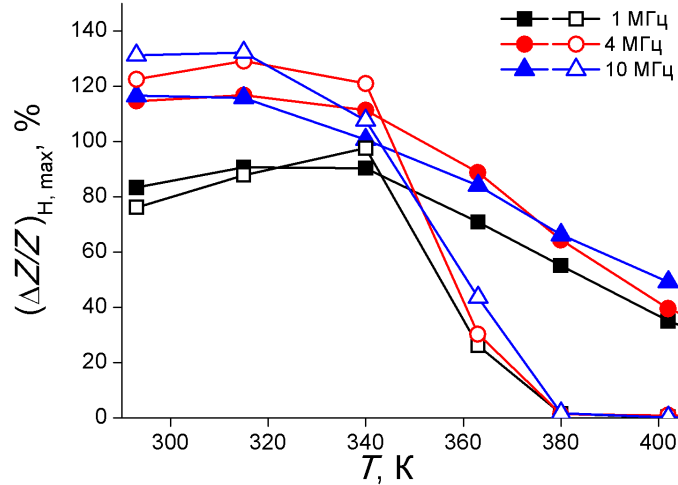


Рис. 4.36: Температурные зависимости максимального значения эффекта магнитоимпеданса $(\Delta Z/Z)_{H, max}$ в аморфных лентах $Fe_4Co_{67}Mo_{1.5}Si_{16.5}B_{11}$ в диапазоне частот переменного тока от 1 МГц до 10 МГц. Заполненные маркеры соответствуют зависимостям, полученным в отсутствие внешних механических напряжений, пустые маркеры — при воздействии растягивающих напряжений 255 МПа. Ось легкого намагничивания образца ориентирована перпендикулярно его длине.

подобны зависимостям $Z_0(\sigma)$.

При поперечной ориентации ОЛН и температурах от комнатных до ~ 360 К упругие растягивающие напряжения во всем частотном диапазоне слабо влияют на Z_0 , как это видно из зависимостей стрессимпедансного эффекта $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ (рис.4.37, а, б). Незначительное падение Z_0 с ростом σ обусловлено уменьшением угловой дисперсии анизотропии ввиду роста ориентирующего воздействия на намагниченность растягивающих напряжений при $\lambda_s < 0$. Причем, на высоких частотах, т.е. при меньших значениях глубины скин-слоя, где выше влияние полей рассеяния от неоднородностей поверхности ленты на дисперсию намагниченности, падение Z_0 и $(\Delta Z/Z)_\sigma$ с ростом σ проявляется значительней.

Смена знака константы магнитострикции приводит в температурном диапазоне (363 ÷ 383) К и во всем исследованном диапазоне частот переменного тока к увеличению Z_0 и $(\Delta Z/Z)_\sigma$ с ростом упругих растягивающих напряжений до значений 255 МПа. В данном температурном диапазоне зависимости $Z_0(\sigma)$ близки к линейным. При температурах ~ 360 К значение

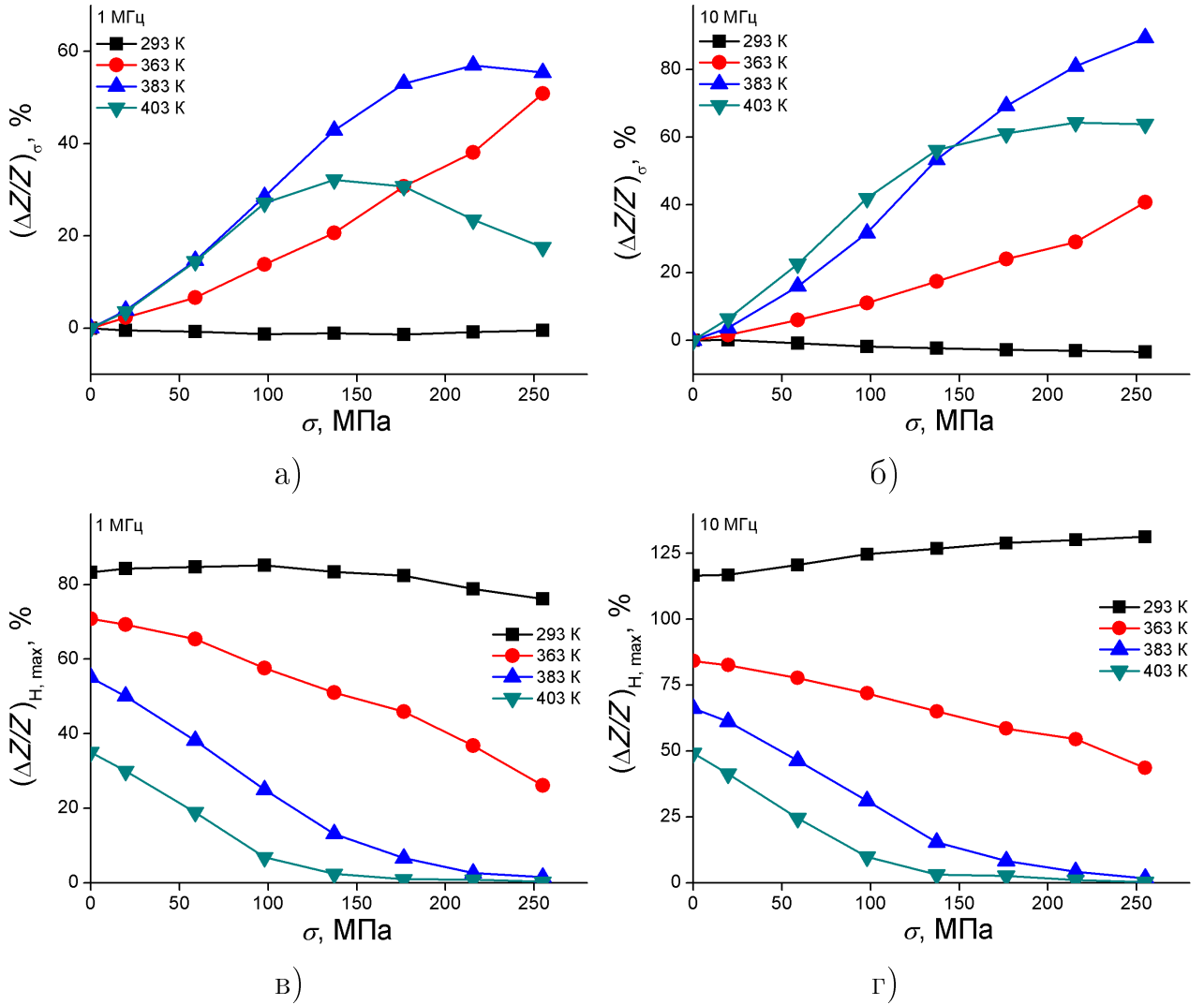


Рис. 4.37: Влияние упругих растягивающих напряжений σ на стрессимпедансный эффект $(\Delta Z/Z)_\sigma$ — (а; б) и максимальные значения магнитоимпедансного эффекта $(\Delta Z/Z)_{H, \max}$ в лентах сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1.5}\text{Si}_{16.5}\text{B}_{11}$ — (в; г). Зависимости получены при различных температурах T на частотах переменного тока: (а; в) — 1 МГц; (б; г) — 10 МГц. Ось легкого намагничивания ориентирована перпендикулярно длине ленты.

$k_\sigma = \frac{\delta Z_0}{\delta \sigma} \approx 2 \text{ мОм/МПа}$ (в пересчете на силу $k_F \approx 0,1 \text{ Ом/Н}$) для всего исследованного интервала упругих напряжений. При температурах около 383 К и выше зависимость $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ приобретает экстремальный характер. Сначала наблюдается рост величины $(\Delta Z/Z)_\sigma$ и при некотором значении растягивающих напряжений σ_p достигается ее наибольшее значение. В связи с температурным ростом λ_s , после смены знака (рис.4.35) и уменьшением поля поперечной анизотропии, величина растягивающих

напряжений σ_p , соответствующая наибольшему значению стрессимпедансного эффекта, с увеличением температуры уменьшается. Ее уменьшение происходит и при снижении частоты переменного тока, что обусловлено уменьшением вклада угловой дисперсии намагниченности в величину Z_0 по мере роста глубины скин-слоя.

При поперечной ориентацией ОЛН и комнатных температурах на частотах ниже 4 МГц максимальные значения магнитоимпедансного эффекта $(\Delta Z/Z)_{H, max}$ с увеличением упругих растягивающих напряжений демонстрируют слабое уменьшение и небольшой рост на более высоких частотах (рис.4.37, в, г). При температурах выше 363 К во всем исследованном частотном диапазоне токов $(\Delta Z/Z)_{H, max}$ с ростом σ уменьшается. При температурах ~ 383 К и выше воздействие растягивающих напряжений при $\lambda_s > 0$ приводит к исчезновению положительного эффекта магнитоимпеданса. Чем выше температура, тем при меньшем значении σ это наблюдается.

В случае продольной ориентации ОЛН в образцах при температурах менее 363 К зависимость $(\Delta Z/Z)_\sigma = \zeta(\sigma)$ имеет максимум, который с ростом частоты переменного тока уменьшается и смещается в область меньших значений σ (рис. 4.38, а, б). На частотах переменного тока выше 4 МГц импеданс с ростом σ монотонно уменьшается. Монотонное уменьшение импеданса с ростом σ происходит и на частотах переменного тока менее 4 МГц, но при температурах выше 363 К. На более высоких частотах в данном температурном диапазоне отмечается сначала слабый рост величины $(\Delta Z/Z)_\sigma$, а затем ее уменьшение.

Воздействие растягивающих механических напряжений на образцы с продольной ОЛН при температурах до 363 К ($\lambda_s < 0$) приводит к появлению положительного магнитоимпедансного эффекта $(\Delta Z/Z)_{H, max}$ и монотонному росту его значений (рис.4.38, в, г). В температурном диапазоне от 363 К до 383 К ($\lambda_s > 0$) растягивающие напряжения не изменяют продольной ориентации намагниченности и положительный магнитоимпедансный эффект отсутствует. При более высоких температурах, ввиду роста угловой дисперсии анизотропии, отмечается появление положительного маг-

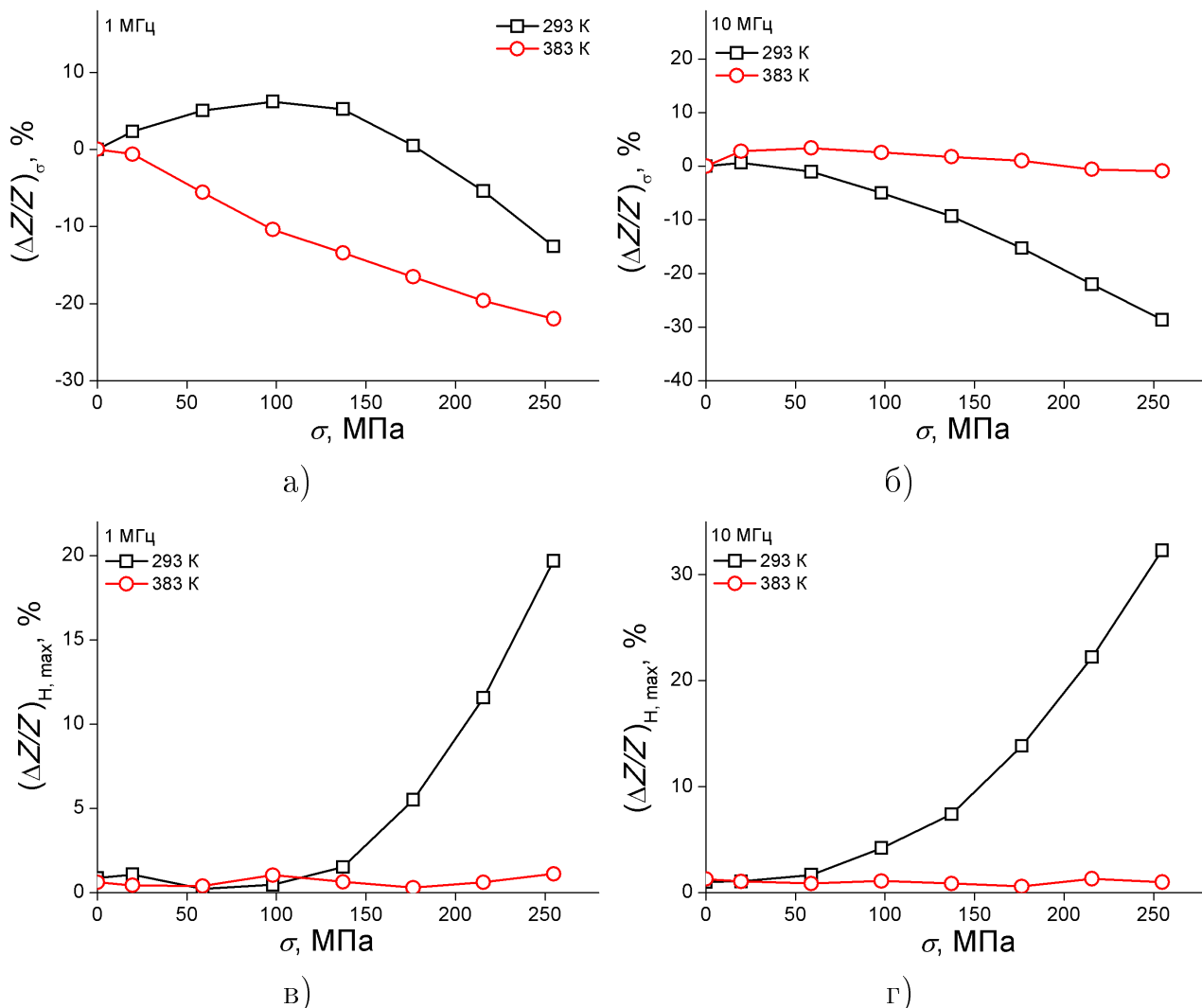


Рис. 4.38: Влияние упругих растягивающих напряжений σ на стрессимпедансный эффект $(\Delta Z/Z)_\sigma$ — (а; б) и максимальные значения магнитоимпедансного эффекта $(\Delta Z/Z)_{H, \max}$ в лентах сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ — (в; г). Зависимости получены при различных температурах T на частотах переменного тока: (а; в) — 1 МГц; (б; г) — 10 МГц. Ось легкого намагничивания ориентирована вдоль длины ленты.

нитоимпедансного эффекта, который с ростом σ уменьшается до нулевых значений.

Таким образом, влияние на зависимости стрессимпедансного и магнитоимпедансного эффектов от упругих растягивающих напряжений в аморфных лентах сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$, помимо температурной смены знака константы магнитострикции и изменения ее величины, оказывают и температурные изменения поля магнитной анизотропии и ее угловой диспер-

сии.

