

Ю.Н. Куценко
В.Г. Каниболоцкий
И.В. Золотаревский

Δx

**МАГНИТОСТРИКЦИЯ
ГЕТЕРОГЕННЫХ
СТРУКТУР**

0

η

Таврическая государственная агротехническая академия

*Ю.Н.Куценко,
В.Г.Каниболоцкий,
И.В.Золотаревский*

МАГНИТОСТРИКЦИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ СТРУКТУР

Монография

Днепропетровск
"Лири ЛТД"
2006

УДК 537.634:621.3.013

К 95

Рекомендовано вченою радою Таврійської державної агротехнічної академії. Протокол № 10 від 27 червня 2006 р.

Рецензенти: Дідур Володимир Аксентійович, доктор технічних наук, професор, академік АНВШ України, завідувач кафедри теплотехніки і гідравліки Таврійської державної агротехнічної академії;

Башев Валерій Федорович, доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри металофізики Дніпропетровського національного університету.

Кущенко Ю.М., Каніболоцький В.Г., Золотаревський І.В.

К95 Магнітострикція гетерогенних структур: Монографія. – Д.: ЧП "Ліра ЛТД", 2006. – 200 с. – Рос. мовою.

ISBN 966-383-068-9

У монографії розглянуто стан питання магнітострикції гетерогенних структур. Для інтерпретації експериментальних даних спеціальних сталеї і модельованих зразків залежно від різного вмісту α -фази використовується статистична модель магнітної гетерогенної системи з урахуванням "полів розсіювання" як дезорієнтувального чинника для магнітних моментів частинок. За допомогою векторного і тензорного числення описано явище магнітострикції і механізм взаємодії ферромагнітних частинок у неферомагнітній матриці.

Призначена для науковців, інженерів, аспірантів і студентів, які працюють у сфері дослідження фізики магнітних явищ, матеріалів і електротехнологій.

В монографии рассмотрено состояние вопроса магнитострикции гетерогенных структур. Для интерпретации экспериментальных данных специальных сталей и моделированных образцов в зависимости от различного содержания α -фазы используется статистическая модель магнитной гетерогенной системы с учетом "полей рассеяния" как разориентирующего фактора для магнитных моментов частиц. С помощью векторного и тензорного исчисления описано явление магнитострикции и механизм взаимодействия ферромагнитных частиц в неферромагнитной матрице.

Предназначена для научных работников, инженеров, аспирантов и студентов, работающих в области исследования физики магнитных явлений, материалов и электротехнологий.

ISBN 966-383-068-9

© Ю.М. Кущенко, В.Г. Каніболоцький,
І.В. Золотаревський, 2006

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	6
1 Анализ состояния магнитострикции металлов группы железа	9
2 Теория магнитострикции гетерогенных структур	21
2.1 Магнитострикция гетерогенных структур	21
2.2 Механизм взаимодействия ферромагнитных частиц в неферромагнитной матрице	26
2.3 Статистическая модель магнитной гетерогенной системы	35
2.4 Анизотропия магнитострикции гетерогенных структур	40
2.5 Магнитострикция доменов гетерогенной системы	47
2.6 Выводы	53
3 Намагниченность моделей гетерогенных структур	55
3.1 Магнитодипольное взаимодействие ферромагнитных частиц	55
3.2 Намагниченность модели с цилиндрическими частицами	58
3.3 Намагниченность модели с периодическим расположением магнитных частиц и малой концентрацией магнитной фазы	62
3.4 Намагниченность модели с периодическим расположением немагнитных включений в магнитной матрице	67
3.5 Намагниченность модели с цилиндрическими немагнитными включениями в магнитной матрице	69
3.6 Намагниченность модели шарообразного образца ферромаг- нетика с шаровидными неферромагнитными включениями	72
3.7 Выводы	74
4 Магнитострикционные свойства моделей	75
4.1 Модели образцов	75
4.2 Магнитные свойства моделей	87
4.3 Магнитострикция моделей	97
4.4 Определение зависимости магнитострикции от концентрации магнитной фазы	110
4.5 Выводы	111
5 Магнитострикция специальных сталей	113
5.1 Анизотропия магнитострикции специальных сталей	113
5.2 Зависимость магнитострикции от термообработки	118
5.3 Зависимость магнитострикции от легирующих элементов	120
5.4 Зависимость магнитострикции от механических свойств и структуры специальных сталей	123
5.5 Исследование процессов релаксации магнитострикционным методом	129
5.6 Выводы	135

5	<i>Влияние магнитострикции на мартенситное превращение в сплавах на основе железа</i>	137
6.1	Особенности мартенситного $\gamma \leftrightarrow \alpha$ перехода в сплавах железа и магнитное состояние превращающихся фаз	137
6.2	Оценка величины смещения мартенситной точки за счет объемной магнитострикции	141
6.2.1	Способ создания отрицательного давления	141
6.2.2	Учет изменения степени несоответствия кристаллических решеток превращающихся фаз	143
6.3	Магнитострикция аустенитной и мартенситной фаз сплавов $Fe - Ni$ в сильных магнитных полях	148
6.4	Магнитные свойства, магнитострикция и мартенситное превращение в сильных импульсных магнитных полях сплавов $Fe - Ni - Mn$	159
6.5	Магнитострикция аустенита хромоникелевых сталей обладающих суперпарамагнетизмом вблизи $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения	168
6.6	Выводы	171
7	<i>Магнитоупругие аномалии ГЦК - фазы сплавов железа и кинетические особенности мартенситного превращения</i>	172
7.1	О зарождении мартенсита в сплавах на основе железа	172
7.2	Магнитострикция парапроцесса аустенита и гистерезис мартенситного превращения	174
7.3	Атермическое мартенситное превращение в инварных сплавах $Fe - Ni$ – как магнитный фазовый переход первого рода	178
7.4	Атермическое мартенситное превращение в сплавах $Fe - Ni$ – как упругий фазовый переход	181
7.5	Выводы	184
	Список литературы	186



**За онуків!
За дітей!
За нас!**

ПРЕДИСЛОВИЕ

При написании этой книги цель авторов состояла в том, чтобы изложить по возможности в доступной форме ту ситуацию, которая сложилась в вопросах исследования магнитострикции гетерогенных структур, подчиняющихся статистическим закономерностям. В гетерогенных структурах принимаются некоторые упрощенные модели, дающие возможность теоретически находить зависимости в достаточной степени, описывающие реальные процессы. Эти исследования продолжают развиваться, привлекая внимание все большего числа исследователей. Естественно, охватить подробно аспекты физики магнитных явлений - задача трудновыполнимая. Поэтому в настоящей книге затронут лишь круг вопросов, связанных с магнитными явлениями, протекающими в моделированных образцах, гетерогенных структурах, некоторых сплавах, специальных сталях и кинетикой фазовых превращений при наложении магнитного поля.

Главы 1 - 5 написаны Ю.Н. Куценко, В.Г. Каниболоцким, а главы 6,7 - И.В. Золотаревским.

Авторы благодарят коллег по работе Н.В. Гординского, П.Г. Васильева, А.И. Спольника, В.Л. Снежного, с которыми обсуждались многие вопросы, изложенные в книге. За творческое участие при работе над книгой авторы приносят свою признательность и благодарность Г.П. Селезневу.

Ценные советы были получены от рецензентов, за что авторы им искренне благодарны.

Особую признательность и благодарность авторы выражают С.А. Усольцеву, председателю областной организации Партии Пенсионеров Украины, человеку искреннему и отзывчивому, благодаря финансовой и дружеской поддержке которого это издание состоялось.

ВВЕДЕНИЕ

Гетерогенной системой назовем систему, состоящую из немагнитной или слабо магнитной матрицы с дискретно распределенными в ней ферромагнитными частицами.

Такой системой являются моделированные образцы с различным содержанием α -фазы, специальные стали, в которых магнитная α -фаза (дельта-феррит, мартенсит) распределены дискретно. Механические и физические свойства стали обуславливаются теми процессами, которые происходят в ней в результате легирования или термической обработки, которая дает структуру промежуточной области превращения.

Структура – это основное звено, связывающее технологии материала и его поведение в эксплуатации, поэтому она является одним из основных объектов контроля при производстве и обработке материалов, а также исследований, направленных на создание материалов с данными свойствами.

Специальные стали с дискретно распределенными магнитными частицами или магнитными фазами при намагничивании обнаруживают «поля рассеивания» и через последние взаимодействуют между собой. Такое взаимодействие между магнитными частицами или магнитными фазами влияет на размеры образца, помещенного в магнитном поле. Таким образом, наличие дискретно распределенных ферромагнитных частиц в неферромагнитной среде приводит к необходимости учета дополнительных взаимодействий, вызванных гетерогенностью системы.

Многие вопросы, относящиеся к магнитострикционным свойствам специальных сталей, остаются еще недостаточно изученными, что ограничивает их более широкое внедрение в промышленность.

Одним из чувствительных магнитных параметров, реагирующим не только на фазовые превращения, структуру стали, концентрацию магнитных фаз и содержание легирующих элементов в сталях и сплавах, является магнитострикция.

Изучение магнитострикции специальных сталей показало существование «аномалии» магнитных эффектов, обусловленных дискретным распределением магнитной фазы [1]. С другой стороны, взаимодействие «полей рассеивания», приводящее к изменению упругих свойств металла, может оказать влияние и на другие физические характеристики.

Исследование магнитострикции, помимо фундаментального значения как средства изучения природы ферромагнетизма [2-4], представляет и практический интерес благодаря различным его применениям [5-8].

Между тем, магнитострикционные свойства специальных сталей еще почти не изучены как в теоретическом отношении, так и в экспериментальном [9-11].

Современное состояние теории твердого тела, в частности, теория магнетизма, не позволяет дать последовательный микроскопический расчет магнитострикции специальных сталей.

Наиболее хорошо изучены свойства и магнитострикция в ферритах [12-15]. Магнитострикция сплошных традиционных ферромагнетиков также хорошо изучена, хотя и здесь еще многое не ясно. Внимание исследователей привлекает гигантская магнитострикция редкоземельных элементов [16]. Не изучен механизм магнитострикции специальных сталей в зависимости от количества α -фазы. Не находит объяснения эффект почти четырехкратного увеличения магнитострикции в трансформаторной стали, покрытой никелевой пленкой, толщина которой около 30 мкм [17].

Магнитострикция гетерогенных систем [18] и ферромагнетиков при наличии пор и включений еще слабо изучена [19-20], а теория Нееля включений и пор [21] довольно хорошо объясняет некоторые вопросы влияния включений и пор при намагничивании такого материала, но не позволяет выяснить общего характера этого явления при изучении магнитострикции. Изучение гетерогенной системы имеет научное и практическое значение, позволяющее установить связь между структурой и магнитными свойствами сплавов [22]. Так как магнитострикция является одним из чувствительных магнитных параметров в ферромагнитном материале, то может открываться возможность исследования фазового состава, фазовых превращений специальных сталей и сплавов магнитострикционным методом [23...27].

В настоящее время выяснен ряд свойств мартенсита, а также природа многих явлений протекающих при закалке стали. Вместе с тем некоторые вопросы мартенситного превращения остаются нерешенными. К ним можно отнести проблему существования двух типов мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращения в близких по составу (или даже в одних и тех же составах) сплавов железа: изотермического и атермического. Смена кинетики $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращения обнаружена в системах $Fe-C$, $Fe-Pt$, $Fe-Ni$, $Fe-Ni-C$, $Fe-Ni-Mo$, $Fe-Ni-Co$, $Fe-Ni-Mn$, $Fe-Ni-Cr$, $Fe-Ni-Cr-C$ и многих других. При смене кинетики мартенситного превращения, как правило, наблюдается и смена магнитного состояния аустенита. В парамагнитном аустените протекает изотермическая, а в ферромагнитном – атермическая мартенситная реакции.