4.4 Импеданс и магнитные свойства аморфных CoFeCrSiB лент вблизи температуры Кюри

Выше уже отмечалась возможность значительного температурного изменения магнитной проницаемости магнитомягких проводников. В связи с этим встает вопрос о термостабильности магнитоимпедансных измерительных преобразователей на их основе. Его изучению был посвящен ряд работ [56, 59, 60, 64]. Однако и сейчас импеданс магнитомягких проводников при температурах ниже комнатных, а также вблизи температуры Кюри слабо исследован. Изучение импеданса аморфных сплавов в области ферромагнитного фазового перехода представляется особенно интересным, так как значительное изменение магнитной проницаемости должно приводить к существенным изменениям импеданса, что может быть использовано для создания высокочувствительных тепловых преобразователей [49]. Авторы этой работы при исследовании нанокристаллических проволок FeSiBSiNb обнаружили резкое изменение импеданса вблизи температуры Кюри, связанное с радикальным падением циркулярной магнитной проницаемости в результате разрыва обменных связей между нанокристаллитами. Сильное изменение импедансных свойств вблизи температуры Кюри следует также ожидать и в случае аморфных ферромагнетиков. Так как данное явление может быть использовано для создания высокочувствительных тепловых преобразователей, исследования импеданса аморфных сплавов в области ферромагнитного фазового перехода представляются особенно интересными. При этом высокая прочность и достаточная коррозионная стойкость данных материалов позволяет говорить и о возможности их использования даже в экстремальных условиях эксплуатации.

Рассмотрим воздействие температуры на электрические и магнитные свойства аморфных лент составов $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ в области температуры Кюри [61]. Данные ленты были получены методом

быстрой закалки из расплава на вращающийся барабан. Образцы изготовленные из лент имели длину 50 мм, ширину – 2 мм и толщину – 20 мкм. Исследования проводились в интервале температур T от 170 до 400 К. Внешнее магнитное поле было ориентировано вдоль длины образца. Относительное температурное изменение импеданса $(\Delta Z/Z)_T$ и температурная чувствительность S_Z , приведенная к $Z(T_K)$ определялись согласно выражениям:

$$(\Delta Z/Z)_T = \frac{Z_0(T) - Z_0(T_K)}{Z_0(T_K)} \cdot 100\%, \quad (4.17)$$

$$S_Z = \frac{\partial Z_0(T)}{\partial T} \cdot \frac{1}{Z_0(T_K)} \cdot 100\%, \quad (4.18)$$

где $Z_0(T_K)$ – модуль импеданса при температуре Кюри и $H = 0$, $Z_0(T)$ – модуль импеданса при температуре T и $H = 0$.

Аналогично были определены чувствительности действительной S_R и мнимой S_X компонент импеданса. Температурные исследования магнитных свойств проведены на вибрационном магнитометре в температурном интервале (90 ÷ 420) К.

Согласно данным рентгеноструктурного анализа, ленты находились в аморфном состоянии. Их нагрев в исследуемом температурном диапазоне не приводил к изменению структуры. Согласно магнитометрическим исследованиям намагниченность лент обоих составов с ростом температуры монотонно уменьшается. Несмотря на близкие составы сплавов, их температуры Кюри значительно отличаются. Исходя из зависимостей $M_S(T)$, для сплава $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ температура Кюри находится вблизи 250 К, а для сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ – вблизи 380 К.

В отличие от намагниченности, импеданс в нулевом магнитном поле с повышением температуры испытывает вначале рост и лишь затем уменьшается, как это видно из температурных зависимостей $(\Delta Z/Z)_T$ (рис. 4.39). Наличие возрастающего участка свидетельствует о росте магнитной проницаемости, что, принимая во внимание монотонно убывающую температурную зависимость намагниченности сплава, вызвано уменьшением константы магнитной анизотропии. Учитывая поперечную ориентацию ОЛН

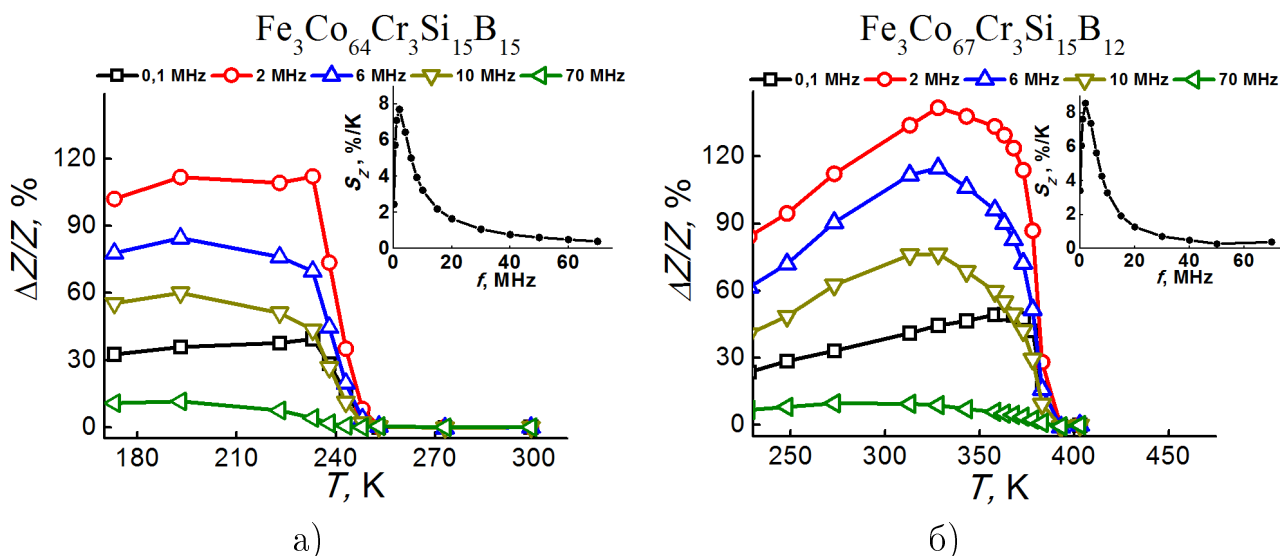


Рис. 4.39: Относительное температурное изменение модуля импеданса: а) аморфной ленты сплава $Co_{64}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{15}$, б) аморфной ленты сплава $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$. На вставках: частотные зависимости максимального значения приведенной температурной чувствительности модуля импеданса S_Z .

лент, значительный вклад в увеличение Z_0 с нагревом лент может вносить и рост угловой дисперсии локальных осей анизотропии. В области фазового перехода импеданс испытывает резкий спад позволяя достаточно точно определять температуру Кюри. С дальнейшим повышением температуры происходит слабое увеличение импеданса вследствие уменьшения электропроводности сплава.

Изменение температуры сказывается и на характере изменения импеданса во внешнем магнитном поле (рис. 4.40). С нагревом аморфных лент значение импеданса, соответствующее максимуму зависимости $Z(H)$, приближается к значению Z_0 . При температуре Кюри и выше импеданс, вследствие перехода сплава в парамагнитное состояние, не зависит от H – магнитоимпедансный эффект отсутствует.

Наибольших значений приведенная температурная чувствительность модуля импеданса S_Z аморфных лент обоих составов достигает в области фазового перехода на частотах переменного тока около 2 МГц (рис. 4.39, вставки). В случае лент сплава $Co_{64}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{15}$ она составляет 8 $\%/K$, в случае лент $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$ – 9 $\%/K$, что на порядок превышает температурную чувствительность платиновых термосопротивлений.

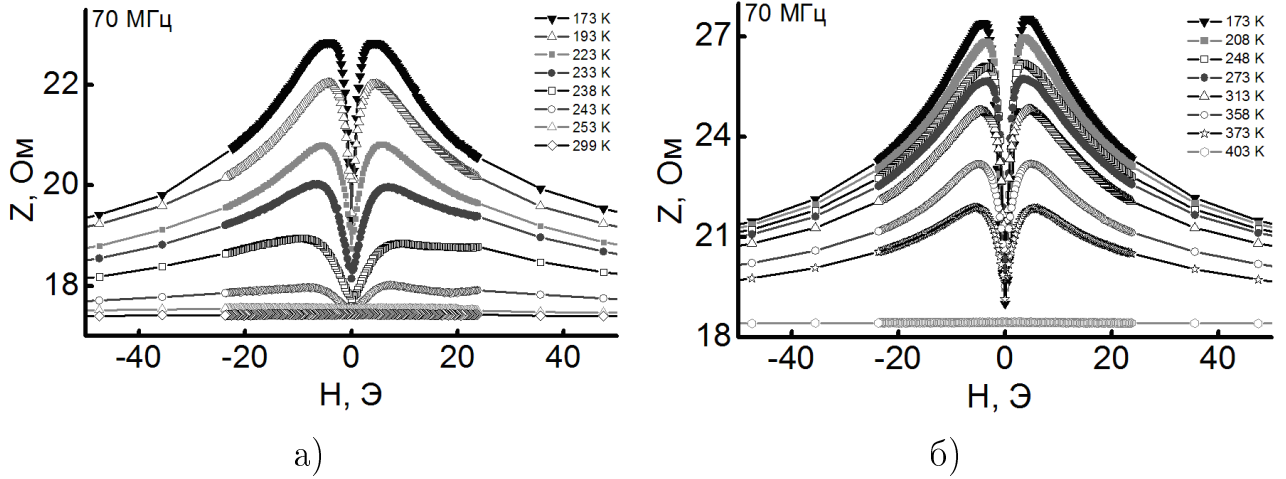


Рис. 4.40: Магнитоимпедансные зависимости модуля импеданса аморфных лент сплавов: а) $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$; б) $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$. Частота переменного тока 70 МГц.

Несмотря на то, что температурная чувствительность импеданса достаточно высока, нужно отметить, что существует возможность дополнительного увеличения чувствительности импедансных преобразователей за счет детектирования не модуля импеданса, а его компонент. Например, в [62, 61, 63] было показано, что относительные изменения компонент импеданса в магнитном поле могут превышать относительное изменение модуля импеданса.

Из частотных зависимостей максимальных приведенных температурных чувствительностей компонент импеданса видно, что существует частота переменного тока, ниже которой наибольшие значения в области фазового перехода имеет температурная чувствительность мнимой компоненты импеданса S_X , а выше – чувствительность действительной компоненты S_R (рис. 4.41). При этом на частоте 100 кГц S_X достигает 100 %/К для лент обоих составов. С ростом частоты S_X значительно снижается. Температурная чувствительность действительной компоненты S_R с ростом частоты, напротив, увеличивается. Интенсивный рост наблюдается до частоты переменного тока около 6 МГц, при этом S_R достигает значений порядка 10 %/К и с дальнейшим повышением частоты практически не изменяется. Итак, максимальным значением температурной чувствительности обладает мнимая компонента импеданса в области низких частот переменного то-

ка, что значительно упрощает процедуру измерения и позволяет говорить о целесообразности детектирования температуры импедансными тепловыми преобразователями по мнимой компоненте импеданса.

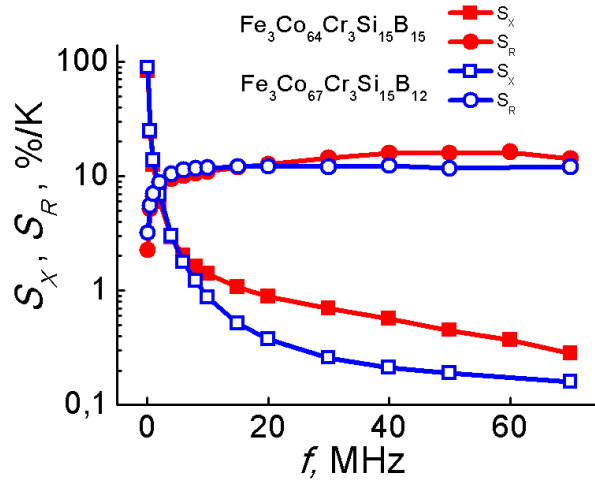


Рис. 4.41: Частотные зависимости максимальных значений приведенных температурных чувствительностей мнимой S_X и действительной S_R компонент импеданса лент сплава $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ (закрашенные маркеры) и сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ (пустые маркеры).

Таким образом, значительное изменение импедансных свойств исследуемых лент в области ферромагнитного фазового перехода может быть использовано как для определения температуры Кюри, так и для создания тепловых измерительных преобразователей, когда требуется высокая чувствительность в узком интервале температур. Варьируя состав сплава, можно изменять температуру Кюри, добиваясь максимальной чувствительности преобразователя в нужном температурном диапазоне.

4.5 Выводы по 4 главе

1. Обнаружено, что в зависимости от частоты переменного тока изменение импеданса магнитомягкого провода с повышением температуры в диапазоне $(22 \div 130) \text{ }^\circ\text{C}$ может иметь как монотонно возрастающей, так и монотонно убывающий характер. Показано, что температурные изменения импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ на частотах ниже 10 кГц в основном определяются температурным

ростом его электросопротивления, а уменьшение импеданса на более высоких частотах с ростом температуры определяется изменением его магнитных свойств. Установлено, что уменьшение импеданса с ростом температуры обусловлено доминирующим влиянием на изменение циркулярной магнитной проницаемости температурного уменьшения намагниченности насыщения по отношению к влиянию изменений константы анизотропии и электросопротивления. Значительное влияние на температурное уменьшение импеданса оказывает и уменьшение угла отклонения линии легкого намагничивания от циркулярной ориентации ввиду снижения при нагреве провода уровня внутренних механических напряжений.

2. Изучено влияние упругой деформации растяжения на температурную зависимость импеданса магнитомягкого провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ с низкой положительной константой магнитострикции. Показано, что характер и степень влияния деформации растяжения провода на температурную зависимость импеданса определяется частотой переменного тока.
3. Предложены способы компенсации температурных изменений импеданса магнитомягкого низкострикционного провода путем создания композитного материала с соответствующими коэффициентами линейного теплового расширения и модулями Юнга для магнитоактивной среды и компенсационного слоя. Учитывая частотное различие в характере изменений импеданса аморфного магнитомягкого провода под влиянием упругой растягивающей деформации, соотношение коэффициентов линейного температурного расширения магнитоактивной среды и компенсационного слоя на частотах выше 20 МГц и ниже 8 МГц должно быть различным. На высоких частотах, для компенсации температурных изменений импеданса, коэффициент линейного теплового расширения магнитомягкого провода должен быть меньше, чем у компенсационного слоя. Для компенсации температурных изменений импеданса на низких частотах ситуация с коэффициентами линейного теплового расширения должна быть противополож-

ной. Также при компенсации температурных изменений импеданса на низких частотах необходимо, чтобы при рабочей температуре в проводе уже был задан некоторый исходный уровень растягивающих напряжений, что достаточно просто решается нанесением компенсационного слоя на провод подвергнутый деформации растяжения.

4. На температурных зависимостях импеданса магнитомягкого провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, имеющего приповерхностный слой с геликоидальной магнитной анизотропией, при определенных значениях частоты переменного электрического тока и величины постоянного подмагничивающего тока обнаружено наличие двух температурных диапазонов, в одном из которых импеданс может оставаться практически неизменным (в ряде случаев термоимпедансный эффект не превышает $0,01\%/K$), а в другом его изменение достигает весьма высоких значений до $1\%/K$. Эта особенность зависимости высокочастотного импеданса магнитомягкого провода от температуры может иметь широкие перспективы практического применения.
5. Значительный рост асимметрии магнитопольевых зависимостей импеданса магнитомягкого провода с увеличением его температуры наблюдается при значениях постоянного подмагничивающего тока, обеспечивающих однодоменность приповерхностного слоя провода с геликоидальной магнитной анизотропией, и на частотах переменного тока близких к частоте, на которой происходит переход от монотонно убывающих магнитопольевых зависимостей импеданса к экстремальным при соответствующих температурах и значениях I_{DC} .
6. Показано, что особенности температурных изменений импеданса магнитомягкого провода, имеющего приповерхностный слой с геликоидальной магнитной анизотропией, при воздействии подмагничивающего электрического тока в основном определяются влиянием магнитного поля этого тока на ориентацию намагниченности приповерхностного слоя, его толщину и магнитную доменную структуру.
7. Установлено, что основным фактором, определяющим различия в

температурном поведении импеданса нанокристаллических лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ и $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, является угловая дисперсия локальных осей магнитной анизотропии. С увеличением температуры лент состава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ее рост является одним из определяющих факторов уменьшения поперечной магнитной проницаемости и импеданса в высокочастотном диапазоне. В случае лент $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ дисперсия анизотропии менее выражена, что обусловлено особенностями формирования наведенной анизотропии в процессе нанокристаллизации, и рост импеданса с нагревом лент определяется в основном температурным уменьшением эффективной анизотропии и ростом электросопротивления, влияние которого с уменьшением частоты тока усиливается.