Получила распространения точка зрения, что изменение магнитного состояния приводит к изменению механических свойств аустенита и в связи с этим изменяется тип превращения. При этом полностью отбрасывается возможность влияния магнитной структуры аустенита на участки зарождающегося ферромагнитного мартенсита. Значительные успехи в понимании природы мартенситного превращения были достигнуты после создания генераторов сильных импульсных магнитных полей и исследования влияния последних на мартенситное превращение в сталях и сплавах желе-

и. В частности, было показано, что сильное импульсное магнитное поле может привести к образованию только атермического мартенсита (даже в тех сплавах, в которых при обычных условиях происходит изотермическое мартенситное превращение). При этом сдвиг мартенситной точки в магнитных полях порядка 300-400 кЭ может достигать нескольких десятков и даже сотен градусов, что представляет практический интерес. Например, величина магнитострикции парапроцесса аустенита в сплавах железа вблизи T_M может служить критерием эффективности применения сильных импульсных магнитных полей для получения дополнительного количества мартенсита.

Все выше изложенное явилось причиной исследования таких вопросов как: теоретическое исследование механизма магнитоупругого взаимодействия фаз гетерогенной системы при наложении внешнего магнитного поля; изучение аномальных явлений магнитострикции в гетерогенных системах моделированных образцов; экспериментальное исследование магнитострикционных свойств специальных сталей (мартенситного, феррито-аустенитного и аустенитного классов) в зависимости от количества α -фазы, термообработки, структуры, механических свойств, анизотропии и легирующих элементов, а также исследование фазовых превращений в сильных импульсных магнитных полях и их влияние на магнитострикцию.

1 АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ МАГНИТОСТРИКЦИИ МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА

Магнитострикция металлов группы железа является актуальным вопросом при изучении тех явлений и процессов, которые возникают в телах находящихся в ферромагнитном состоянии при воздействии на них внешних электромагнитных полей, температуры и механических напряжений.

Критерий ферромагнетизма $3d$ – металлов рассмотрен в работе [28] в коллективизированная модель ферромагнетизма развивалась в работе Слетера, Стокера и Мотта [29]. Простейший вариант стонеровской модели коллективизированных электронов в металле – необходимое условие существования ферромагнетизма в идеальном Ферми-газе. Недостатком этой простейшей модели является то, что в ней учитывается только один тип элементарных возбуждений – переходы электронов на более высокие энергетические уровни – и совершенно не рассматриваются низкоэнергетические элементарные возбуждения – спиновые волны.

В зонной модели для реализации ферромагнетизма необходимо выполнение двух условий:

- существование большой отрицательной обменной энергии;
- наличие высоких плотностей состояния у поверхности Ферми, чего следует ожидать, когда уровень Ферми лежит в узкой d – полосе.

В числе механизмов, благоприятствующих ферромагнетизму, рассматривают следующие процессы:

- внутриатомный обмен в одной зоне;
- междуатомный обмен в одной зоне;
- внутриатомный обмен между зонами или хундовская связь;
- междуатомный обмен между зонами.

В связи с разнообразием этих механизмов возникают существенные трудности в построении обменного потенциала в зонной теории.

Существуют две точки зрения на причину ферромагнетизма в d – металлах. Первая состоит в том, что эффективная энергия не столь велика, чтобы помешать двум электронам или дыркам попасть в один и тот же атом (узел решетки) и за счет внутриатомной (хундовской) обменной связи создать нескомпенсированный магнитный момент. Согласно второй точке зрения причина ферромагнетизма заключается в существовании большой энергии отталкивания для электронов с антипараллельными спинами.

Джоулем впервые в железе было обнаружено явление магнитострикции, которое состоит в изменении формы и размеров тел под влиянием намагничивания [30].

Джоуль заметил, что железный образец при внесении в магнитное поле меняет форму, удлиняясь по одному направлению относительно поля и укорачиваясь по другому.

В широком смысле слова термин магнитострикция используется для описания любого изменения размера вещества, связанного с его магнитным состоянием [31]. Магнитострикция – одно из сложнейших явлений в теории ферромагнетизма. Она проявляется в ферромагнитных телах в области технического намагничивания (спонтанная магнитострикция), а также в области паропроцесса (истинная или вынужденная магнитострикция).

Спонтанная магнитострикция не является единственным магнитострикционным эффектом, связанным с ферромагнитным состоянием вещества. При достижении магнитного насыщения в ферромагнетике дальнейший рост приложенного поля вызывает небольшое увеличение намагнитченности насыщения. Это сопровождается изменением размера тела, пропорционально полю.

Изменение размера тела называют "вынужденной" или истинной магнитострикцией [32]. Если слабое магнитное поле приложено к размагнитченному образцу ферромагнетика, то процесс намагничивания состоит в смещении 180-градусных границ доменов. Этот процесс приводит к изменению направления векторов намагнитченности в доменах и не влияет на магнитострикцию. Магнитострикция зависит от четных степеней направляющих косинусов намагнитченности, поэтому в начальной стадии не наблюдается магнитострикционных деформаций.

При увеличении напряженности магнитного поля происходит смещение 90-градусных границ между доменами, которые дают основной вклад в магнитострикцию. За процессами смещения начинаются процессы вращения намагнитченности в доменах.

Кроме спонтанной и истинной магнитострикции существует еще вид магнитострикции под названием "эффекта формы", который определяется разностью деформаций образцов из одного и того же материала, но различной формы.

"Эффект формы" обусловлен магнитным взаимодействием между магнитными диполями, что приводит к магнитострикционным деформациям, а поскольку взаимодействие является дальнедействующим, то оно зависит от внешней формы образца.

В соответствии с принципом Ле-Шателье о противодействии системы действию внешних факторов, стремящихся изменить ее состояние, механическая деформация ферромагнитных тел, приводящая к изменению их формы и размера, должна оказывать влияние на намагничивание этих тел [33].

Именно, если при намагничивании тело испытывает в данном направлении сокращение своих размеров, то приложение в этом направлении напряжений сжатия способствует намагничиванию, приложение напряжений растяжения затрудняет намагничивание. Изменение магнитных свойств ферромагнитных тел при деформации называют магнитоупругим эффектом. Ряд ферромагнитных материалов является настолько чувствительным к внутренним напряжениям, возникающим при деформировании,

что это свойство используется в тензометрических целях для измерения деформаций и напряжений [34].

Количественно магнитострикция определяется физической величиной, получившей название константы магнитострикции λ , которая является относительным удлинением образца $\lambda = \left(\frac{\Delta l}{l} \right)$ под действием магнитного поля.

Константа магнитострикции не является постоянной величиной для данного ферромагнетика, она изменяется и меняет знак с изменением напряженности намагничивающего поля [35].

Механизм процесса намагничивания ферромагнетиков является сложным процессом вследствие анизотропии магнитных свойств ферромагнитных кристаллов. Наиболее важной закономерностью, установленной теоретически, несомненно, является зависимость между магнитострикцией и поведением металла или сплава под действием упругих напряжений. Эта зависимость гласит, что у материалов с положительной магнитострикцией под действием упругих растягивающих напряжений намагничивание увеличивается, а под действием сжимающих напряжений уменьшается. У материалов с отрицательной магнитострикцией намагничивание при растяжении уменьшается, а при сжатии увеличивается.

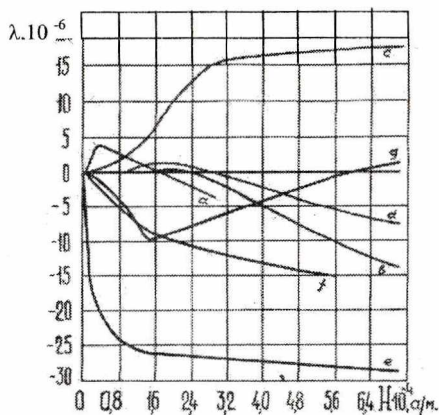


Рис. 1. Кривые магнитострикции в зависимости от поля:
a — поликристаллическое *Fe*; *b* — монокристаллическое *Fe* [111];
c — монокристаллическое *Fe* [100]; *d* — монокристаллическое *Fe* [110];
e — поликристаллический *Ni*; *f* — поликристаллический *Co* отожженный;
g — поликристаллический *Co* литой

Основное подтверждение этой закономерности находим в поведении трех ферромагнитных металлов: железа, никеля и кобальта. Магнитострикция этих металлов в зависимости от внешнего поля представлена на рис. 1 [36]. Как видно из этого рисунка, изменение магнитострикции для каждого металла имеет свой характер. В кристаллах ферромагнетика существуют кристаллографические направления легкого и трудного намагничивания, рис. 2. [37].

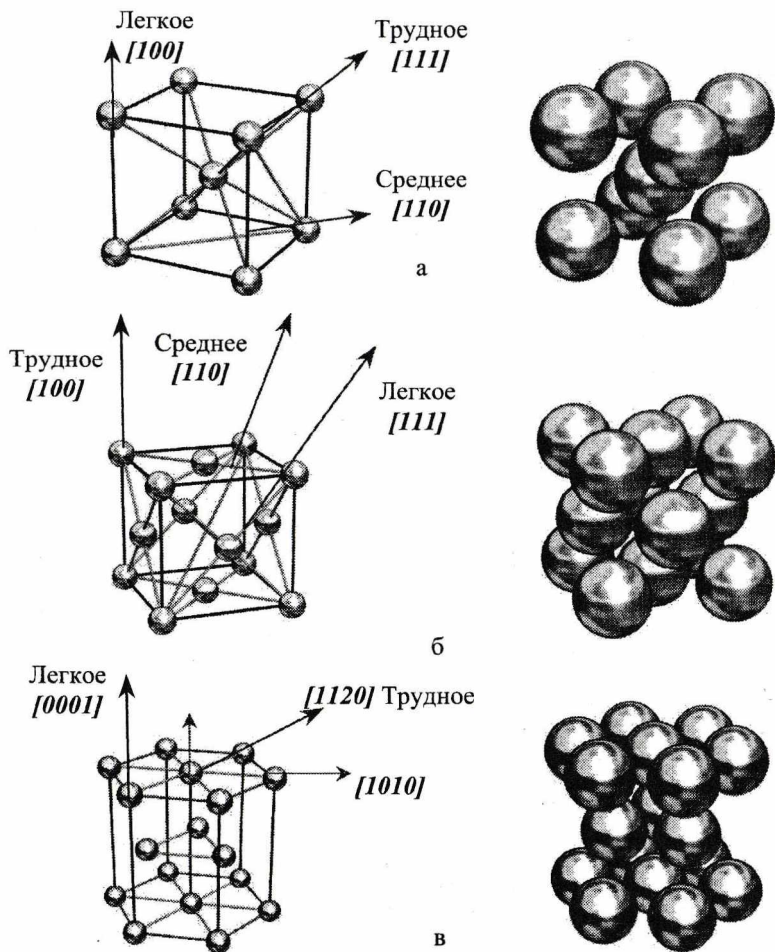


Рис. 2. Кристаллические решетки металлов:
 а) кубическая объемно-центрированная решетка железа;
 б) кубическая гранецентрированная решетка никеля;
 в) гексагональная решетка кобальта.

Для намагничивания монокристаллического образца до насыщения вдоль одной из осей легкого намагничивания нужно затратить меньшую энергию, чем для такого же намагничивания вдоль оси трудного намагничивания.

Направлением легкого намагничивания в кристалле железа (для α – железа – объемно-центрированная кубическая решетка) является направление, совпадающее с ребром куба [100].

Направление пространственной диагонали куба [111] в кристалле железа является направлением трудного намагничивания. Направление [110] – диагональ грани куба – соответствует направлению среднего намагничивания [38].

В кристалле железа в направлении ребра куба магнитострикция положительна (удлинение), а вдоль пространственной диагонали куба – отрицательна (сжатие).

В соответствии с этим возникает связь между механическими и магнитными свойствами ферромагнетиков.