8. Установлено значительное различие влияния видов термообработки аморфных сплавов близких составов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0, 3$) (сплавы типа Finemet) на магнитоимпедансные, стрессимпедансные свойства и их температурные изменения. Так, после нанокристаллизации лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ в поперечном магнитном поле их импеданс на частотах выше 0,5 МГц с ростом температуры в диапазоне (297 ÷ 433) К монотонно убывает. После термообработки без магнитного поля температурная зависимость импеданса лент этого состава экстремальна, имеет максимум, который с ростом частоты переменного тока смещается в область более низких температур. Характер температурного изменения импеданса лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ не зависит вида их термообработки и во всем исследованном диапазоне частот при повышении температуры наблюдается его монотонный рост.
9. Показано, что на частотах переменного тока выше 0,5 МГц с ростом температуры в диапазоне (297 ÷ 433) К монотонное уменьшение импеданса лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, нанокристаллизованного в ходе термомагнитной обработки в поперечном магнитном поле, обусловлено уменьшением намагниченности насыщения и ростом угловой дисперсии локальных осей легкого намагничивания.

10. Показано, что при нанокристаллизации лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ без воздействия внешнего магнитного поля экстремальный характер зависимостей $\mu_t(T)$ и $Z(T)$ на частотах выше 0,5 МГц обусловлен конкурирующим действием нескольких факторов: начальный - возрастающий участок на зависимости $Z(T)$, в основном, определяется температурным уменьшением эффективной анизотропии, а убывающий - ростом угловой дисперсии локальных осей легкого намагничивания и уменьшением M_s . Наблюдаемое с ростом частоты тока смещение максимума зависимости $Z_0(T)$ в область более низких температур связано с усилением влияния размагничивающих полей от шероховатостей поверхности ленты на угловую дисперсию локальной намагниченности по мере уменьшения глубины скин-слоя.
11. Показано, что независимо от вида термообработки импеданс нанокристаллических лент сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ проявляет высокую термочувствительность, что необходимо учитывать при разработке датчиков магнитного поля на основе магнитоимпедансного эффекта, включая биодатчики. Магнитомягкие ленты сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, нанокристаллизованного в поперечном магнитном поле и имеющие линейную температурную зависимость импеданса, относительное температурное изменение которого достигает $\sim 0,5\%/K$, предложено использовать для чувствительных элементов датчиков температуры.
12. Обнаружена высокая чувствительность импеданса нанокристаллических лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5-x}\text{B}_{6+x}\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ($x = 0, 3$), прошедших отжиг в поперечном магнитном поле к упругой деформации растяжения. Чувствительность импеданса лент обоих составов к растягивающему воздействию достигает $\sim 2\%/MPa$. Однако, для нанокристаллического сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ термочувствительность величины стрессимпедансного эффекта меньше, чем для сплава $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, что позволяет рассматривать его как перспективный материал для создания датчиков деформаций, функционирующих в широком диапазоне температур.

13. Предложен метод определения константы магнитострикции насыщения исходя из зависимостей импеданса от внешнего магнитного поля и механических напряжений, исключая влияние геометрических параметров образца на получаемый результат. Применимость данного метода показана на примере определения температурных зависимостей константы магнитострикции насыщения исходя из магнито- и стрессимпедансных зависимостей магнитомягких лент сплавов $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ и $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ при разных температурах.
14. У аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ обнаружено наличие граничной температуры ~ 363 К, выше и ниже которой влияние механических напряжений на импеданс и эффект магнитоимпеданса различно. Показано, что наличие этой граничной температуры обусловлено температурной сменой знака константы магнитострикции. Аналогичное влияние температурной смены знака константы магнитострикции на изменения импеданса под влиянием деформационного и магнитополевого воздействий также обнаружено у аморфных лент сплава $\text{Co}_{75}\text{Fe}_5\text{Si}_4\text{B}_{16}$ и аморфного провода сплава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ для которых соответствующие граничные температуры составляют около 340 К и 170 К.
15. Обнаружены высокие температурные чувствительности импеданса и магнитоимпедансного эффекта упругодеформированных аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$, достигающие на частотах (4 ÷ 10) МГц вблизи температуры смены знака константы магнитострикции 3 %/К.
16. Показано, что изменение импеданса аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ под воздействием внешних магнитных полей и растягивающих напряжений при разных температурах, помимо различия знака и величины константы магнитострикции, также определяется температурными изменениями поля магнитной анизотропии и ее угловой дисперсией.

17. Установлено, что модуль импеданса аморфных лент составов $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ и его компоненты в области ферромагнитного фазового перехода испытывают значительное температурное изменение. Данное явление может быть использовано как для точного определения температуры Кюри магнитомягких ферромагнитных сплавов, так и при создании высокочувствительных тепловых измерительных преобразователей.
18. Обнаружено, что максимальным значением температурной чувствительности в области ферромагнитного фазового перехода аморфных сплавов $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ обладает мнимая компонента импеданса в низкочастотном диапазоне, достигая $\sim 100\%/K$ на частоте 0,1 МГц, что позволяет говорить о целесообразности детектирования температуры импедансными тепловыми преобразователями по мнимой компоненте импеданса.

Глава 5

Особенности влияния температуры на высокочастотный импеданс композитных материалов на основе магнитомягких проводников

Основной предпосылкой разработки композитных функциональных материалов на основе магнитоактивных проводников является возможность улучшения различных технических характеристик магнитоимпедансных преобразователей. Преимущественно это относится к повышению их чувствительности, в заданном интервале магнитных полей, миниатюризации и оптимизации геометрии чувствительного элемента [217, 191, 107, 35, 70]. Учитывая особенности высокочастотного импеданса, структура большинства рассматриваемых композитов включает высокопроводящую центральную часть и поверхностный магнитоактивный проводящий слой. Другие варианты, включая защитные полимерные покрытия, практически не рассматривались.

5.1 Высокочастотный импеданс магнитомягких многослойных структур

Одним из способов целенаправленного изменения свойств магнитомягких материалов для получения необходимых характеристик магнитоимпедансных преобразователей является создание на их основе слоистого композита, в частности, тонкопленочной многослойной структуры [143, 218].

Варьируя параметры слоистой структуры можно в широких пределах изменять электрические и магнитные свойства композита, защищать поверхность от коррозии, влиять на температурную чувствительность магнитоимпеданса. Данные аспекты были рассмотрены при изучении тонкопленочных слоистых структур FeNi/Cu/FeNi разной геометрии [190].

Однако, в случае многослойных пленок, эффект магнитоимпеданса достигает сравнительно больших значений на частотах порядка десятков мегагерц [2], что предъявляет высокие требования к электронным компонентам преобразователя. В то же время, аморфные ленты демонстрируют высокие значения магнитоимпеданса на частотах порядка единиц мегагерц. Создание композитов на основе магнитомягких ленты, позволит целенаправленно изменять магнитоимпедансные свойства при высоких значениях магнитоимпеданса на сравнительно низких частотах.

Ранее в литературе обсуждались попытки создания композитов типа аморфная лента/переходный металл [219], либо использования особенностей поверхностной магнитной анизотропии быстрозакаленных лент определенных составов для безмаркерного биодетектирования [4]. Однако, пока эти данные разрознены, и проблема требует дальнейшей разработки.

В качестве примера влияния термического воздействия на импеданс композитных магнитомягких проводников можно рассмотреть исследование многослойной системы Fe₂₀Ni₈₀/Co₆₄Fe₃Cr₃Si₁₅B₁₅/Fe₂₀Ni₈₀ [63]. Аморфный сплав состава Co₆₄Fe₃Cr₃Si₁₅B₁₅, полученный методом быстрой закалки из расплава, в силу наличия как Cr, так и Fe, отличается хорошей адгезией пермаллоевой пленки на поверхности аморфной ленты. Слой пермаллоя Fe₂₀Ni₈₀ толщиной 1 мкм наносился на очищенную поверхность полосок имеющих толщину 20 мкм, ширину 2 мм и длину 50 мм с обеих сторон мето-

дом ионно-плазменного распыления. Магнитное поле в процессе напыления не прикладывалось. Пермаллой данного состава – это хорошо известный магнитоимпедансный материал. Исследовались как композитные материалы (полоски, покрытые пермаллоем), так и исходные аморфные ленты (без покрытия).

Импеданс лент Z и его компоненты Z' и Z'' измерялись на автоматизированном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии на базе прецизионного анализатора импеданса Agilent 4294A [73]. Измерения проводились при действующем значении пробного переменного тока 10 мА в диапазоне частот (0,1 ÷ 70) МГц. Магнитоимпедансный эффект исследовался в магнитных полях H напряженностью до 150 Э. Внешнее магнитное поле и пробный переменный ток были ориентированы вдоль длины образца. Исследования проводились в диапазоне температур T от 170 до 300 К. Температуры ниже комнатной достигались помещением образца в поток паров азота. Согласно данным температурных исследований магнитных свойств сплава $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$, его температура Кюри T_K находится вблизи 250 К.

Величина магнитоимпедансного отношения определялась согласно выражению: $(\Delta Z/Z)_H = [(Z(H) - Z(H_{max})/Z(H_{max})] \cdot 100\%$, где $Z(H)$ – величина импеданса при напряженности внешнего магнитного поля H , $Z(H_{max})$ – импеданс при напряженности $H_{max} = 150$ Э. Температурное изменение импеданса рассчитывалось относительно значения Z аморфного сплава $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ при температуре Кюри в соответствии с выражением (4.17), а чувствительность импеданса к изменению температуры S_Z определялась согласно выражению (4.18). Аналогично были определены чувствительности действительной S_R и мнимой S_X компонент импеданса.

В ходе проведенных исследований было показано, что наличие на аморфной ленте сплава $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ пермаллового покрытия приводит к существенному снижению МИ в диапазоне температур ниже T_K аморфного сплава (рис. 227). Однако при более высоких температурах у ленты с $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ покрытием сохраняется слабый импедансный отклик на изменение напряженности внешнего магнитного поля. Причиной этого является более высокая температура Кюри покрытия $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ по сравнению с аморфным

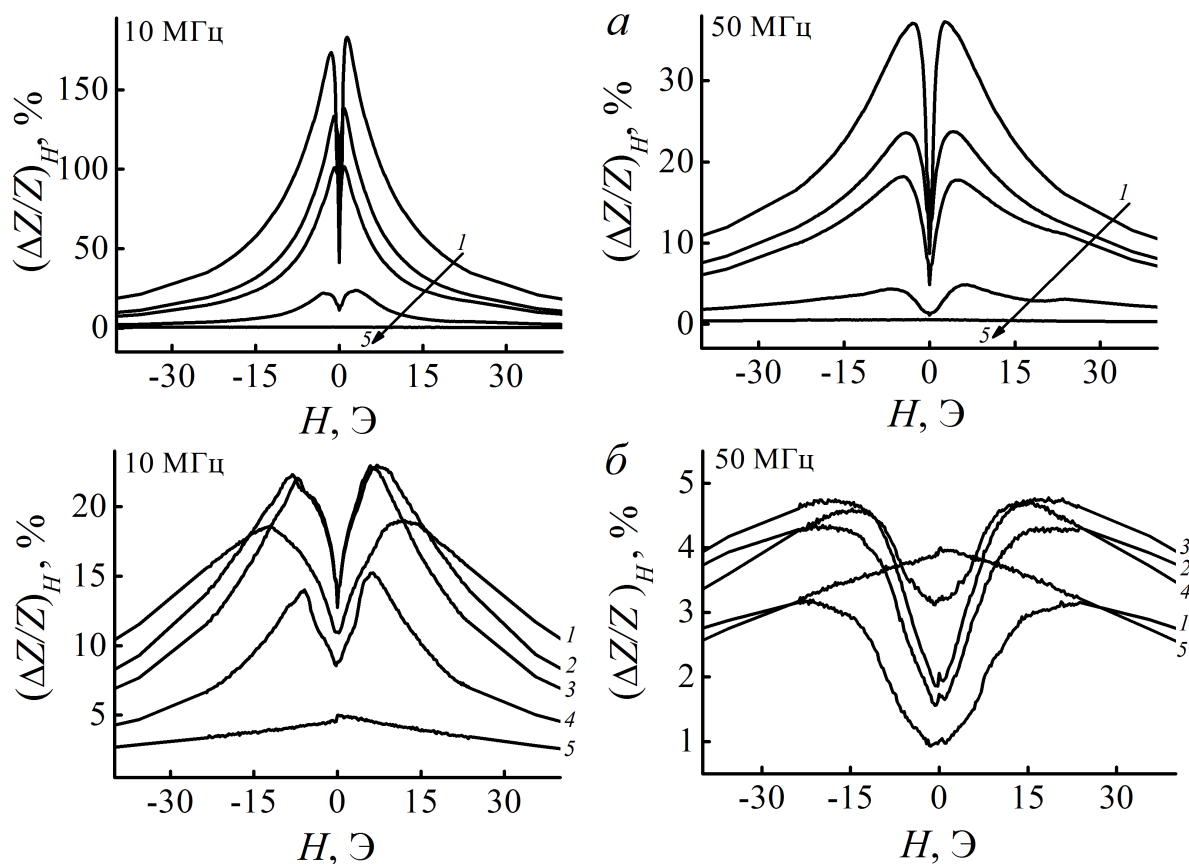


Рис. 5.1: Магнитоимпедансные зависимости аморфных лент сплава $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ без покрытия (а) и лент, покрытых слоем пермаллоя толщиной 1 мкм (б), на частотах переменного тока 10 МГц и 50 МГц при температурах: 1 – 173 К; 2 – 223 К; 3 – 233 К; 4 – 243 К; 5 – 300 К.

сплавом $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$.

Магнитоимпедансные зависимости импеданса как исходной аморфной ленты так и ленты, с покрытием $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, при температурах ниже 250 К экстремальны во всем исследованном частотном диапазоне. Это свидетельствует о наличии поперечной компоненты эффективной магнитной анизотропии как у аморфной ленты, так и у пермаллового покрытия. Однако, при температурах выше T_K сплава $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$, но ниже температуры Кюри пермаллоя импеданс композитного материала с ростом магнитного поля монотонно убывает, что возможно при преимущественно продольной ориентации ОЛН пермаллового покрытия.

Изменение ориентации ОЛН покрытия $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ при температуре ферромагнитного фазового перехода сплава $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ обусловлено технологической особенностью получения композитного материала. Так как

напыление пермаллоя на аморфную ленту производилось при $T > T_K$, то, вследствие размерного эффекта слой пермаллоя изначально должен иметь преимущественно продольную магнитную анизотропию, а значит появление в пермалловом покрытии при $T < T_K$ значительной поперечной компоненты поля эффективной магнитной анизотропии происходит вследствие его взаимодействия с магнитной структурой ленты.