В материалах с положительной магнитострикцией возникают растягивающие напряжения с преимущественной ориентировкой в направлении растягивающей силы и сжимающие напряжения с преимущественной ориентировкой перпендикулярно сжимающему усилию. Обратное происходит в материалах с отрицательной магнитострикцией. Это вытекает из того, что напряжения совершают ту самую работу, которая в противном случае должна быть затрачена внешним магнитным полем в процессе намагничивания. Это имеет значение и в случае термообработки ферромагнитных материалов в магнитном поле.

В процессе технического намагничивания и при образовании доменной структуры необходимо учитывать следующие виды энергии [28]:

- энергию обменного взаимодействия;
- энергию магнитной кристаллографической анизотропии;
- магнитоупругую энергию;
- магнитостатическую энергию.

Энергии убывают в порядке перечисления: обменная, магнитостатическая, кристаллическая и магнитоупругая. Однако это не более чем оценка, причем для одного конкретного материала.

Исходя из модели Н.С. Акулова [39] формула для расчета значения линейной магнитострикции насыщения в поликристаллическом никеле по различным направлениям имеет следующий вид:

$$\lambda_S = \frac{2}{3}\lambda_{[100]} \cdot \cos^2 \theta - \frac{1}{2}\lambda_{[100]}, \quad (1.1)$$

где θ – угол между направлением магнитного поля и направлением измерения магнитострикции.

Рассмотрим случай, когда направление измерения магнитострикции совпадает с направлением вектора \vec{H} для монокристалла никеля [40].

$$\lambda_{[100]} = -52 \cdot 10^{-6} \text{ и } \lambda_{[111]} = -33 \cdot 10^{-6}.$$

При $\theta = 0$ и $\theta = 90^\circ$ имеем:

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\parallel} = \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{[100]} \text{ и } \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\perp} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{[100]}$$

их отношение равно:

$$\frac{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\parallel}}{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\perp}} = -2. \quad (1.2)$$

Это соотношение выражает собой частный случай так называемого второго правила четных эффектов. Четными магнитными эффектами называются явления, которые не изменяют своей величины и знака при изменении направления магнитного поля на прямо противоположное.

Правило четных эффектов гласит, что продольная магнитострикция в два раза больше, чем поперечная, и имеет другой знак.

Для поликристаллического никеля указанное правило хорошо выполняется. Соотношение (1.2) для никеля указывает на то, что в нем магнитострикция за счет магнитных сил происходит почти без изменения объема, так как магнитострикция в продольном поле почти полностью компенсируется поперечными изменениями размеров образца.

В других ферромагнитных материалах это соотношение часто не выполняется из-за наличия больших объемных эффектов [41].

В общем случае, когда изменение намагниченности происходит одновременно путем смещения границ и вращения, то по предполагаемой обратимости этих процессов, можно рассчитать магнитное состояние кристалла в заданном внешнем поле, исходя из вариационного принципа [42]:

$$\sigma \cdot \Phi_G = 0, \quad (1.2 \text{ а})$$

где σ – напряжение;

Φ_G – термодинамический потенциал кристалла.

Первое систематическое исследование магнитострикции монокристаллов опубликовал Вебстер [47].

Научный и практический интерес представляют сплавы основных ферромагнитных элементов: железа, никеля и кобальта, которые образуют между собой области твердых растворов. Исследование магнитострикции сплавов этой системы проведено в сравнительно узком диапазоне составов [48–50], более широко исследовано явление магнитострикции двойных систем *Fe-Ni*; *Fe-Co*; *Ni-Co* в [51–53].

К наиболее полным исследованиям магнитострикционных свойств систем *Fe-Ni* принадлежат труды Дэвиса и Феребье [54]. Для тройных систем *Fe-Ni-Co* исследования магнитострикции были проведены Дином [55], Луверсом [56], Сиротой [57].

В работах Акулова, Беккера и Пауэлла была развита классическая феноменологическая теория магнитострикции [39, 58, 59]. Так как магнитострикция есть непосредственный результат проявления энергии взаимодействия в ферромагнетике, то в ферромагнитных металлах возможны два вида магнитострикции, обусловленные обменными и магнитными силами в решетке. В области процессов смещения и вращения за магнитостриксию в основном ответственны магнитные силы. Здесь магнитострикция зависит от ориентации результирующего вектора самопроизвольной намагниченности по отношению к кристаллографическим осям.

Линейная магнитострикция кристаллов кубической системы при магнитном насыщении описывается формулой [39]:

$$\lambda = a_0 + \frac{3}{2} \cdot \lambda_{S[100]} \cdot \sum_{i=1,2,3} (\alpha_i^2 \cdot \beta_i - \frac{1}{3}) + 3 \cdot \lambda_{S[111]} \cdot \sum_{i \neq j} \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot \beta_i \cdot \beta_j, \quad (1.3)$$

где α_i и α_j – направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности по отношению к тетрагональным осям кристалла;

β_i и β_j – направляющие косинусы, в направлении которых изменяется магнитострикция λ_s относительно ребер куба;

a_0 – постоянная;

$\lambda_{S[100]}$ и $\lambda_{S[111]}$ – значения магнитострикции насыщения, измеренные соответственно в направлении ребра и диагонали куба кристаллической решетки.

Используя формулу (1.3) и зная константы $\lambda_{S[100]}$ и $\lambda_{S[111]}$ можно рассчитать магнитостриксию насыщения по любому направлению в кристалле.

где θ – угол между направлением магнитного поля и направлением измерения магнитострикции.

Рассмотрим случай, когда направление измерения магнитострикции совпадает с направлением вектора \overline{H} для монокристалла никеля [40].

$$\lambda_{I100J} = -52 \cdot 10^{-6} \text{ и } \lambda_{I111J} = -33 \cdot 10^{-6}.$$

При $\theta = 0$ и $\theta = 90^\circ$ имеем:

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\parallel} = \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{[100]} \text{ и } \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\perp} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{[100]}$$

их отношение равно:

$$\frac{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\parallel}}{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\perp}} = -2. \quad (1.2)$$

Это соотношение выражает собой частный случай так называемого второго правила четных эффектов. Четными магнитными эффектами называются явления, которые не изменяют своей величины и знака при изменении направления магнитного поля на прямо противоположное.

Правило четных эффектов гласит, что продольная магнитострикция в два раза больше, чем поперечная, и имеет другой знак.

Для поликристаллического никеля указанное правило хорошо выполняется. Соотношение (1.2) для никеля указывает на то, что в нем магнитострикция за счет магнитных сил происходит почти без изменения объема, так как магнитострикция в продольном поле почти полностью компенсируется поперечными изменениями размеров образца.

В других ферромагнитных материалах это соотношение часто не выполняется из-за наличия больших объемных эффектов [41].

В общем случае, когда изменение намагниченности происходит одновременно путем смещения границ и вращения, то по предполагаемой обратимости этих процессов, можно рассчитать магнитное состояние кристалла в заданном внешнем поле, исходя из вариационного принципа [42]:

$$\sigma \cdot \Phi_G = 0, \quad (1.2 \text{ а})$$

где σ – напряжение;

Φ_G – термодинамический потенциал кристалла.

Первое систематическое исследование магнитострикции монокристаллов опубликовал Вебстер [47].

Научный и практический интерес представляют сплавы основных ферромагнитных элементов: железа, никеля и кобальта, которые образуют между собой области твердых растворов. Исследование магнитострикции сплавов этой системы проведено в сравнительно узком диапазоне составов [48–50], более широко исследовано явление магнитострикции двойных систем $Fe-Ni$; $Fe-Co$; $Ni-Co$ в [51–53].

К наиболее полным исследованиям магнитострикционных свойств систем $Fe-Ni$ принадлежат труды Дэвиса и Феребье [54]. Для тройных систем $Fe-Ni-Co$ исследования магнитострикции были проведены Дином [55], Ауверсом [56], Сиротой [57].

В работах Акулова, Беккера и Пауэлла была развита классическая феноменологическая теория магнитострикции [39, 58, 59]. Так как магнитострикция есть непосредственный результат проявления энергии взаимодействия в ферромагнетике, то в ферромагнитных металлах возможны два вида магнитострикции, обусловленные обменными и магнитными силами в решетке. В области процессов смещения и вращения за магнитостриксию в основном ответственны магнитные силы. Здесь магнитострикция зависит от ориентации результирующего вектора самопроизвольной намагниченности по отношению к кристаллографическим осям.

Линейная магнитострикция кристаллов кубической системы при магнитном насыщении описывается формулой [39]:

$$\lambda = a_0 + \frac{3}{2} \cdot \lambda_{S[100]} \cdot \sum_{i=1,2,3} (\alpha_i^2 \cdot \beta_i - \frac{1}{3}) + 3 \cdot \lambda_{S[111]} \cdot \sum_{i \neq j} \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot \beta_i \cdot \beta_j, \quad (1.3)$$

где α_i и α_j – направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности по отношению к тетрагональным осям кристалла;

β_i и β_j – направляющие косинусы, в направлении которых изменяется магнитострикция λ_s относительно ребер куба;

a_0 – постоянная;

$\lambda_{S[100]}$ и $\lambda_{S[111]}$ – значения магнитострикции насыщения, измеренные соответственно в направлении ребра и диагонали куба кристаллической решетки.

Используя формулу (1.3) и зная константы $\lambda_{S[100]}$ и $\lambda_{S[111]}$ можно рассчитать магнитостриксию насыщения по любому направлению в кристалле.

В теории магнитострикции Кнеллера [60] принимаются следующие энергии взаимодействия:

- энергия твердого намагниченного тела;
- энергия упругого ненамагниченного тела;
- энергия обменного взаимодействия.

Теория магнитострикции Брауна [61] начинается с выражения свободной энергии. Свободная энергия включает в себя обменную энергию взаимодействия, энергию анизотропии и магнитостатическую энергию. Она пренебрегает влиянием напряжений на магнитостатическую и обменную энергию. Принимает приближения и большинство концепций теории линейной упругости, включая понятие, что напряженности образуют симметричный тензор.

Теория магнитострикции Кнеллера, Брауна и известная модель Нелея [62] могут быть отнесены к микроскопическим моделям в классическом представлении, которые дают возможность описать механизм данного явления и его существенные особенности.

С.В. Вонсовский предложил квантово-механическую теорию магнитострикции [63]. Вонсовский исходил из оператора магнитной анизотропии, рассматривал взаимодействие магнитных спиновых моментов в кубической решетке с квантово-механической точки зрения и пришел к квадратичной зависимости a_1 и a_2 от I_s , где a_1 и a_2 – константы анизотропии магнитострикции, а I_s – намагниченность. При этом численные значения a_1 и a_2 не полностью согласуются с опытом. Для лучшего согласования теоретических величин a_1 и a_2 с опытом Вонсовский предлагает, что необходимо также учитывать магнитное взаимодействие между спиновыми и орбитальными магнитными моментами в решетке.

В работах [64,65] были предприняты попытки построения квантовой теории магнитострикции. Эти исследования были обобщены в работах [66-68], что привело к созданию квантовомеханической теории магнитострикции [69]. В настоящее время строгую квантовомеханическую теорию можно построить только вблизи абсолютного нуля температуры.

О возможности источника магнитострикции как анизотропного обменного взаимодействия писал Ван Флек [70]. Анизотропное обменное взаимодействие играет важную роль в магнитных материалах, если величина спина элементарного магнитного момента мала. Считается, что спин-орбитальное и обменное взаимодействие вносит основной вклад в механизм магнитострикции.

Для кремнистого железа ряд авторов [71,72] рассматривает кривые магнитострикции на основе простой модели доменной структуры и модели статистических доменов [73]. В моделях [74,75] магнитное состояние объясняется через термодинамическое вероятное распределение N статистиче-

ских доменов по шести направлениям легчайшего намагничивания для железа.