Максимум на магнитолевых зависимостях импеданса композита при $T < T_K$ смещается в область больших значений H по сравнению с исходной аморфной лентой $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$. Так, на частоте 10 МГц при температуре 170 К поля максимума зависимостей $(\Delta Z/Z)H$ исходной ленты и композита составляют ~ 2 Э и ~ 12 Э, соответственно. Такое резкое изменение поля максимума вызвано как более высоким значением константы магнитной анизотропии пермаллоя, так и возможным возникновением в композитном материале механических напряжений вследствие различия коэффициентов теплового расширения аморфной ленты и $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ покрытия. Эффект магнитолевого смещения максимума магнитоимпеданса в результате нанесения тонких покрытий можно использовать для целенаправленного изменения интервалов магнитных полей с максимальной чувствительностью импеданса к внешнему магнитному полю в измерительных преобразователях на основе магнитоимпедансного эффекта.

Наличие пермаллового покрытия сказывается и на температурном изменении модуля импеданса при $H = 0$. Наибольшее изменение Z_0 наблюдается в области температуры Кюри аморфного сплава (рис. 5.2). Относительное температурное изменение импеданса лент $(\Delta Z/Z)_T$ после напыления пермаллоя заметно уменьшается, также во всем исследованном частотном диапазоне уменьшаются и максимальные температурные чувствительности модуля импеданса (рис. 4.39, 5.2) и его действительной и мнимой компонент (рис. 229). На частотах около 70 МГц в случае лент, покрытых $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, отмечается монотонный рост импеданса с повышением температуры, что, по-видимому, связано с ростом продольной компоненты намагниченности пермаллового покрытия при переходе ленты в парамагнитное состояние, а также, из-за влияния на импеданс температурного изменения электропроводности пермаллоя.

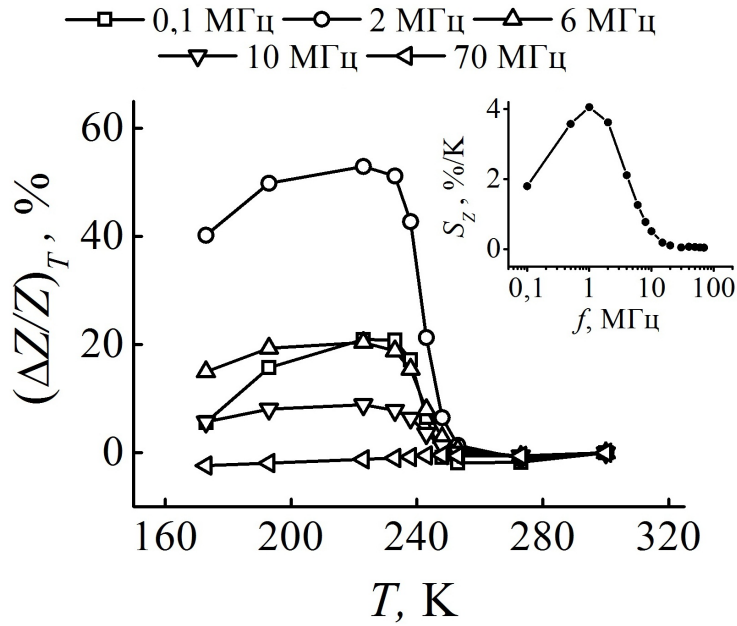


Рис. 5.2: Температурное изменение импеданса магнитомягкого композитного проводника $\text{FeNi}/\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}/\text{FeNi}$ на частотах переменного тока от 0,1 МГц до 70 МГц. На вставке: частотная зависимость максимального значения приведенной температурной чувствительности импеданса S_Z .

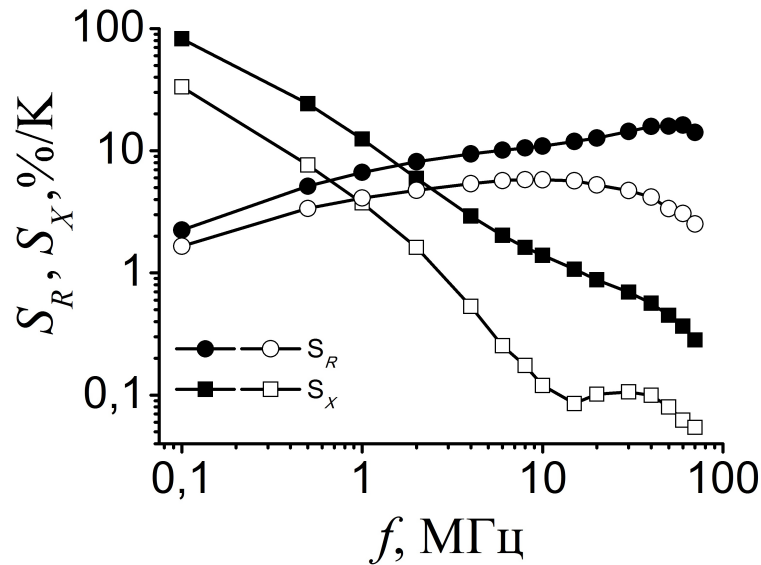


Рис. 5.3: Частотные зависимости максимальных значений приведенных температурных чувствительностей мнимой S_X и действительной S_R компонент импеданса аморфных лент сплава $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ без покрытия (закрашенные маркеры) и аморфных лент, покрытых слоем пермаллоя (пустые маркеры).

Максимальная температурная чувствительность модуля импеданса, как в случае лент с покрытием $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, так и без него, достигается на частоте переменного тока около 2 МГц. Как видно из частотных зависимостей максимальных температурных чувствительностей действительной и мнимой компонент импеданса, на низких частотах переменного тока чувствительность мнимой компоненты значительно превышает чувствительность действительной компоненты импеданса, а на высоких частотах наибольшую чувствительность демонстрирует действительная компонента (рис. 5.3).

Еще одной особенностью лент с пермалловым покрытием является смена монотонно убывающей частотной зависимости температурной чувствительности мнимой компоненты импеданса на экстремальную. На частоте ~ 30 МГц на зависимости $S_X(f)$ появляется максимум. На этой частоте переменного тока глубина скин слоя составляет несколько микрон, т.е. становится близка к толщине пермаллового покрытия. Ранее (параграф 2.2.5) уже отмечалось, что мнимая компонента импеданса ввиду ее зависимости от упругой составляющей магнитной проницаемости имеет по сравнению с действительной компонентой более высокую чувствительность к изменениям μ_ϕ связанным, в частности, с ориентационными изменениями намагниченности. Из температурных изменений импеданса композита $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ на разных частотах следует вывод не только о различии ориентаций осей легкого намагничивания аморфной ленты и пермаллового покрытия, но и о взаимном влиянии слоев на ориентацию намагниченности в области контакта поверхностей ленты и покрытия, что приводит к образованию при температурах T выше T_K аморфной ленты зоны поворота намагниченности с ростом ее продольной составляющей при приближении к свободной поверхности пермаллового покрытия. В связи с этим, вероятной причиной появления на частотах выше 10 МГц возрастающего участка зависимости $S_X(f)$, является усиление влияния на изменения Z_0 вблизи T_K аморфной ленты значительных изменений векторов локальной намагниченности в зоне их поворота. С ростом частоты переменного тока влияния температурных ориентационных изменений намагниченности в зоне поворота на импеданс должно начать уменьшаться, и на частотах выше 30 МГц зависимость $S_X(f)$ уже становится монотонно

убывающей.

Для композита $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}/\text{Fe}$ ранее была обнаружена немонотонная зависимость МИ эффекта от толщины покрытия аморфных лент очень тонкой пленкой железа [219]. Однако, анализ очень тонких пленок железа всегда затруднен ввиду их быстрого окисления на воздухе. Использование относительно толстых (1 мкм) пленок $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ в значительной степени снимает эту проблему, а обнаруженные в данной работе существенные отличия магнитоимпедансных свойств аморфных лент $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}/\text{FeNi}$ композитов позволяют сделать предположение о перспективах дальнейших исследований в данном направлении, в частности, для создания дешевого одноразового МИ элемента для безмаркерного биодетектирования.

Таким образом, в результате исследований было обнаружено значительное влияние магнитного проводящего покрытия на импеданс аморфных магнитомягких лент и его зависимости от напряженности магнитного поля и температуры. Механизмами данного влияния являются магнитное взаимодействие между покрытием и лентой, различие в электропроводности и магнитной проницаемости, а также деформации, возникающие вследствие различия коэффициентов теплового расширения материалов покрытия и ленты. Показано, что путем напыления на ленту магнитного проводящего покрытия можно целенаправленно изменять магнитополевые диапазоны с максимальной чувствительностью импеданса к магнитному полю, а также чувствительность к температуре в области фазового перехода.

5.2 Импеданс аморфных магнитомягких лент с полимерным покрытием

Одними из основных аспектов, определяющих спектр областей применения магнитоимпедансных и стрессимпедансных датчиков, является коррозионная (химическая) стойкость и механическая прочность их магнитоактивных элементов [220]. Улучшение этих параметров, за счет применения защитных покрытий позволило бы не только увеличить число направлений

использования датчиков, но и применять материалы проявляющие более высокую чувствительность к магнитным полям и деформациям. В связи с этим встает вопрос влияния самого полимерного покрытия на высокочастотные электрические свойства магнитоактивных проводников. Одним из механизмов этого влияния может стать упругое взаимодействие магнитоактивной среды и полимерного покрытия. Различие коэффициентов их температурного расширения и эффект стеклования полимера должны приводить к изменению уровня внутренних напряжений, а значит и к изменению температурной зависимости магнитной проницаемости и, соответственно, импеданса магнитного проводника. Это значит, что помимо пассивной (защитной) роли полимерное покрытие может активно влиять и на функциональные свойства магнитоактивного элемента.

О влиянии полимерных покрытий на импеданс магнитомягких проводников можно судить на примере исследований планарных композитных систем - аморфная лента сплава $\text{Co}_{75}\text{Fe}_5\text{Si}_4\text{B}_{16}$ /полимерное покрытие [221]. Ленты были получены традиционным методом быстрой закалки из расплава на вращающемся барабане. Их аморфное состояние подтверждалось рентгеноструктурными исследованиями. Ленты имели толщину 30 мкм, длину 50 мм и ширину 6 мм. Электрические и магнитные свойства контролировались как на образцах с полимерным покрытием, так и на исходных лентах. Исследовалось влияние на высокочастотные электрические свойства лент различных видов полимерных покрытий: MR (раствор модифицированного каучука в о-ксилоле); VMR (раствор сополимера бутилметакрилата с метакриловой кислотой в изопропанол) $c = 10\%$; и КО (раствор полиметилфенилсилоксановой смолы в толуоле) $c = (30 - 34)\%$. Толщина полимерного покрытия составляла $(30 \div 35)$ мкм с каждой стороны ленты. Импеданс лент исследовался на частотах $(1 \div 100)$ МГц в температурном диапазоне $(163 \div 403)$ К, магнитных полях до 150 Э и при растягивающих напряжениях до 325 МПа.

Влияние полимерного покрытия магнитомягких лент сплава $\text{Co}_{75}\text{Fe}_5\text{Si}_4\text{B}_{16}$ на температурную чувствительность их импеданса $\Delta Z/\Delta T = (Z_{T_2} - Z_{T_1})/(T_2 - T_1)$, где $T_1 = 163$ К и $T_2 = 363$ К, иллюстрируют данные таблицы 5.1. Особенности полимеризации и упругих свойств разных полимеров, а значит и

различие упругих напряжений возникающих в ленте при нанесении разных полимерных покрытий, приводят к разным изменениям температурной чувствительности ее импеданса. Наибольший рост $\Delta Z/\Delta T$ наблюдался при использовании покрытия MR на частоте 10 МГц. Из приведенных в таблице 5.1 данных следует, что степень изменения температурной чувствительности импеданса при воздействии на проводник внешнего магнитного поля также зависит от вида полимерного покрытия.

Sample	$\Delta Z/\Delta T$ for $f = 1$ MHz ($\mu\Omega/K$)		$\Delta Z/\Delta T$ for $f = 10$ MHz ($\mu\Omega/K$)	
	H = 0	H = 5 Oe	H = 0	H = 5 Oe
CoFeSiB	410	400	1190	1060
CoFeSiB/KO	410	390	1030	820
CoFeSiB/MR	460	400	1380	1230
CoFeSiB/BMR	420	370	1230	1090

Таблица 5.1: Температурная чувствительность импеданса аморфной ленты сплава $Co_{75}Fe_5Si_4B_{16}$ и композита - аморфная лента сплава $Co_{75}Fe_5Si_4B_{16}$ /полимерное покрытие.

Так как импеданс аморфных и нанокристаллических магнитомягких проводников во многом определяется характером и уровнем действующих в них механических напряжений, воздействие внешних растягивающих сил оказывает значительное влияние на их высокочастотные электрические свойства, изменения которых будут зависеть и от особенностей полимерного покрытия проводника (рис. 5.4).

Согласно полученным данным, все исследованные полимерные покрытия показали хорошую адгезию к поверхности лент и обеспечили обратимость высокочастотных электрических свойств получаемых композитов при достаточно жестких термических и деформационных воздействиях на них. При этом, полимерное покрытие играло для магнитомягкой ленты не только защитную роль, но и заметно влияло на ее функциональные свойства. Можно прогнозировать, что модификация состава и варьирование толщины полимерного покрытия будет иметь важное значение в достижении необходимых технических характеристик различных видов импедансных датчиков на основе магнитомягких проводников.

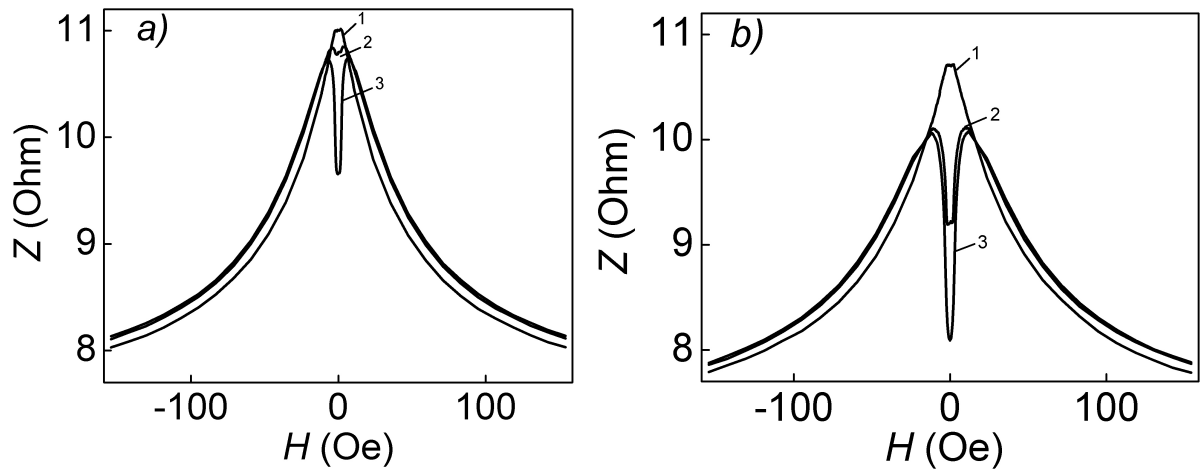


Рис. 5.4: Магнитополевые зависимости импеданса аморфных лент состава $\text{Co}_{75}\text{Fe}_5\text{Si}_4\text{B}_{16}$ с полимерными покрытиями ВМР (а) и КО (б). Частота переменного электрического тока 100 МГц, температура 163 К. Внешняя растягивающая образец сила составляла: для зависимостей 1 — 0 Н; 2 — 24 Н; 3 — 30 Н.

5.3 Выводы по 5 главе

1. Обнаружено значительное влияние магнитного проводящего покрытия на импеданс аморфных магнитомягких лент и его зависимости от напряженности магнитного поля и температуры. Показано, что это влияние обусловлено различием магнитных проницаемостей и электропроводностей покрытия и ленты, а также различием коэффициентов теплового расширения их материалов.
2. Показано, что одним из факторов, определяющих изменение характера магнитополевой зависимости импеданса композита $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}/\text{FeNi}$ в высокочастотном диапазоне вблизи температуры Кюри аморфной ленты $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ является нанесение пермаллового покрытия при температуре выше температуры Кюри ленты.
3. Показано, что нанесение на магнитомягкую ленту магнитного проводящего покрытия с отличающимися магнитными и электрическими характеристиками позволяет целенаправленно изменять магнитополевые диапазоны с максимальной чувствительностью импеданса к

магнитному полю, а также его температурную чувствительность в области ферромагнитных фазовых переходов.

4. Обнаружено, что вблизи частоты переменного тока, соответствующей глубине скин слоя равного толщине пермаллового покрытия магнитомягкой ленты $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$, происходит резкое изменение характера частотной зависимости максимальной температурной чувствительности мнимой компоненты импеданса композита. Причиной этого является высокая чувствительность мнимой компоненты импеданса к изменению циркулярной магнитной проницаемости материала и смена доминирующего вклада в импеданс композита от магнитных проницаемостей его разных слоев.
5. Показано, что полимерное покрытие магнитомягких лент может выполнять не только защитную роль, но и влиять на их функциональные свойства, что позволяет прогнозировать его использование для улучшения характеристик различных видов импедансных датчиков на основе магнитомягких проводников.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неоднородная магнитная доменная структура аморфных ферромагнитных материалов, полученных быстрой закалкой из расплава, а также прошедших последующую нанокристаллизацию, и чрезвычайная чувствительность высокочастотного импеданса магнитомягких проводников к изменениям структуры материала и его магнитных свойств под воздействием различных внешних факторов обуславливает многообразие и высокие значения наблюдаемых эффектов, многие из которых могут иметь практическое применение.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Определено влияние взаимной ориентации оси легкого намагничивания, внешнего магнитного поля, оси высокочастотного электрического тока и ориентации переменного магнитного поля на высокочастотный импеданс и магнитную проницаемость магнитомягких планарных сред. Дано объяснение особенностей экспериментальных магнитополевых зависимостей импеданса и магнитной проницаемости аморфных лент состава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$. Показано, что причиной слабого влияния на импеданс магнитомягкой ленты внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль оси легкого намагничивания, является близкий к компенсационному характер изменения магнитных проницаемостей соседних доменов в объеме скин-слоя. Монотонное уменьшение импеданса с увеличением напряженности магнитного поля выше некоторого критического значения обусловлено переходом проводника в однодоменное состояние.

2. Обнаруженные частотные особенности изменения действительной и мнимой компонент импеданса под влиянием растягивающего и магнитополевого воздействий на аморфный провод состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$, а также его отжига электрическим током, свидетельствуют о более высокой чувствительности мнимой компоненты импеданса к ориентационным изменениям намагниченности. Показано, что при деформации растяжения

компенсационный характер изменений циркулярных магнитных проницаемостей областей магнитомягкого провода с аксиальным и геликоидальным типами магнитных анизотропий приводит к появлению узкого частотного интервала, в котором влияние деформации растяжения на импеданс минимально. Этот эффект может иметь практическое применение при разработке магнитопольевых и температурных датчиков. Показана возможность реализации в магнитомягком проводе с низкой положительной магнитострикцией магнитной доменной структуры, включающей, помимо слоев с геликоидальной и аксиальной, керн с циркулярной анизотропией.

3. Частотные особенности экспериментальных зависимостей импеданса от силы подмагничивающего постоянного электрического тока, протекающего по магнитомягкому проводу состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ с низкой положительной константой магнитострикции, отражают не только типы его магнитной анизотропии, но и свидетельствуют о многодоменной структуре приповерхностного слоя. Наличие на зависимостях высокочастотного импеданса от силы подмагничивающего тока начального участка с практически неизменным значением импеданса связано с компенсацией изменения магнитной проницаемости доменов, в которых циркулярная компонента намагниченности совпадает с направлением магнитного поля подмагничивающего тока, ее изменением в доменах с обратной ориентацией намагниченности.

4. Определено влияние различных видов термообработок аморфных магнитомягких проводников на их высокочастотные электрические свойства. Показано, что воздействие внешнего магнитного поля в ходе нанокристаллизации лент состава $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{16.5}\text{B}_6\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, а также длительная ($20 \div 100$ часов) изотермическая обработка аморфных магнитомягких сплавов при температурах ниже температур Кюри и начала кристаллизации ($100 \div 200$)°C, слабо влияя на структуру и квазистатические магнитные свойства, может значительно изменять высокочастотные электрические свойства. На примере рассмотрения длительной изотермической обработки низкострикционного ферромагнитного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ установлено, что высокая чувствительность метода магнитоимпедансной спектроскопии к изменениям электрических и магнитных свойств магнитомягких

материалов позволяет успешно использовать его для детектирования отдельных температурных стадий процесса структурной релаксации аморфных магнитомягких сплавов.

5. Показано, что возрастающий, убывающий или экстремальный характер температурной зависимости высокочастотного импеданса магнитомягких проводников в основном обусловлен конкурирующими температурными изменениями намагниченности насыщения, константы магнитной анизотропии и электросопротивления. Так, уменьшение импеданса магнитомягкого провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ с ростом температуры в диапазоне $(22 \div 130)$ °С на частотах выше 10 кГц в основном обусловлено изменением магнитных параметров провода, из которых доминирующее влияние оказывают уменьшение намагниченности насыщения и изменение ориентации линии легкого намагничивания приповерхностного слоя ввиду температурного изменения уровня внутренних механических напряжений.

6. Установлено, что степень влияния упругой деформации растяжения на температурную зависимость импеданса магнитомягкого провода с низкой положительной константой магнитострикции и комбинированной магнитной анизотропией определяется частотой переменного электрического тока. Исходя из особенностей изменения импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ при тепловом и деформационном воздействии, показана возможность минимизации температурных изменений импеданса путем создания композита, состоящего из магнитоактивного проводника и вспомогательного слоя с коэффициентами линейного теплового расширения и модулями Юнга, обеспечивающими компенсацию теплового изменения импеданса упругой деформацией растяжения.

7. Определены причины температурного роста асимметрии магнитопольных зависимостей импеданса магнитомягкого провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{V}_{15}$ и влияния на характер его температурной зависимости величины постоянного подмагничивающего тока. Показана возможность практического использования материалов данного типа в двух температурных диапазонах, в одном из которых, при определенных значениях частоты переменного и величин подмагничивающего токов, импеданс может оставаться практически неизменным (в ряде случаев наблюдаемое

изменение не превышает 0,01%/K), а в другом диапазоне температурная чувствительность импеданса достигает 1%/K.

8. В аморфных магнитомягких проводниках обнаружено наличие граничной температуры, выше и ниже которой влияние деформации растяжения на импеданс и эффект магнитоимпеданса различно. Показано, что причиной этого является температурная смена знака константы магнитострикции, которая для аморфных лент $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ и $\text{Co}_{75}\text{Fe}_5\text{Si}_4\text{B}_{16}$, а также аморфного провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ происходит вблизи температур 363 К, 340 К и 170 К, соответственно. Обнаружено значительное увеличение температурной чувствительности импеданса упругодеформированных магнитомягких проводников планарной и цилиндрической геометрии: температурная чувствительность аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ на частотах (4 ÷ 10) МГц при растягивающих напряжениях 255 МПа вблизи температуры смены знака константы магнитострикции достигает 3%/K. Предложен метод определения константы магнитострикции насыщения исходя из зависимостей импеданса от внешнего магнитного поля и механических напряжений.

9. Показано, что немонотонный характер температурной зависимости импеданса магнитомягких лент по мере приближения к температуре Кюри в основном обусловлен конкурирующими температурными изменениями намагниченности насыщения и константы магнитной анизотропии. Обнаруженное в области ферромагнитного фазового перехода резкое температурное изменение импеданса, температурная чувствительность которого для аморфных лент $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ на частоте 2 МГц достигает 8 %/K, может быть использовано как для точного определения температуры Кюри ферромагнитных сплавов, так и при создании высокочувствительных тепловых измерительных преобразователей.

10. Показано, что обнаруженные различия температурных изменений импеданса, магнитоимпедансных и стрессимпедансных зависимостей лент сплавов типа Finemet, предварительно нанокристаллизованных в ходе термической и термомагнитной обработок из аморфного состояния, в основном обусловлены особенностями их магнитной анизотропии и ее угловой дисперсии. Высокие значения чувствительности импеданса лент к терми-

ческим и деформационным воздействиям могут иметь практическое приложение.

11. Определено влияние теплового, деформационного и магнитополевого воздействий на магнитомягкие композиты с ферромагнитными или полимерными поверхностными слоями. Показано, что нанесение на магнитомягкую ленту магнитного проводящего покрытия с отличающимися магнитными и электрическими характеристиками позволяет целенаправленно влиять на магнитополевые диапазоны с максимальной чувствительностью импеданса к магнитному полю, а также на его температурную чувствительность, особенно в области ферромагнитных фазовых переходов. Определены особенности термоиндуцированных изменений магнитоимпедансных свойств композита, слои которого имеют разные температуры Кюри. Установлено, что полимерное покрытие магнитомягких лент может выполнять не только защитную роль, но и влиять на их функциональные свойства.

12. Разработан автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии обеспечивающий изучение электрических и магнитных свойств магнитомягких материалов при тепловом, деформационном и магнитополевом воздействиях на них. Измерительный комплекс позволяет определять электрический импеданс и компоненты импеданса проводников в частотном диапазоне ($10^{-5} \div 110$) МГц, диапазонах температур ($100 \div 720$) К, растягивающих сил ($0 \div 10$) Н и магнитных полей до ± 12 кА/м. Комплекс снабжен системой компенсации геомагнитного и техногенных магнитных полей до значений $\sim 0,1$ А/м. Показано, что без учета собственного импеданса измерительной ячейки как значения эффекта магнитоимпеданса магнитомягких проводников, так и его частотная зависимость могут быть искажены. Обоснована необходимость учета в конструкции измерительной ячейки для изучения термического воздействия на импеданс магнитомягких низкострикционных материалов системы компенсации различия тепловых изменений линейных размеров самой ячейки и исследуемых объектов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю глубокую признательность А.В.Гаврилюку за поддержку исследований. Благодарю за сотрудничество всех соавторов и коллег, принимавших участие в работе. Выражаю признательность А.А.Гаврилюку за внимание к исследованиям и сотрудничество. Особую благодарность за помощь и поддержку выражаю своему научному консультанту Г.В.Курляндской.

Значимую роль в проведении исследований имела моральная и финансовая поддержка Российским фондом фундаментальных исследований.

Литература

1. P. Ripka. Magnetic sensors and magnetometers. Artech House Publishers, 2001.
2. Г.В. Курляндская, Д. де Кос, С.О. Волчков. Магниточувствительные преобразователи для неразрушающего контроля, работающие на основе магнитоимпедансного эффекта (обзор). // Дефектоскопия, 2009, № 6, с. 13-42.
3. G.V. Kurlyandskaya, M.L. Sanchez, B. Hernando, V.M. Prida, P. Gorria, M. Tejedor. Giant-magnetoimpedance-based sensitive element as a model for biosensors. // Appl. Phys. Lett., 2003, vol. 82, p. 3053-3055.
4. G.V. Kurlyandskaya, V.F. Miyar. Surface modified amorphous ribbon based magnetoimpedance biosensor. // Biosensors and Bioelectronics, 2007, vol. 22, p. 2341-2345.
5. H.S. Chen. Glassy metals. // Rep. Prog. Phys., 1980, vol. 43, p. 353-432.
6. T. Egami. Magnetic amorphous alloys: physics and technological applications. // Rep. Prog. Phys., 1984, vol. 47, p. 1601-1725.
7. И.Б. Кекало, В.Ю. Цветков, В.Е. Тараничев, А.Н. Жданов. Магнитные материалы. М.: Металлургия, 1985, с. 113-135.
8. И.В. Золотухин. Физические свойства аморфных металлических материалов. М.: Металлургия, 1986.
9. К. Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото. Аморфные металлы. М.: Металлургия, 1987, с. 328.
10. В.В. Немошкаленко. Аморфные металлические сплавы. Киев: Наукова думка, 1987.
11. И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин. Аморфные металлические сплавы. // УФН, 1990, № 160, с. 75-110.

12. B. Hernando, P. Gorria, M.L. Sanchez, V.M. Prida, G.V. Kurlyandskaya. Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology. // American Scientific Publishers, 2004, vol. 4, p. 949-946.
13. V.E. Makhotkin, B.P. Shurukhin, V.A. Lopatin, P. Yu. Marchukov, Yu.K. Levin. Magnetic field sensors based on amorphous ribbons. // Sensors and Actuators A., 1991, vol. 27, p. 759-762.
14. K. Mohry, T. Kohzawa, K. Kawashima, H. Yoshido, L.V. Panina. Magnetoinductive effect (MI effect) in amorphous wires. // IEEE Trans. Magn., 1992, vol. 28, p. 3150-3152.
15. R.S. Beach, A.E. Berkowitz. Sensitive field- and frequency-dependent impedance spectra of amorphous FeCoSiB wire and ribbon. // J. Appl. Phys., 1994, vol. 74, p. 6209-6213.
16. L.V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, M. Noda. Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys. // J. Appl. Phys., 1994, vol. 76, no. 10, p. 6198-6203.
17. F.L.A. Machado, B.L. da Silva, S.M. Rezende, C.S. Martins. Giant ac magnetoresistance in the soft ferromagnet $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$. // J. Appl. Phys., 1994, vol. 75, p. 6204-6208.
18. L.V. Panina, K. Mohri. Magnetoimpedance effect in amorphous wires. // Appl. Phys. Lett., 1994, vol. 65, no. 9, p. 1189-1191.
19. R.S. Beach, A.E. Berkowitz. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire. // Appl. Phys. Lett., 1994, vol. 64, no. 26, p. 3652-3654.
20. K.V. Rao, F.B. Humphrey, J.L. Costa-Kramer. Very large magnetoimpedance in amorphous soft ferromagnetic wires (invited). // J. Appl. Phys., 1994, vol. 76, №10, p. 6204-6209.
21. L.V. Panina, K. Mohri, T. Ushiyama, M. Noda, K. Bushida. Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films. // IEEE Trans. Magn., 1995, vol. 31, p. 1249-1260.

22. R.L. Sommer, C.L. Chien. Role of magnetic anisotropy in the magnetoimpedance effect in amorphous alloys. // *Appl. Phys. Lett.*, 1995, vol. 67, p. 857-859.
23. M. Knobel, M.L. Sanchez, J. Velazquez, M. Vazquez. Stress dependence of the giant magneto-impedance effect in amorphous wires. // *J. Phys.: Condens. Matter*, 1995, vol. 7, p. L115-L120.
24. N.A. Usov, A.S. Antonov, A.N. Lagar'kov. Theory of giant magnetoimpedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy. // *JMMM*, 1998, vol.185, №2, p. 159-173.
25. E.P Harrison, G.L. Turney, L.L. Rowe. Electrican properties of wires of high permeability. // *Nature*, 1935, vol. 135, p.961.
26. E.P Harrison, G.L. Turney, H. Rowe. An impedance magnetometer. // *Nature*, 1935, vol. 135, p.961.
27. E.P Harrison, G.L. Turney, H. Rowe, H. Gollop. The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current. // *Proc. Roy. Soc.*, 1936, vol. 157, no. 891, p. 451-479.
28. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. // *Phys. Rev. Lett.*, 1988, vol. 61, no. 21, p. 2472-2475.
29. B. Dieny, V.S. Speriosu, S. Metin, S.S. Parkin, B.A. Gurney, H. Baumgart, D.R. Wilhoit. Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures. // *J. Appl. Phys.*, 1991, vol. 69, p. 4774-4779.
30. A.E. Berkowitz, M.J. Carey, J.R. Michell, A.P. Young, S. Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hutten, G. Thomas. Giant magnetoresistance in heterogonous C0-Cu alloys. // *Phys. Rew. Lett.*, 1992, vol. 68, p. 3745-3748.

31. V.V. Ustinov. Correlation of giant magnetoresistance and magnetization in metallic superlattices. // Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1994, vol. 106, no. 1, p. 207-216.
32. U. Hartman. Magnetic multilayers and giant magnetoresistance: fundamentals and industrial applications. Berlin: Springer-Verlag, 1999.
33. K.H.J. Buschow. Handbook of Magnetic Materials. Amsterdam: Elsevier, 1999, vol. 12.
34. K.H.J. Buschow, F.R. De Boer. Physics of Magnetism and magnetic Materials. Kluwer Academic Publishers, 2004.
35. G.V. Kurlyandskaya. Giant magnetoimpedance for sensor applications. // Encyclopedia Of Sensors, 2006, vol. 4, p. 205-237.
36. G.V. Kurlyandskaya, V.F. Miyar, A. Saad, E. Asua, J. Rodriguez. Giant magnetoimpedance: a label free option for surface effect monitoring. // J. Appl. Phys., 2007, vol. 101, p. 054505-9.
37. H. Theuss, B. Hofmann, C. Gomez-Polo, M. Vazquez, H. Kronmuller. Temperature dependence of the magnetization process of nearly non-magnetostrictive Co-rich wires. // JMMM, 1995, vol. 145, p. 165-174.
38. O. Montero, D. Garcia, V. Raposo, H. Chiriac, J. Iniguez. Temperature effect on the MI ratio of $Co_{68.15}Fe_{4.65}Si_{12.5}B_{15}$ amorphous wires. // JMMM, 2005, vol. 290 - 291, p. 1075-1077.
39. O. Montero, V. Raposo, D. Garcia, J. Iniguez. Temperature effect in Co-based amorphous wires. // JMMM, 2006, vol. 304, p. e859-861.
40. Г.В. Курляндская, М. Баскес, Дж. Маккорд, Дж.Л. Миньез, Д. Гарсия, А.П. Потапов. Магнитная структура и магнитоимпедансный эффект в аморфных лентах на основе кобальта, отожженных под растяжением, с различной величиной наведенной магнитной анизотропии. // ФММ, 2000, вып. 90, № 6, с. 27-34.

41. J. Milne, J. Gore, G. Tomka, P. Skull. Effect of stress, temperature and annealing conditions on the transport properties of amorphous wires. // JMMM, 2001, vol. 226 - 230, p. 715-717.
42. Y.W. Reem, C.G. Kim, C.O. Kim, G.W. Kim, S.S. Yoon. Temperature Effect on the Asymmetric Giant Magnetoimpedance in Amorphous Materials. // IEEE Trans. Magn., 2002, vol. 38, p. 3084-3086.
43. M.M. Tehranchi, M. Ghanaatshoar, S.M. Mohseni, M. Coisson, M. Vazquez. Temperature dependence of magnetoimpedance in annealed Co-based ribbons. // Journal of Non-Crystalline Solids, 2005, vol. 351, p. 2983-2986.
44. G. Chen, X.L. Yang, L. Zeng, J.X. Yang, F.F. Gong, D.P. Yang, Z.C. Wang. High-temperature giant magnetoimpedance in Fe-based nanocrystalline alloy. // J. Appl. Phys., 2000, vol. 87, p. 5263-5265.
45. A.A. Rakhmanov, N. Perov, P. Sheverdyeva, A. Granovsky, A.S. Antonov. The temperature dependence of the magneto-impedance effect in the Co-based amorphous wires. // Sensors and Actuators A., 2003, vol. 106, p. 240-242.
46. A. Radkovskaya, A.A. Rakhmanov, N. Perov, P. Sheverdyeva, A.S. Antonov. The thermal and stress effect on GMI in amorphous wires. // JMMM, 2002, vol. 249, p. 113-116.
47. Y.K. Kim, W.S. Cho, T.K. Kim, C.O. Kim. Temperature dependence of magnetoimpedance effect in amorphous $Co_{66}Fe_4NiB_{14}Si_{15}$ ribbon. // J. Appl. Phys., 1998, vol. 83, p. 6575-6577.
48. C.G. Kim, Y.W. Rheem, C.O. Kim, S.S. Yoon, E.A. Ganshina, M.Yu. Kochneva, D.A. Zaichenko. High-temperature dependence of asymmetric giant magnetoimpedance and magnetostatic properties in Co-based amorphous ribbon. // JMMM, 2003, vol. 258 - 259, p. 170-173.
49. C. Gomez-Polo, L.M. Socolovsky, M. Knobel, M. Vazquez. Temperature Detection Method Based on the Magnetoimpedance Effect in Soft Magnetic Nanocrystalline Alloys. // Sensor Letters, 2007, vol. 5, p. 196-199.

50. H. Chiriac, C.S. Marinescu, T.A. Ovari. Temperature dependence of the magneto-impedance effect in Co-rich amorphous glass covered wires. // JMMM, 2000, vol. 215 - 216, p. 539-541.
51. C. Gomez-Polo, M. Vazquez. Thermal dependence of magnetoimpedance in FeCrSiBCuNb nanocrystalline alloy. // JMMM, 2004, vol. 272 - 276, p. 1853-1854.
52. А.А. Анашко, А.В. Семиров, А.А. Гаврилюк. Магнитоимпедансный эффект в аморфных FeCoMoSiB лентах. // ЖТФ, 2003, вып. 73, № 4, с. 49-52.
53. А.А. Анашко, А.В. Семиров, А.А. Гаврилюк, К.В. Душутин. Эффект магнитоимпеданса в аморфных металлических лентах на основе кобальта. // Деп. в ВИНТИ, 1430 - В2003, с. 7.
54. А.А. Анашко, А.В. Семиров, А.А. Гаврилюк, К.В. Душутин. Влияние отжига на магнитоимпедансный эффект в аморфных FeCoMoSiB лентах. // ЖТФ, 2004, вып. 74, № 8, с. 128-129.
55. А.В. Семиров, А.А. Гаврилюк, В.О. Кудрявцев, А.А. Моисеев, Д.А. Букреев, А.Л. Семенов, З.Ф. Ущиповская. Влияние отжига на импедансные свойства упругодеформированных магнитомягких проволок. // Дефектоскопия, 2007, № 10, с. 3-7.
56. А.В. Семиров, Д.А. Букреев, В.О. Кудрявцев, А.А. Моисеев, А.А. Гаврилюк, А.Л. Семенов, Г.В. Захаров. Влияние температуры на магнитоимпеданс упругодеформированной фольги состава $Fe_4Co_{67}Mo_{1.5}Si_{16.5}B_{11}$. // ЖТФ, 2009, вып. 79, № 11, с. 25-29.
57. Г.В. Курляндская, А.В. Семиров, В.А. Лукшина, Е.Г. Волкова, С.О. Волчков, Д.А. Букреев, А.А. Моисеев. Магнитные свойства и магнитоимпедансный эффект наноструктурных лент $Fe_{73.5}Si_{16.5}B_6Nb_3Cu_1$ с наведенной магнитной анизотропией. // Известия РАН. Серия физическая, 2010, вып. 74, № 10, с. 1526-1528.

58. А.В. Семиров, А.А. Моисеев, Д.А. Букреев, В.О. Кудрявцев, Г.В. Захаров, А.А. Гаврилюк, А.Н. Сапожников. Магнитоимпедансное детектирование структурной релаксации аморфных ферромагнитных сплавов. // Дефектоскопия, 2010, № 12, с. 26-31.
59. А.В. Семиров, Д.А. Букреев, А.А. Моисеев, В.А. Лукшина, Е.Г. Волкова, С.О. Волчков, Г.В. Курляндская. Температурная зависимость магнитных свойств и магнитоимпеданса нанокристаллических лент $Fe_{73.5}Si_{16.5}B_6Nb_3Cu_1$. // ЖТФ, 2011, вып. 81, № 3, с. 80-84.
60. А.В. Семиров, Д.А. Букреев, А.А. Моисеев, В.А. Лукшина, Е.Г. Волкова, С.О. Волчков. Влияние особенностей эффективной магнитной анизотропии на температурные зависимости магнитоимпеданса нанокристаллических лент $Fe_{73.5}Si_{16.5}B_6Nb_3Cu_1$. // Известия высших учебных заведений. Физика, 2011, № 5, с. 95-100.
61. А.В. Семиров, М.С. Деревянко, Д.А. Букреев, А.А. Моисеев, Г.В. Курляндская. Импеданс и магнитные свойства аморфных лент $CoFe-CrSiB$ вблизи температуры Кюри. // Журнал технической физики, 2013, вып. 83, № 5, с. 154-157.
62. А.В. Семиров, В.О. Кудрявцев, А.А. Моисеев, Д.А. Букреев, Н.П. Ковалева, Н.В. Васюхно. Высокочастотные электрические свойства аморфного магнитомягкого провода на основе кобальта, прошедшего отжиг постоянным электрическим током. // Известия ВУЗов. Черная металлургия, 2013, вып. 12, с. 46-50.
63. А.В. Семиров, М.С. Деревянко, Д.А. Букреев, А.А. Моисеев, Г.В. Курляндская. Высокочастотный импеданс магнитомягких аморфных лент на основе кобальта вблизи температуры Кюри. // Известия РАН. Серия физическая, 2014, вып. 78, № 2, с. 147-150.
64. A.V. Semirov, D.A. Bukreev, A.A. Moiseev, S.O. Volchkov, G.V. Kurlyandskaya, V.A. Lukshina, E.G. Volkova. Temperature Dependences of Magnetoimpedance of Nanocrystalline Fe-Based Ribbons. // Journal of Nanoscience and Nanotechnology, 2012, vol. 12, p. 15.

65. В.О. Кудрявцев. Влияние упругих деформаций на импеданс низкострикционных магнитомягких проволок на основе кобальта. Диссертация канд. физ.-мат. наук. Иркутск, 2008.
66. Д.А. Букреев. Влияние температуры и упругих деформаций на магнитоимпеданс аморфных и нанокристаллических магнитомягких лент. Диссертация канд. физ.-мат. наук. Иркутск, 2011.
67. А.А. Моисеев. Влияние температуры на магнитоимпеданс аморфных низкострикционных проволок на основе кобальта. Диссертация канд. физ.-мат. наук. Иркутск, 2012.
68. R.S. Beach, N. Smith, C.L. Platt, F. Jeffers, A.E. Berkowitz. Magneto-impedance effect in NiFe plated wire. // Appl. Phys. Lett., 1996, vol. 68, p. 2753 - 2755.
69. А.С. Антонов. Магнитоимпеданс ферромагнитных микропроводов, тонких пленок и мультислоев при высоких частотах. Диссертация докт. физ.-мат. наук. Москва, 2003.
70. Г.В. Курляндская, Н.Г. Бебенин, В.О. Васьковский. Гигантский магнитный импеданс проволок с тонким магнитным покрытием. // Физика металлов и металловедение, 2011, т.111, №2, с.136-158.
71. А.В. Семиров, Ю.В. Аграфонов, К.В. Душутин, А.А. Анашко, А.А. Гаврилюк. Автоматизированная установка для исследования эффекта магнитоимпеданса и эффективной магнитной проницаемости магнитомягких материалов. // Приборы и техника эксперимента, 2005, № 2, с. 155-156.
72. A.V. Semirov, A.A. Gavriliuk, V.O. Kudryavtsev, A.A. Moiseev, D.A. Bukreev. Temperature influence on field dependences of impedance of amorphous CoFeNbSiB wires. // Journal of Physics: Conference Series, 2008, vol. 98, p. 062005.
73. А.В. Семиров, А.А. Моисеев, Д.А. Букреев, В.О. Кудрявцев, А.А. Гаврилюк, Г.В. Захаров, М.С. Деревянко. Автоматизированный

- измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии магнитомягких материалов. // Научное приборостроение, 2010, вып. 20, № 2, с. 42-45.
74. Б.Г. Лившиц. Физические свойства металлов и сплавов. Металлургия, 1980.
75. A.V. Semirov, D.A. Bukreev, A.A. Moiseev, V.O. Kudryavtsev, M.S. Derevyanko. Influence of thermo-stress factor on magnetoimpedance of soft magnetic materials. // EDM 2010, 2010, p. 47-49.
76. L.P. Shen, T. Uchiyama, K. Mohri, E. Kita, K. Bushida. Sensitive stress-impedance micro sensor using amorphous magnetostrictive wire. // IEEE Trans. Magn., 1997, vol. 33, p. 3355-3357.
77. Jifan Hu Hongwey Qin, Juan Chen Yanzhong Zhang. Giant stress-impedance effect in $Fe_{73.5}CuNb_{3-x}V_xSi_{13.5}B_9$ amorphous ribbons. // JMMM, 2003, vol. 266, p. 290-295.
78. B. Kaviraj, S.K. Ghatak. Influence of stress on magneto-impedance in $Co_{71-x}Fe_xCr_7Si_8B_{14}$ ($x = 0.2$) amorphous ribbons. // J. Materials Processing Technology, 2008, vol. 202, no. 1-3, p. 119-124.
79. Г.В. Курляндская. Гигантский магнитный импеданс и его связь с магнитной анизотропией и процессами намагничивания ферромагнитных структур. Диссертация докт. физ.-мат. наук. Екатеринбург, 2007.
80. K.C. Mendes, F.L.A. Machado. // JMMM, 1998, vol. 177-181, p. 111.
81. О.Л. Сокол-Кутыловский. Магнитоимпедансный эффект в аморфных и нанокристаллических ферромагнитных сплавах. // ФММ, 1997, вып. 84, № 3, с. 54-61.
82. J.D. Kraus. Electromagnetics. Mc Grow Hill, New-York, 1984.
83. Y.Imry, S.-K. Ma. Random field instability of ordered state of continuous symmetry. // Phys. Rev. Lett., 1975, vol.35, №21, p.1399-1401.

84. J.M.D. Coey. Amorphous magnetic order. // J. Appl. Phys., 1978, vol.49, p.1646-1652.
85. G. Herzer. Grain structure and magnetism of nanocrystalline ferromagnets. // IEEE Trans. Magn., 1989, vol.25, p. 3327-3329.
86. В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Г.В. Попов. Закон приближения намагниченности к насыщению в аморфных ферромагнетиках. // ЖЭТФ, 1982, т.82, №5, с. 1518-1531.
87. Р.С. Исхаков, С.И. Комогорцев, А.Д. Балаев, Л.А.Чеканова. Размерность системы обменно-связанных зерен и магнитные свойства нанокристаллических и аморфных ферромагнетиков. // Письма в ЖЭТФ, 2000, т.72, №6, с. 440-444.
88. Р.С. Исхаков, С.И. Комогорцев, Ж.М. Мороз, Е.Е. Шалыгина. Характеристики магнитной микроструктуры аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков со случайной анизотропией: теоретические оценки и эксперимент. // Письма в ЖЭТФ, 2000, т.72, №12, с. 872-878.
89. A.Hernando, M.Vazquez, T.Kulik, C.Prados. Analysis of the dependence of spin-spin correlations on the thermal treatment of nanocrystalline materials. // Phys. Rev. B., vol.51, p. 3581-3586.
90. G. Herzer. Anisotropies in soft magnetic nanocrystalline alloys. // JMMM, 2005 vol.294, p.99-106.
91. K.Suzuki, J.M.Cadogan. Random magnetocrystalline anisotropy in two-phase nanocrystalline systems. // Phys. Rev. B., 1998, vol.58, p.2730-2739.
92. G. Herzer. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets. // IEEE Trans. Magn., 1990, vol.26, p.1397-1402.
93. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.

94. L. Kraus. Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial anisotropy. // JMMM, 1999, vol. 195, p. 764-778.
95. K. Bushida, K. Mohri. Sensitive magneto-inductive effect in amorphous wires using high-pass filter and micro field sensor. // IEEE Trans. Magn., 1994, vol. 30, p. 4626-4628.
96. A. Yelon, D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent. // Appl. Phys. Lett., 1996, vol. 69, p. 3084-3085.
97. А.Б. Ринкевич, Д.В. Перов, В.О. Васьковский, В.Н. Лепаловский. Закономерности проникновения электромагнитных волн через металлические магнитные пленки. // ЖТФ, 2009, вып. 79, № 9, с. 96-106.
98. K.R. Priota, L. Kraus, M. Knobel, P.G. Pagliuso, C. Rettory. Angular dependence of giant magnetoimpedance in an amorphous Co-Fe-Si-B ribbon. // Phys. Rev. B., 1999, vol. 60, p. 6685-6691.
99. C.G. Kim, S.S. Yoon, K.J. Jang, C.O. Kim. Validity of the Stoner-Wohlfarth model in hysteretic giant magnetoimpedance of annealed amorphous materials. // Appl. Phys. Lett., 2001, vol. 78, no. 6, p. 778-800.
100. N.A. Usov, A.S. Antonov, A.N. Lagarkov, A.B. Granovsky. GMI spectra of amorphous wires with different types of magnetic anisotropy in the core and shell regions. // JMMM, 1999, vol. 203, p. 108-109.
101. C. Dong, S. Chen, T.Y. Hsu. A modified model of GMI effect in amorphous films with transverse magnetic anisotropy. // JMMM, 2003, vol. 263, p. 78-82.
102. D. Atkinson, P.T. Square. Phenomenological model for magnetoimpedance in soft ferromagnets. // J. Appl. Phys., 1998, vol. 83, p. 6569-6571.
103. 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, vol. 79, p. 6558-6560.

104. G.V. Kurlyandskaya, V.M. Prida, B. Hernando, J.D. Santos, M.L. Sanchez, M. Tejedor. GMI sensitive element based on commercial Vitrovac amorphous ribbon. // *Sensors and Actuators A.*, 2004, vol. 110, p. 228-231.
105. Н.С. Чистяков, Б.П. Тушков. Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок. Красноярск, 1986, с. 291-296.
106. L.V. Panina, K. Mohri. Effect of magnetic structure on giant magnetoimpedance in Co-rich amorphous alloys. // *JMMM*, 1996, vol. 157-158, p. 137-140.
107. M. Knobel, M. Vazquez, L. Kraus. *Handbook of Magnetic Materials*. Amsterdam: Elsevier, 2003, vol. 15, p. 497-564.
108. E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. // *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1948, vol. V.A. 240, p. 599-642.
109. K.R. Pirota, M.L. Sartorelli, M. Knobel, J. Gutierrez, J.M. Barandiaran. Influence of induced anisotropy and magnetostriction on the giant magnetoimpedance effect and its aftereffect in soft magnetic amorphous ribbons. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1999, vol. 202, p. 431-444.
110. А.В. Семиров, Б.В. Гаврилюк, А.А. Руденко, В.О. Кудрявцев, Н.П. Ковалева. Магнитооптическая установка для исследования динамических свойств доменных границ в тонких ферромагнитных пленках. // *ЖТФ*, 2005, вып. 75, с. 128-130.
111. Г.М. Родичев, П.Д. Ким, Л.А. Богатырева. Динамические свойства доменных границ в тонких пленках. // *Физика металлов*, 1968, вып. 25, № 2, с. 240-245.
112. С.В. Вонсовский. *Магнетизм*. Наука, 1971.
113. S.S. Yoon, C.G. Kim. Separation of reversible domain motion and magnetization rotation components in susceptibility spectra of amorphous magnetic materials. // *Appl. Phys. Lett.*, 2001, vol. 78, p. 3280-3282.

114. R. Valenzuela, I. Betancourt. Giant magnetoimpedance, skin depth, and domain wall dynamics. // IEEE Trans. Magn., 2002, vol. 38, no. 5, p. 3081-3083.
115. L. Kraus. GMI modeling and material optimization. // Sensor Actuators, 2003, vol. 106, p. 187-194.
116. А.В. Гаврилюк, А.В. Семиров. Исследование движения заряженных доменных границ в ферромагнитных пленках. // ФММ. 1995, вып. 79, № 3, с. 65-69.
117. А.В. Семиров. А.В. Гаврилюк. Канал продвижения плоских магнитных доменов. Патент 2053576 от 27.01.96.
118. А.В. Семиров. А.В. Гаврилюк. Способ управления продвижением плоских доменных границ. Патент 2084971 от 20.07.97.
119. А.В. Семиров, А.В. Гаврилюк. Движение зигзагообразных доменных границ в одноосноанизотропных ферромагнитных пленках. I. Экспериментальные исследования влияния внешнего магнитного поля на скорость движения зигзагообразных доменных границ. // ФММ, 1999, вып. 87, № 2, с. 44-47.
120. А.В. Семиров, А.В. Гаврилюк. Движение зигзагообразных доменных границ в одноосноанизотропных ферромагнитных пленках. II. Анализ процесса движения зигзагообразных доменных границ. // ФММ, 1999, вып. 87, № 2, с. 48-53.
121. K. Mohri, F.B. Humphrey, J. Yamasaki, F. Kinoshita. Large Barkhausen effect and Mattenchi effect in amorphous magnetostrictive wires for pulse generator elements. // IEEE Trans. on Magn., 1985, vol. 21, no. 5, p. 2017-2019.
122. K. Mohri, F.B. Humphrey, K. Kawashima, K. Kimura, M. Mizutani. Large barkhausen and matteucci effect in FeCoSiB, FeCrSiB, and FeNiSiB

- amorphous wires. // IEEE Trans. Magn., 1990, vol. 26, no. 5, p. 1789-1791.
123. P.T. Squire, D. Atkinson, M.R.J. Gibbs, L.S. Atalay. Amorphous wires and their applications. // J. Magn. Magn. Mater., 1994, vol. 132, p. 10.
 124. M. Vazquez, D.-X. Chen. The magnetization reversal process in amorphous wires. // IEEE Trans. Magn., 1995, vol. 31, p. 1229-1238.
 125. M. Vazquez, C. Gomez-Polo, H. Theuss, H. Kronmuller. Domain structure and magnetization process of bent Fe-rich amorphous wires. // JMMM, 1996, vol. 164, p. 319-326.
 126. M. Vazquez, A. Hernando. A soft magnetic wire for sensor applications. // J. Phys. D.: Appl. Phys., 1996, vol. 29, p. 939-949.
 127. M. Knobel, M. Vazquez, M.L. Sanchez, A. Hernando. Effect of tensile stress on the field response of impedance in low magnetostriction amorphous wires. // JMMM, 1997, vol. 169, p. 89-97.
 128. J. Yamasaki, F.B. Humphrey, K. Mohri, H. Kawamura, H. Takamura. Large Barkhausen discontinuities in Co-based amorphous wires with negative magnetostriction. // J. Appl. Phys., 1998, vol. 63, p. 3949-3951.
 129. N. Usov, A. Antonov, A. Dykhne. Stress dependence of the hysteresis loops of Co-rich amorphous wires. // J. Phys.: Condens. Matter., 1998, vol. 10, p. 2453-2463.
 130. N. Usov, A. Antonov, A. Dykhne, A. Lagar'kov. Possible origin for the bamboo domain structure in Co-rich amorphous wire. // JMMM, 1997, vol. 174, p. 127-132.
 131. N.A. Usov. Stress distribution and domain structure in amorphous ferromagnetic wires. // JMMM, 2002, vol. 249, p. 3-8.
 132. M.H. Phan, H.-X. Peng. Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications. // Progress in Materials Science, 2008, vol. 53, p. 323-420.

133. Н.А. Усов. Микромагнетизм мелких ферромагнитных частиц, наноструктур и аморфных проводов. Троицк, 2000.
134. 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, vol. 32, p. 1788-1794.
135. P.T. Square, D. Atkinson, M.R.J. Gibbs, S. Atalay. Amorphous wires and their applications. // JMMM, 1994, vol. 132, p. 10-21.
136. J. Liu, R. Malmhall, S.J. Savage, L. Arnberg. Theoretical analysis of residual stress effect on the magnetostrictive properties of amorphous wires. // J. Appl. Phys., 1990, vol. 67, p. 4238-4240.
137. V. Madugra, A. Hernando. Radial stress distribution generated during rapid solidification of amorphous wires. // J. Phys.: Condens. Matter., 1990, vol. 2, p. 2127-2132.
138. J.M. Barandiaran, A. Garcia-Arribas, D. de Cos. Transition from static to ferromagnetic resonance regime in giant magnetoimpedance. // J. Appl. Phys., 2006, vol. 99, p. 103904.
139. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Собрание трудов. т.1. М.: Наука, 1969, с. 128-143.
140. T.L. Gilbert, J.N. Kelly. Anomalous Rotational Damping in Ferromagnetic Sheets. // Proc. of the Conf. on MMM, Pittsburgh, 1955, p. 255.
141. W.F. Brown. Mikromagnetics. Interscience, New York, 1963.
142. А.И. Ахиезер, И.Г. Барьяхтар, С.В. Петминский. Спиновые волны. М., 1967.
143. А.С. Антонов, С.Н. Гадетский, А.Б. Грановский, А.Л. Дьячков, В.П. Пармонов, Н.С. Перов, А.Ф. Прокошин, Н.А. Усов, А.Н. Лагарьков.

- Гигантский магнетоимпеданс в аморфных и нанокристаллических мультислоях. // ФММ, 1997, выпю 83, № 6, с. 60-71.
144. А.Г.Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994, с. 462.
145. А.В Семиров, В.О. Кудрявцев, А.А. Гаврилюк, А.А. Моисеев. Влияние упругих напряжений растяжения на дифференциальную магнитную проницаемость аморфных ферромагнитных проволок в широком частотном диапазоне. // Письма в ЖТФ, 2006, вып. 32, № 15, с. 24-29.
146. А.В. Семиров, А.А. Моисеев, Д.А. Букреев, М.С. Деревянко, В.О. Кудрявцев. Температурная зависимость магнетоимпеданса упругодеформированной аморфной проволоки на основе кобальта. // Материаловедение, 2012, вып. 12, с. 27-30.
147. А.И. Слуцкер, В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев, О.В. Толочко, О.В. Амосова. Зависимость магнитных свойств аморфного металлического сплава от его нанопористости. // ФТТ, 2008, вып. 50, с. 280-284.
148. А.А. Гаврилюк, А.В. Гаврилюк, И.Л. Морозов, Н.В. Турик, Б.В. Гаврилюк, А.В. Семиров, А.Л. Семенов. Магнитная структура и механизмы перемагничивания ядра быстрозакаленной ферромагнитной проволоки. // Известия ВУЗов. Физика, 2008, № 2, с. 64-69.
149. А.А. Гаврилюк, А.В. Гаврилюк, Б.В. Гаврилюк, А.Л. Семенов, А.В. Семиров, Н.В. Турик. Устойчивость магнитных доменов в аморфной металлической проволоке. // Известия ВУЗов. Физика, 2009, вып. 52, № 1, с. 83-91.
150. А.А. Gavriiliuk, А.Ya. Mokhovikov, А.V. Semirov, А.L. Semenov, N.V. Turic, V.O. Kudrewcev. Stability of magnetic domains inside the core of amorphous wire. // Journal of Non-Crystalline Solids, 2008, vol. 354, p. 5230-5232.

151. А.В.Семиров, А.А.Моисеев, В.О.Кудрявцев, Д.А.Букреев, Н.П.Ковалева, Н.В.Васюхно. Компонентный анализ комплексного сопротивления магнитомягкого провода состава CoFeNbSiB с неоднородной магнитной структурой. // Журнал технической физики, 2015, вып.85, №5, с. 137-141.
152. С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Мир, 1987.
153. M.H. Phan, S.C. Yu, C.G. Kim, M. Vazquez. Origin of asymmetrical magnetoimpedance in a Co-based amorphous microwire due to dc bias current. // Appl. Phys. Lett., 2003, vol. 83, p. 2871-2873.
154. L.V. Panina, K. Mohri, D.P. Makhnovskiy. Mechanism of asymmetrical magnetoimpedance in amorphous wires. // J. Appl. Phys., 1999, vol. 85, p. 5444-5446.
155. S.H. Song, K.S. Kim, S.C. Yu, C.G. Kim, M. Vazquez. Assymmetric GMI characteristics in current-biased amorphous $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ wire. // JMMM, 2000, vol/ 215-216, p. 532-534.
156. K.S. Byon, S.C. Yu, C.G. Kim, S.S. Yoon. Assymmetric characteristics of magnetoimpedance in amorphous $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ wire. // JMMM, 2001, vol. 226-230, p. 718-720.
157. А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.А. Рахманов, В.В. Самсонова. Поверхностная доменная структура и недиагональный магнитоимпеданс аморфных микропроводов в стеклянной оболочке. // Письма в ЖТФ, 2009, вып. 35, № 2, с. 75-81.
158. C.G. Kim, K.J. Jang, H.C. Kim, S.S. Yoon. Assymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed Co-based amorphous ribbon. // J. Appl. Phys., 1999, vol. 85, p. 5447-5449.
159. K.J. Kim, C.G. Kim, S.S. Yoon, S.C. Yu. Effect of annealing field on asymmetric giant magnetoimpedance profile in Co-based amorphous ribbon. // JMMM, 2000, vol. 215-216, p. 488-491.

160. D.G. Park, E.J. Moon, Y.W. Rheem, C.G. Kim, J.H. Hong. The GMI profiles of surface-removed amorphous ribbon. // *Physica B.*, 2003, vol. 327, p. 357-359.
161. N.A. Buznikov, C.G. Kim, C.O. Kim, S.S. Yoon. A model for asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed amorphous ribbons. // *Appl. Phys. Lett.*, 2004, vol. 85, p. 3507-3509.
162. 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. // *JMMM*, 2005, vol. 388, p. 130-136.
163. Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi. New Fe-based soft magnetic alloys composed of ultrafine grain structure. // *J. Appl. Phys.*, 1988, vol. 64, p. 6044-6046.
164. А.А. Глазер, Н.М. Клейнерман, В.А. Лукшина, А.П. Потапов, В.В. Сериков. Термомеханическая обработка нанокристаллического сплава $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$. // *ФММ*, 1991, № 12, с. 56-61.
165. S.O. Volchkov V.A. Lukshina, A.A. Zakharova A.P. Potapov E.G. Volkova. Structure, Magnetic Properties, and Magnetoimpedance of the $Fe_{73.5-x}Cr_xSi_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ ($x = 0$ to 5) Alloys. // *IEEE Trans. on Magn.* 2014. vol. 50, № 11, p. 4007504
166. G.V. Kurlyandskaya, J.M. Garcia-Beneytez, M. Vazquez, J.P. Sinnecker, V.A. Lukshina, A.P. Potapov. // *J. Appl. Phys.*, 1998, vol. 83, p. 6581.
167. G. McCarthy, J. Welton. // *Powder Diffraction*, 1989, no. 4, p. 156.
168. H. Okumura, D.E. Laughlin, M.E. McHenry. Magnetic and structural properties and crystallization behavior of Si-rich FINEMET materials. // *JMMM*, 2003, vol. 267, p. 347-356.
169. В.В. Сериков, Н.М. Клейнерман, Е.Г. Волкова, В.А. Лукшина, А.П. Потапов, А.В. Свалов. // *ФММ*, 2006, вып. 102, № 3, с. 290.

170. K. Hono, D.H. Ping, M. Ohnuma, H. Onodera. // *Acta mater.*, 1999, vol. 47, no. 3, p. 997.
171. С.О. Волчков. Магнитные свойства и гигантский магнитный импеданс неоднородных планарных структур на основе 3d-металлов. Диссертация канд. физ.-мат. наук. Екатеринбург, 2009.
172. Г.В. Курляндская, А.В. Семиров, В.А. Лукшина, С.О. Волчков, Д.А. Букреев, А.А. Моисеев. Магнитные свойства и магнитоимпедансный эффект наноструктурных лент $Fe_{73.5}Si_{16.5}B_6Nb_3Cu_1$ с наведенной магнитной анизотропией. // *Новое в магнетизме и магнитных материалах: Сб. трудов XXI международной конференции*, 2009, с. 856-858.
173. A.V. Semirov, D.A. Bukreev, A.A. Moiseev, S.O. Volchkov, G.V. Kurlyandskaya, V.A. Lukshina, E.G. Volkova. Temperature dependence of magnetoimpedance of nanocrystalline Fe-based ribbons. // *Recent Trends in Nanomagnetism, Spintronics and their Applications. Book of Abstracts*, 2011, p. 179.
174. И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин, О.В. Стогней. Новые направления физического материаловедения. Воронеж: ВГУ, 2000.
175. И.Б. Кекало. Нанокристаллические магнито-мягкие материалы. М.: МИСиС, 2000.
176. Металлические стекла. Под редакцией Х. Дж. Лими, Дж. Дж. Гилман. М.: Металлургия, 1984.
177. В.Ю. Введенский, И.Б. Кекало. Анализ влияния магнитной анизотропии на коэрцитивную силу аморфных сплавов с близкой к нулю магнитострикцией. // *Физика металлов и металловедение*, 1998, вып. 86, № 5, с. 80-89.
178. И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин. Релаксационные явления в металлических стеклах. // *Физика и химия стекла*, 1981, вып. 7, с. 3-16.

179. Г.Е. Абросимова, С.К. Крысова, В.И. Крысов, Ж.Д. Соколовская. Эволюция структуры аморфного сплава $Co_{70}Fe_5Si_{15}B_{10}$ в процессе докristаллизационного отжига. // ФММ, 1991, № 12, с. 87-91.
180. Б.С. Бокштейн, Л.М. Капуткина, Г. Ковачев, Ю.Б. Левин, Г.С. Никольский. Кинетика выхода избыточного объема в аморфных сплавах на основе кобальта. // ФММ, 1991, № 12, с. 75-79.
181. T. Egami. Structural relaxation in amorphous alloys, compositional short range ordering. // Mater. Res. Bull, 1987, vol. 13, p. 557-562.
182. В.И. Бетехтин, А.М. Глезер, А.Г. Кадомцев, А.Ю. Кипяткова. Избыточный свободный объем и механические свойства аморфных сплавов. // ФТТ, 1998, вып. 40, с. 85-89.
183. В.И. Бетехтин, Е.Л. Гюлиханов, А.Д. Кадомцев, А.Ю. Кипяткова, О.В. Толочко. Влияние отжига на избыточный свободный объем и прочность аморфных сплавов. // ФТТ, 2000, вып. 42, с. 1420-1424.
184. В.И. Бетехтин, А.Д. Кадомцев, О.В. Толочко. Врожденная субмикropористость и кристаллизация аморфных сплавов. // ФТТ, 2001, вып. 43, с. 1815-1820.
185. В.И. Бетехтин, А.Д. Кадомцев, О.В. Амосова. Пористость и механические свойства аморфных сплавов. // Изв. РАН. Сер. физ., 2003, вып. 67, с. 818-822.
186. А.И. Слуцкер, В.И. Бетехтин, А.Д. Кадомцев, О.В. Толочко. Нанопористость и магнитные характеристики аморфного металлического сплава $Fe_{58}Ni_9Si_{20}B_{13}$. // ЖТФ, 2006, вып. 76, с. 57-60.
187. Д.К. Белашенко. Механизмы диффузии в неупорядоченных средах (компьютерное моделирование). // УФН, 1999, вып. 169, с. 361-384.
188. С.В. Хоник, В.В. Свиридов, Н.П. Кобелев, М.Ю. Язвицкий, В.А. Хоник. Кинетика структурной релаксации стекла $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ в

- объемном и ленточном состояниях по данным измерений электрического сопротивления. // ФТТ, 2007, вып. 49, с. 1345-1351.
189. Г.С. Крайнова, В.И. Невмержицкий, А.М. Фролов, Т.А. Писаренко, В.В. Юдин. Влияние процессов структурной релаксации на структуру, магнитные и электрические свойства спиннингованных лент на основе железа. // Фазовые переходы, упорядоченные состояния и новые материалы, 2010, вып. 5, с. 1-3.
190. S.O. Volchkov, D.A. Bukreev, V.N. Lepalovskij, A.V. Semirov, G.V. Kurlyandskaya. Temperature dependence of magnetoimpedance in FeNi/Cu/FeNi film structures with different geometries. // Solid State Phenomena, 2011, vol. 168-169, p. 292-295.
191. L.V. Panina, K. Mohri. Magneto-impedance in multilayer films. // Sensors and Actuators, 2000, vol. 81, p. 71-77.
192. K. Twarowski, M. Kuzminski, A. Slawska-Waniewska, H.K. Lachowicz, G. Herzer. Magnetostriction of $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{15.5}B_7$ nanocrystalline alloy. // JMMM, 1995, vol. 140-144, p. 449-450.
193. K. Twarowski, M. Kuzminski, A. Slawska-Waniewska, H.K. Lachowicz, G. Herzer. Magnetostriction and its temperature dependence in FeCuNbSiB nanocrystalline alloy. // JMMM, 1995, vol. 150, p. 85-92.
194. G. Hezer. Nanocrystalline soft magnetic materials. // JMMM, 1996, vol. 157-158, p. 133-136.
195. M. Knobel, C. Gomez-Polo, M. Vazquez. Evaluation of the linear magnetostriction in amorphous wires using the giant magneto-impedance effect. // JMMM, 1996, vol.160, p.243-244.
196. T. Kulik, R. Zuberek, A. Hernando. Magnetic properties of nanocrystalline $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{16.5}B_6$. // JMMM, 1995, vol. 140-144, p. 433-434.
197. G. Hezer. Handbook of magnetic materials. // Elsevier Science B.V., 1997, vol. 10, p. 415-462.

198. M. Tejedor, B. Hernando, M.L. Sanchez, V.M. Prida, M. Vazquez. The magnetostriction and stress dependence of the magnetoimpedance effect in ribbons of amorphous FeCoMoSiB. // J. Phys. D.: Appl. Phys., 1998, vol. 31, p. 2431-2437.
199. G. Bordin, G. Buttino, A. Cecchetti, M. Poppi. Temperature dependence of magnetic properties and transitions in a soft magnetic Co-based nanostructured alloy. // J. Phys. D.: Appl. Phys., 1999, vol. 32, p. 1795-1800.
200. Y.J. Zhang, X.H. Liz, S. Wang, K.Y. He. Temperature dependence of permeability of $Co_{66}Fe_4Mo_2Si_{16}B_{12}$ alloy. // Acta Metall. Sin. (Engl. Lett.), 2007, vol. 20, no. 4, p. 284-286.
201. Д.А. Букреев, А.А. Моисеев, В.О. Кудрявцев, Г.В. Захаров, М.С. Деревянко, Н.В. Васюхно. Температурно-временная стабильность магнитоимпедансного эффекта в аморфных лентах сплава $Fe_4Co_{67}Mo_{1.5}Si_{16.5}B_{11}$. // Юбилейная X Всероссийская молодежная школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества: тезисы докладов, 2009, с. 17-18.
202. A.V. Semirov, A.A. Gavriiliuk, D.A. Bukreev, V.O. Kudryavtsev, A.A. Moiseev. Influence of elastic stress on magnetoimpedance of amorphous foils with low magnetostriction constant. // Moscow International Symposium on Magnetism: book of abstracts, 2008, p. 123.
203. A.V. Semirov, A.A. Gavriiliuk, D.A. Bukreev, V.O. Kudryavtsev, A.A. Moiseev. Temperature dependence of magnetoimpedance of FeCoMoSiB foils. // Moscow International Symposium on Magnetism: book of abstracts, 2008, p. 124.
204. Д.А. Букреев, А.А. Моисеев, А.В. Семиров, В.О. Кудрявцев, А.Н. Сапожников, Г.В. Захаров. Термостабилизация магнитоимпедансных характеристик магнитомягких фольг на основе кобальта. // Всероссийская Байкальская конференция студентов, аспирантов

- и молодых ученых по наноструктурным материалам: Сб. тезисов, 2009, с. 45-46.
205. Д.А. Букреев, А.А. Моисеев, Г.В. Захаров, В.О. Кудрявцев, А.Л. Семенов, А.В. Семиров, А.А. Гаврилюк. Влияние лазерной термообработки на магнитоимпедансные характеристики ферромагнитных фольг на основе кобальта. // Всероссийская Байкальская конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по наноструктурным материалам: Сб. тезисов, 2009, с. 52-53.
206. А.В. Семиров, Д.А. Букреев, А.А. Моисеев, В.О. Кудрявцев, М.С. Деревянко. Влияние термообработки на магнитоимпеданс упругодеформированных магнитомягких фольг на основе кобальта. // Магнитные материалы. Новые технологии: Сб. тезисов докладов IV Байкальской международной конф., 2010, с. 76-77.
207. A.V. Semirov, A.A. Gavriliuk, D.A. Bukreev, A.A. Moiseev, V.O. Kudryavtsev, A.L. Semenov, M.S. Derevyanko. Influence of perpendicular laser annealing on impedance of soft magnetic Co-based foils. // IV Euro-Asian symposium "Trends in magnetism": book of abstracts, 2010, p. 116.
208. J. Bydzovsky, M. Kollar, P. Svec, L. Kraus, V. Jancaric. Magnetoelastic properties of CoFeCrSiB amorphous ribbons a possibility of their application. // J. Electrical Engineering, 2001, vol. 52, p. 1-5.
209. A. Hernando. Influence of the tensile stress on the magnetostriction, resistivity and magnetic anisotropy of Co-rich metallic glasses. TSRO and CSRO correlation. // Physica Scripta, 1988, vol. 24, p. 11-21.
210. А.В. Семиров, Д.А. Букреев, А.А. Моисеев, М.С. Деревянко, В.О. Кудрявцев. Связь температурных изменений константы магнитострикции и импеданса упругодеформированных магнитомягких аморфных лент на основе кобальта. // Известия ВУЗов. Физика, 2012, № 9, с. 3-7.

211. J. Gonzalez Estevez, E. Du Tremolet de Lacheisseret. The effect of annealing on the magnetostriction of the $Co_{70}Mn_{10}B_{20}$ amorphous alloys. // *J. Phys.: Condens. Matter.*, 1990, vol. 2, p. 6235-6237.
212. K. Narita, J. Yamasaki, H. Fukunaga. Measurement of saturation magnetostriction of a thin amorphous ribbon by means of small-angle magnetization rotation. // *IEEE Trans. Magn.*, 1980, vol. MAG-16, p. 435-439.
213. P.T. Squire. Magnetomechanical measurements of magnetically soft amorphous materials. // *Meas. Sci. Technol.*, 1994, vol. 5, p. 67-81.
214. J. Torrejon, G. Badini, K. Pirota, M. Vazquez. Modified small angle magnetization rotation method in multilayer magnetic microwires. // *JMMM*, 2007, vol. 316, p. e575-e578.
215. V. Zhukova, J.M. Blanco, A. Zhukov, G. Gonzalez. Studies of the magnetostriction of as-prepared and glass-coated Co-rich amorphous microwires by SAMR method. // *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, 2001, vol. 34, p. L113-L116.
216. A.V. Semirov, M.S. Derevyanko, D.A. Bukreev, A.A. Moiseev, G.V. Kurlyandskaya. Magnetoimpedance of Amorphous Ferromagnetic CoFe-SiB Ribbons in the Wide Temperature Range. // *Solid State Phenomena*, 2014, vol. 215, p. 337-341.
217. R.L. Sommer, A. Gundel, C.L. Chien. Magneto-impedance effects in multilayered permalloy materials. // *J. Appl. Phys.*, 1999, vol. 86, p. 1057-1061.
218. С.О. Волчков, А.В. Свалов, Г.В. Курляндская. Гигантский магнитный импеданс пленочных наноструктур, адаптированных для биодетектирования. // *Известия ВУЗов. Физика*, 2009, № 8, с. 3-9.
219. M.A. Cerdeira, G.V. Kurlyandskaya, A. Fernandez, M. Tejedor, H. Garcia-Miquel. Giant Magnetoimpedance Effect in Surface Modified CoFeMoSiB

Amorphous Ribbons. // Chinese Phys. Lett., 2003, vol. 20, no. 12, p. 2246-2249.

220. V. Fal Miyar, M.A. Cerdeira, A.P. Garca, A. Potapov, R. Pierna, F.F. Marzo, J.M. Barandiaran, G.V. Kurlyandskaya. Giant magnetoimpedance of electrochemically surface modified Co-Based amorphous ribbons. // IEEE Trans. Magn., 2008, vol. 44, p. 4476-4479.
221. A.A. Moiseev, A.V. Petrov, M.S. Derevyanko, V.A. Likshina, A.P. Potapov, D.A. Bukreev, A.V. Semirov, A.P. Safronov. Magnetoimpedance of amorphous ribbons with polymer covering. // Solid State Phenomena, 2014, vol. 215, p. 325-330.