Отрицательный участок на кривой зависимости магнитострикции от поля авторы [71,72] связывают с особенностями перестройки доменной структуры при намагничивании. Для кобальта [76], имеющего гексагональную решетку, магнитострикция для различных направлений меняется от $-100 \cdot 10^{-6}$ до $+150 \cdot 10^{-6}$. Кобальт имеет одну ось легкого намагничивания [77], совпадающую с осью призмы. На основании сказанного становится понятным поведение литого и отожженного кобальта под действием упругих напряжений или деформаций.

Магнитострикционные деформации, вызываемые обменными и магнитными силами, проявляются не только при помещении ферромагнетика в магнитное поле, но также при нагревании его (самопроизвольная деформация решетки). Из модельных [2,78] и термодинамических [79] рассуждений следует, что величина этой деформации пропорциональна квадрату намагниченности насыщения. На основе закона анизотропии можно оценить величину магнитострикции насыщения поликристалла, который представляет собой совокупность монокристаллов, распределенных равномерно по всему объему. Тогда проводится усреднение формулы (3) с учетом различных ориентаций отдельных монокристаллов по отношению к направлению вектора самопроизвольного намагничивания и направлению изменения магнитострикции.

По Неелю [80], Лаутону и Стьюарту [81] магнитные домены с одинаковым направлением намагниченности объединяют в одну общую фазу.

В идеальных магнито-многоосных монокристаллах, например, в железе и никеле изменение намагниченности на крутом участке кривой намагничивания происходит только за счет смещения границ в очень малом внутреннем поле.

В магнито-одноосных монокристаллах, например, в кобальте, напротив заметную роль играют процессы вращения. Область смещения и вращения, соответствующая намагничиванию, изучалась больше всего на продольной магнитострикции. Было установлено, что продольная магнитострикция при намагничивании имеет различные знаки в зависимости от напряженности магнитного поля. В области слабых полей, где основную роль играют процессы смещения границ между областями самопроизвольной намагниченности, расчет кривых магнитострикции представляет большие трудности. Акулов [82] и Гайзенберг [83] разработали схему статистического расчета областей самопроизвольной намагниченности и применили ее к расчету кривых магнитострикции. Этот метод был развит Кондорским [84] с учетом упругих напряжений и экспериментально подтвержден Джиренчином [85]. Владимирский [86] применил статистический метод и разработал более точный математический метод для расчета кривых магнитострикции поликристаллов.

В области больших полей, когда становится заметной истинная намагниченность (парапроцесс), возникает истинная магнитострикция, обусловленная тем, что под влиянием внешнего магнитного поля элементарные магнитные моменты ориентируются параллельно. Это изменяет условия равновесия между узлами кристаллической решетки и приводит к магнитострикционному изменению длины образцов. Разность продольной и поперечной магнитострикции, теоретически вычисленная по формуле Акулова для монокристалла никеля, совпадает с экспериментальными данными Машьямы [87]. Аналогичные сравнения были проведены для монокристаллов железа Титовым [88].

Для магнитострикции ферромагнетиков имеет место и явление гистерезиса, которое было обнаружено Розингом и Нагооки [89,90].

Константы магнитострикции согласно классическому расчету [39] должны зависеть от температуры так же, как I_S^2 . Эксперименты, проведенные Кайя и Такаки [91] и Дьяковым [92], не подтверждают такой простой зависимости, а эксперимент, приведенный Вонсовским [63] с применением квантового расчета, дает более сложную температурную зависимость $\lambda_S(T)$. Эта теория позволяет получить зависимость констант λ_S от состава и степени порядка сплава. В первом приближении получается квадратичная зависимость от концентрации компонент.

Экспериментально исследована зависимость констант магнитострикции от степени порядка в бинарных ферромагнитных сплавах системы железо-кобальт Гольдманом и Смолуховским [93], которые делают попытку дать классическую теорию наблюдаемого эффекта. Больших значений достигает магнитострикция насыщения для сплава 54 % Pt и 46 % Fe. Эти исследования были проведены Акуловым, Беловым, и Ализаде [46]. Шур и Хохлов [94] подчеркнули важность исследования кривых магнитострикции для определения магнитной текстуры ферромагнитных материалов.

Следует отметить, что расчет кривых магнитострикции представляет еще большие трудности, чем кривых намагничивания, хотя бы по той причине, что и насыщение этих кривых также зависит от магнитострикции насыщения, которая является структурно чувствительной величиной.

В ферромагнетиках, кроме линейной магнитострикции, возникает также объемная магнитострикция. Вследствие малости эффекта и трудности проведения эксперимента объемная магнитострикция изучена более слабо, чем линейная магнитострикция.

Особый интерес представляет изучение объемной магнитострикции за счет парапроцесса или истинного намагничивания (подавление спиновых волн магнитным полем), поскольку в данном случае открывается возможность исследования обменного взаимодействия в магнитном кристалле.

В работе Белова [49] объемная магнитострикция возникает за счет следующих двух причин:

- влияние размагничивающего фактора;
- изменение объема при повороте вектора намагниченности в кристаллической решетке.

Первое вызвано влиянием внешнего магнитного поля, и эта магнитострикция может быть определена с помощью тензора напряжений. Объемная магнитострикция, возникающая при повороте вектора, обусловлена теми же силами, что и линейная магнитострикция в ферромагнетике.

Симоненко [95] вычислил ее путем учета дополнительных членов четвертого порядка для анизотропии. Это явление подробно описал Вольфовский [41], который указал, что объемной магнитострикции за счет ориентации J_s соответствует термодинамически обратный эффект – изменение магнитной кристаллографической анизотропии при всестороннем сжатии или растяжении. Беккер указал на сложный ход кривой объемной магнитострикции для всех участков кривой намагничивания [58].

В ряде ферромагнитных сплавов существует истинная магнитострикция парапроцесса, которая имеет аномально большое значение даже при низких температурах вдали от точки Кюри. Явление смещения точки Кюри, а также зависимость намагниченности насыщения от деформаций, связаны с существованием истинной магнитострикции парапроцесса. Следовательно, необходимо различать температурную зависимость линейной магнитострикции (обусловленной процессами смещения и вращения) и температурную зависимость магнитострикции парапроцесса. Первая с возрастанием температуры обычно уменьшается по величине, тогда как вторая, наоборот, достигает максимума в точке Кюри. Изменения, проходящие в характере кривых магнитострикции парапроцесса с повышением температуры, могут быть понятны, если ее рассматривать в функции намагниченности. Это дает возможность проверить теорию магнитострикции в широкой области температур.

Хондой и Шимицу [96] была исследована температурная зависимость магнитострикции для поликристаллов железа, никеля и кобальта вплоть до точки Кюри.

Установлено, что магнитострикция насыщения для указанных ферромагнитных металлов идет к нулю при приближении к точке Кюри. Более тщательные измерения температурной зависимости магнитострикции поликристаллического никеля выполнили Доринг [44] и Киркгам [97], а для монокристаллов и поликристаллов железа – Такаки [98]. Из проведенных авторами исследований можно сказать, что насыщение магнитострикции с ростом температуры достигается в слабых полях. При повышении температуры в слабых полях достигается и магнитное насыщение, благодаря уменьшению магнитной анизотропии. Вблизи точки Кюри проведены исследования констант магнитострикции в зависимости от температуры [44, 97]. В точке Кюри измерения связаны с трудностями, так как в этой области температур заметным становится истинное намагничивание, вызываю-

шее истинную магнитострикцию. Здесь же проявляется и магнитокалорический эффект, вызывающий нагревание и приводящий к дополнительному расширению.

Доринг и Киркгам [44,97] разделили оба эти эффекта и получили температурный ход спонтанной магнитострикции в непосредственной близости от точки Кюри.

Истинная линейная магнитострикция для никеля положительна и растет линейно с полем. Доринг и Киркгам получили спонтанную магнитострикцию путем экстраполяции прямых для $H = 0$.

Исследование зависимости магнитострикции от температуры, проведенное Дорингом, показывает уменьшение λ_S при 395°C , примерно на 50°C выше точки Кюри. Повышение температуры вблизи точки Кюри, Доринг связывает с влиянием упругих напряжений на намагниченность, обнаруженных Шарфом [99] в переходной области.

Теоретически вопрос о влиянии упругих напряжений на магнитострикцию детально исследовано Хондой и Шимицу [96], Введенским и Симоновым [103], Кирхнером [104]. При изучении пластических деформаций, по данным Дитча [105], при больших деформациях магнитострикция падает. При слабых деформациях магнитострикция смещается в сторону больших полей, а при сильных деформациях возвращается в область слабых полей. Изменение намагничивания переходит через нуль в так называемой точке Виллари [106].

В этой точке магнитострикция меняет знак под действием упругих напряжений при намагничивании ферромагнетика. Величина и ход кривых магнитострикции очень чувствительны к чистоте материала.

Исследование Шульца [107] показали, что с повышением степени чистоты материала абсолютная величина магнитострикции растет.

Исследование намагниченности сплошных ферромагнетиков показывает, что одной из особенностей ферромагнетизма является спонтанная намагниченность, сопровождаемая искажением кристаллической решетки, которая зависит от направления и величины намагниченности. Это искажение решетки (сдвиг или растяжение) при намагничивании и связано с явлением магнитострикции.

Данный обзор показывает, что теоретические и экспериментальные и исследования магнитострикции металлов группы железа дают удовлетворительную теорию магнитострикции в области низких температур, точки Кюри и технического насыщения. Менее изучена магнитострикция в области технического намагничивания от количества α -фазы, термообработки, легирующих элементов, структуры, анизотропии и механических свойств специальных сталей.

2 ТЕОРИЯ МАГНИТОСТРИКЦИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ СТРУКТУР

Цель теоретических исследований – изучение механизма взаимодействия ферромагнитных частиц в гетерогенных структурах.

Исследования позволяют разработать материалы с заданными электрофизическими и магнитными свойствами.

2.1 Магнитострикция гетерогенных структур

Предположим, что ферромагнитные частицы равномерно распределены в немагнитной или слабо магнитной матрице. При внесении такой системы в магнитное поле размеры системы будут изменяться. В сплошном ферромагнетике явление изменения размеров образца в магнитном поле называется эффектом Джоуля или магнитострикцией Джоуля [30]. В системе с дискретно распределенными ферромагнитными частицами, кроме указанного эффекта имеют место и другие эффекты. При наличии магнитного поля частицы намагничиваются и приобретают магнитные моменты μ_i , которые обусловлены наличием магнитных зарядов частиц. Под действием магнитного поля ферромагнетик изменяет свои размеры (деформируется). Для того, чтобы описать деформацию сплошной среды, необходимо рассмотреть отдельную частицу вместе с некоторой бесконечно малой ее окрестностью. Деформацию тела вблизи данной частицы разложим на составляющие движения:

1. Поступательное перемещение частицы вместе с окрестностью из точки \bar{r} в \bar{r}' точку;
2. Поворот окрестности как твердого тела вокруг некоторой оси, проходящей через частицу, то есть через точку \bar{r}' ;
3. Перемещение одних частиц окрестности относительно других, при котором изменяется расстояние между частицами при деформации [108].

Рассмотрим уравнение равновесия сплошной среды. Выделим объем v и частицу с объемом v_i . Применим к этому объему условия деформации тела вблизи данной частицы и условия равновесия сплошной среды, а именно:

1. Главный вектор всех сил, приложенных к частицам объема, включая и силы инерции, равен нулю;
2. Главный момент относительно какой-либо точки всех сил, приложенных к частицам объема, включая и силы инерции, равен нулю.

Если через ρ обозначить плотность, \bar{F} – заданную внешнюю силу, приходящуюся на единицу массы, \bar{P}_n – напряжения на площадку с нормалью \bar{n} , Π – тензор напряжения (рис. 3), то указанные условия сводятся к следующим двум уравнениям: