

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Иркутский государственный университет»
Физический факультет

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Учебное пособие



УДК 537.6(075.8)

ББК 22.334я73

М12

*Печатается по решению учебно-методической комиссии
физического факультета ИГУ*

**Издание выходит в рамках
Программы стратегического развития ФГБОУ ВПО «ИГУ»
на 2012–2016 гг., проект Р132-0У-002**

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, проф. *Е. А. Раджабов*
канд. физ.-мат. наук, доц. *А. Ю. Моховиков*

М12 Магнитные свойства твердых тел : учеб. пособие /
А. А. Гаврилюк, А. В. Семиров, Н. В. Морозова, Е. А. Го-
лыгин. – Иркутск : Изд-во ИГУ, 2014. – 163 с.
ISBN 978-5-9624-1105-7

*В учебном пособии изложены современные представления о
природе магнетизма твердых тел. Обсуждаются механизмы
процесса перемагничивания ферромагнетиков, их магнитоупругие,
гальваномагнитные и магнитоимпедансные свойства. Рассмот-
рены методы изучения магнитных характеристик твердых тел.*

*Рекомендуется для бакалавров, магистрантов и аспирантов
физических факультетов университетов, специализирующихся в
области физики конденсированного состояния вещества, физики
магнитных явлений, а также для студентов направления подго-
товки 210100 «Электроника и нанoeлектроника» и других смеж-
ных направлений.*

УДК 537.6(075.8)

ББК 22.334я73

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
Часть 1. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДИА- И ПАРАМАГНЕТИКОВ.....	7
1.1. Магнитные свойства атомов.....	7
1.2. Орбитальный диамагнетизм.....	14
1.3. Парамагнетизм атомов.....	17
1.4. Свойства электронов проводимости в металлах.....	20
1.4.1. Парамагнетизм Паули.....	21
1.4.2. Диамагнетизм Ландау.....	23
<i>Контрольные вопросы и задания.....</i>	<i>26</i>
Часть 2. МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ.....	27
2.1. Магнитные свойства атомов переходных элементов.....	27
2.2. Модель самосогласованного поля Кюри – Вейсса.....	28
2.3. Обменное взаимодействие.....	32
2.4. Ферромагнетизм в системе электронов проводимости.....	36
2.5. Спиновые волны.....	37
2.6. Намагниченность ферромагнетика при низких температурах.....	43
2.7. Виды магнитоупорядоченных веществ.....	45
<i>Контрольные вопросы и задания.....</i>	<i>48</i>
Часть 3. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ.....	49
3.1. Основные свойства ферромагнетиков.....	49
3.2. Магнитная анизотропия.....	51
3.3. Доменная структура ферромагнетиков.....	54
3.4. Доменные границы в ферромагнетиках.....	56
3.5. Тонкая структура магнитных доменов.....	64
3.6. «Закритическое» состояние.....	65
3.7. Процессы намагничивания.....	67

3.8. Параметры равновесной доменной структуры ферромагнетика	74
3.9. Влияние внешнего магнитного поля на ширину доменов	78
3.10. Модель однородного вращения намагниченности Стонера – Вольфарта.....	80
3.11. Магнитоупругие свойства ферромагнетика	83
3.12. Связь между параметрами доменной структуры и магнитоупругими свойствами ферромагнетика	85
3.13. Зависимость величины ΔE -эффекта от угла между направлением оси легкого намагничивания ферромагнетика и внешним магнитным полем	89
3.14. Влияние механических напряжений на магнитные свойства ферромагнетиков	92
3.15. Гальваномагнитные эффекты	97
3.16. Эффект магнитоимпеданса	99
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	107

Часть 4. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ	108
4.1. Методы наблюдения магнитной доменной структуры ферромагнетиков	108
4.1.1. Метод порошковых фигур.....	108
4.1.2. Магнитооптические методы	109
4.1.3. Электронно-оптический метод	112
4.2. Исследование быстропротекающих процессов перемагничивания	118
4.3. Определение основных магнитных параметров ферромагнетиков из кривых циклического перемагничивания	121
4.4. Исследования магнитоупругих характеристик ферромагнетика методом резонанса-антирезонанса ..	127
4.5. Измерение параметров ферромагнитных образцов гальваномагнитным методом.....	132
4.6. Изучение динамики движения доменных границ методом Сикстуса – Тонкса	138
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	140

Часть 5. ЛАБОРАТОРНЫЕ УСТАНОВКИ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ	141
5.1. Определение динамических магнитных характеристик аморфных металлических сплавов индукционным методом	141
5.2. Определение температурных зависимостей динамических магнитных характеристик ферромагнитных материалов	144
5.3. Установка по измерению магнитоупругих параметров магнитострикционных ферромагнетиков	147
5.4. Установка для проведения термомагнитной обработки аморфных металлических лент и проволок	151
5.5. Установка для исследования скорости движения доменных границ ферромагнетиков методом Сикстуса – Тонкса	153
5.6. Автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии магнитомягких материалов	156
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	161
СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	162

ВВЕДЕНИЕ

Физика магнитных явлений является одной из самых быстроразвивающихся областей физики конденсированного состояния вещества. Это обусловлено как огромной практической значимостью проводимых в этой области исследований, так и необходимостью решения целого ряда фундаментальных проблем, связанных с магнитными свойствами твердых тел. Начиная с первой четверти XX столетия активное развитие получила квантовая теория магнетизма. В 50–60-х гг. в связи с интенсивным развитием вычислительной техники большое значение приобрели исследования магнитных свойств тонких ферромагнитных пленок, которые предполагалось использовать в качестве элементов запоминающих устройств и тонкопленочных головок для считывания магнитной записи. 70-е и 80-е гг. характеризовались развитием исследований магнитных свойств атомно неупорядоченных твердых тел, среди которых особое место занимали уникальные объекты с конкурирующим обменным взаимодействием – спиновые стекла. К основным открытиям в области физики магнитных явлений в 90-х гг. можно отнести эффект гигантского магнитосопротивления в многослойных тонкопленочных структурах и эффект гигантского магнитоимпеданса в аморфных и нанокристаллических материалах. В настоящее время наибольшее развитие получили направления исследования, связанные с изучением магнитных свойств наноструктурированных материалов и магнитоэлектрических свойств сложных многокомпонентных структур (мультиферроиков), а также с изучением вопроса о высокоплотной записи информации на магнитных носителях. Поэтому можно с уверенностью прогнозировать дальнейший стремительный рост интереса ученых к магнитным свойствам различных твердотельных структур.

Основной целью данного учебного пособия являлось изложение современных представлений физики магнитоупорядоченных веществ. Особое внимание при этом уделено вопросам, связанным с процессами формирования и изменения доменной структуры ферромагнитных материалов, а также магнитоупругим, гальваномагнитным и магнитоимпедансным эффектам. В пособии рассмотрены некоторые современные методы изучения магнитных характеристик твердых тел.

ЧАСТЬ 1. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДИА- И ПАРАМАГНЕТИКОВ

1.1. Магнитные свойства атомов

При описании физических свойств твердых тел выделяют три основных типа магнитных эффектов: диамагнетизм, парамагнетизм и магнетизм, обусловленный квантово-механическим взаимодействием между собой магнитных моментов атомов и электронов. Последний включает в себя ставшие уже классическими явления: ферромагнетизм, антиферромагнетизм, ферри-магнетизм и ряд таких явлений, как метамагнетизм, суперпарамагнетизм, микромагнетизм и др.

Объяснение многообразия магнитных явлений в твердых телах основывается на двух представлениях. Первое состоит в том, что атомы в твердом теле имеют дискретные микроскопические магнитные моменты. Второе представление основано на существовании взаимодействия между микроскопическими магнитными моментами, причем это взаимодействие отличается от взаимодействия обычных магнитных диполей – оно имеет квантово-механическую природу.

Для понимания основных свойств магнитных материалов воспользуемся следующими представлениями.

Элементарным носителем магнетизма является электрон. Рассмотрим пространственное движение электрона вокруг атомного ядра на примере атома водорода. Будем считать для простоты, что движение электрона вокруг протона происходит по круговой орбите. В этом случае движение электрона по орбите можно отождествить с круговым электрическим током.

Величину орбитального магнитного момента электрона μ_e можно представить как

$$\mu_e = iS, \quad (1.1)$$

где i – сила тока, создаваемого движущимся по орбите электроном; S – площадь, охватываемая орбитой электрона. Принимая $i = e/T$, где e – заряд электрона, T – период его обращения по орбите, получим

$$\mu_e = \frac{e}{T} \pi r^2 = \frac{e}{2m_e} r^2 m_e \omega, \quad (1.2)$$

где $\omega = 2\pi/T$ – круговая частота движения электрона по орбите, r – радиус орбиты электрона, m_e – его масса. Величина $m_e r^2 \omega$ есть скалярное значение механического момента количества движения электрона по орбите вокруг атомного ядра \vec{L}_e . Тогда выражение (1.2) запишем в виде:

$$\vec{\mu}_e = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}_e. \quad (1.3)$$

Отношение орбитального магнитного момента электрона к его механическому моменту является постоянной величиной и не зависит ни от частоты вращения электрона вокруг ядра, ни от радиуса его орбиты:

$$\left| \frac{\mu_e}{L_e} \right| = \frac{e}{2m_e}. \quad (1.4)$$

Отношение $g = |\mu_e/L_e|$ называется гироманнитным, а его абсолютная величина равна $1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг. Выражение (1.4) справедливо для всех видов орбит движения электрона вокруг атомного ядра.

Согласно модели Бора, механический момент количества движения электрона в атоме квантуется, т. е. он может принимать только значения, кратные приведенной постоянной Планка – \hbar : $L_e = n \cdot \hbar$. Следовательно, и орбитальный магнитный момент электрона должен принимать только набор дискретных значений, кратных величине $e\hbar/2m_e$. Отношение

$$\mu_o = \frac{e\hbar}{2m_e}, \quad (1.5)$$

равное $9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{ м}^2$, получило название магнетона Бора. Таким образом, орбитальный магнитный момент электрона можно определить как

$$\mu_e = n \mu_{\bar{\sigma}} . \quad (1.6)$$

В квантовой физике при описании свойств электрона, движущегося вокруг ядра атома, используются выражения, согласно которым состояние электрона в атоме определяется четверкой квантовых чисел: n, l, m_l, m_s .

Главное квантовое число n определяет основную часть энергии электрона в атоме и может принимать только целые положительные значения: $n = 1, 2, 3, \dots$.

Орбитальное квантовое число l определяет величину механического момента количества движения электрона и его орбитального магнитного момента:

$$L_e = \hbar \sqrt{l(l+1)} , \quad (1.7)$$

$$\mu_e = \mu_{\bar{\sigma}} \sqrt{l(l+1)} . \quad (1.8)$$

Орбитальное квантовое число l может принимать значения $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$.

Магнитное орбитальное квантовое число m_l определяет возможность пространственных ориентаций орбит при заданных значениях n и l . Проекции орбитального механического момента количества движения электрона и орбитального магнитного момента на любое выбранное направление (например, на направление внешнего магнитного поля \vec{H}) могут иметь только значения, кратные \hbar :

$$(L_e)_H = m_l \hbar , \quad (1.9)$$

$$(\mu_e)_H = m_l \mu_{\bar{\sigma}} . \quad (1.10)$$

Магнитное орбитальное квантовое число может принимать следующие значения $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$.

Допустимыми значениями четвертого квантового числа m_s для электрона являются $+1/2$ и $-1/2$. Оно определяет величины собственного (спинового) момента количества движения L_s и магнитного момента μ_s электрона:

$$L_s = \hbar \sqrt{m_s(m_s + 1)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar, \quad (1.11)$$

$$\mu_s = 2\mu_\sigma \sqrt{m_s(m_s + 1)} = \sqrt{3}\mu_\sigma. \quad (1.12)$$

Проекции \vec{L}_s и $\vec{\mu}_s$ на направление магнитного поля \vec{H} могут иметь только два значения: $(L_s)_H = \pm \hbar / 2$, $(\mu_s)_H = \pm \mu_\sigma$. Отношение $|\mu_s / L_s| = e / m_e$ оказывается в два раза большим, чем отношение орбитальных моментов электронов. Орбитальные и спиновые магнитные моменты электронов складываются по правилам квантовых векторов. Суммарный магнитный момент электрона в атоме равен

$$\vec{\mu}_a = \vec{\mu}_e + \vec{\mu}_s. \quad (1.13)$$

Спиновые магнитные моменты присущи не только электронам. Протоны и нейтроны, входящие в состав ядер атомов, также обладают спиновыми магнитными моментами. Поэтому атомы представляют собой сложные системы, магнитные моменты которых есть векторные суммы орбитальных и спиновых моментов электронов и спиновых моментов ядер. Так как магнитные моменты протонов и нейтронов более чем в 10^3 раз меньше магнитных моментов электронов, то можно считать, что магнитные свойства атомов в большинстве явлений определяются свойствами входящих в его состав электронов.

Результирующий магнитный момент объема V вещества, состоящего из многоэлектронных атомов, равен сумме всех орбитальных и спиновых магнитных моментов электронов

$$\sum \vec{\mu}_a = \sum \vec{\mu}_e + \sum \vec{\mu}_s. \quad (1.14)$$

Величина

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{\mu}_a}{V} \quad (1.15)$$

называется намагниченностью вещества. Намагниченность является одним из важнейших параметров магнетиков. Значение намагниченности вещества M связано с величиной внешнего магнитного поля H соотношением

$$M = \chi H, \quad (1.16)$$

где χ – магнитная восприимчивость магнетика. В зависимости от знака и величины χ все магнитные вещества делят на три класса: диамагнетики, парамагнетики и кооперативные магнетики (ферромагнетики, антиферромагнетики и т. д.). В слабых магнитных полях ($\mu_0 H \ll \text{kT}$) магнитная восприимчивость диамагнетиков отрицательна и имеет величину порядка 10^{-4} – 10^{-6} . У парамагнетиков магнитная восприимчивость положительна, но она также имеет порядок 10^{-4} – 10^{-6} . Магнитная восприимчивость диа- и парамагнетиков слабо зависит от величины H , и то лишь в области очень сильных магнитных полей ($\mu_0 H > \text{kT}$). У ферромагнетиков и антиферромагнетиков χ достигает больших значений (от нескольких десятков до многих тысяч единиц) и является функцией приложенного магнитного поля. Магнитная восприимчивость парамагнетиков и кооперативных магнетиков существенно зависит от температуры. Температурные зависимости магнитной восприимчивости пара- и ферромагнетиков будут рассмотрены позже.

Согласно принципу запрета Паули, в атоме в каждом состоянии с заданным набором четырех квантовых чисел n , l , m_l , m_s может находиться не более одного электрона. При этом электроны в атоме принимают такой набор квантовых чисел, при котором атом обладал бы минимумом энергии.

Рассмотрим последовательность заполнения слоев электронного облака атома.

Главное квантовое число n указывает номер электронной оболочки атома, а l – номер электронной подоболочки (слоя) в n -й оболочке. Число разрешенных состояний на каждой электронной оболочке атома равно $2n^2$. На каждой подоболочке имеется $2(2l + 1)$ электронных состояний. При построении схемы заполнения слоев электронного облака будем пренебрегать энергией кулоновского взаимодействия между электронами. Тогда энергия атома будет равна сумме энергий электронов, находящихся в электростатическом поле атомного ядра. С учетом принципа запрета Паули можно получить следующую идеальную схему заполнения электронных оболочек атома (табл. 1).

Таблица 1

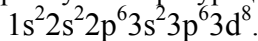
Идеальная схема заполнения электронных оболочек атомов

n	Электронная конфигурация							Число электронов
	s $l = 0$	p $l = 1$	d $l = 2$	f $l = 3$	g $l = 4$	h $l = 5$	k $l = 6$	
1	$1s^2$							2
2	$2s^2$	$2p^6$						8
3	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$					18
4	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$4f^{14}$				32
5	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^{14}$	$5g^{18}$			50
6	$6s^2$	$6p^6$	$6d^{10}$	$6f^{14}$	$6g^{18}$	$6h^{22}$		72
7	$7s^2$	$7p^6$	$7d^{10}$	$7f^{14}$	$7g^{18}$	$7h^{22}$	$7k^{26}$	98

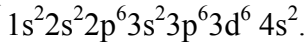
В таблице приведена идеальная последовательность заполнения слоев электронного облака атома. В первом столбце записаны главные квантовые числа до $n = 7$, в верхней строчке обозначены орбитальные квантовые числа буквами s, p, d, f, g, h, k, которые соответствуют значениям l от 0 до 6. На пересечении строк и столбцов записаны электронные конфигурации, соответствующие данным n и l . В последнем столбце таблицы приведено для данного n предельное число электронов на каждой орбите.

Такая идеальная схема заполнения электронных оболочек справедлива лишь для химических элементов с малым порядковым номером в периодической таблице Д. И. Менделеева. Для элементов с порядковым номером больше чем 18 (начиная с калия) реальная схема заполнения электронных оболочек существенно отличается от идеальной. Причиной расхождения реальной схемы заполнения по сравнению с идеальной является кулоновское взаимодействие электронов между собой.

Рассмотрим атом железа, находящийся в периодической таблице Д. И. Менделеева под номером 26. Согласно идеальной схеме заполнения электронных оболочек атом железа должен иметь следующую электронную конфигурацию:



На самом деле электронная конфигурация атома железа выглядит следующим образом:



Нарушение идеальной последовательности заполнения электронных конфигураций начинается с застройки 3d-слоя. У калия вместо заполнения 3d-слоя заселяется 4s-слой. Это связано с тем, что у калия 4s-слой в результате кулоновского взаимодействия электронов занимает более низкий энергетический уровень, чем 3d-слой. У следующего за калием кальция наружный 4s-слой также располагается ниже 3d-слоя, что приводит к его полному заполнению электронами. Только после этого у скандия начинает заполняться пропущенный 3d-слой. Заполнение 3d-слоя полностью заканчивается у меди. Группа элементов с незаполненным электронным 3d-слоем от скандия до никеля получила название 3d-переходной группы (или группы переходных металлов).

В следующей четвертой оболочке ($n = 4$) перед заселением 4d-слоя заполняется 5s-слой у рубидия и стронция. Это также связано с тем, что 5s-оболочка у этих элементов лежит ниже 4d-оболочки. После заполнения 5s-слоя начинают заполняться 4d- и 4f-слои. Группа элементов с незаполненными 4d- и 4f-слоями от рубидия до палладия и от лантана до иттербия получила название группы редкоземельных металлов.

Последовательность заполнения электронных оболочек можно определить, исходя из правила Клечковского: заполнение уровней происходит в порядке возрастания суммы главного и орбитального квантовых чисел $n + l$. Уровни с одинаковым значением этой суммы заполняются, как правило, в порядке возрастания n . Так, последовательность заполнения четвертого периода таблицы Д. И. Менделеева будет иметь вид:

$$4s (n + l = 4), 3d (n + l = 5), 4p (n + l = 5),$$

а шестого периода

$$6s (n + l = 6), 4f (n + l = 7), 5d (n + l = 7).$$

Заполнение пропущенных электронных слоев атома происходит в соответствии с правилом Хунда. Согласно этому правилу, на пропущенных слоях вначале заселяются вакантные места с одним направлением спина. Поэтому 3d-слой атомов переходных металлов, а также 4d- и 4f-слои атомов элементов группы редкоземельных металлов обладают нескомпенсированными спиновыми и орбитальными магнитными моментами.

В атомах элементов, подчиняющихся идеальной схеме заполнения электронных оболочек, недостроенными могут быть только валентные слои. Их внутренние электронные слои полностью достроены и содержат четное количество электронов. Поэтому внутренние слои таких атомов не обладают результирующим магнитным моментом.

1.2. Орбитальный диамагнетизм

Существование орбитального диамагнитного эффекта следует из правила Ленца. Согласно этому правилу, всякое изменение магнитного потока, пересекающего контур с током, индуцирует в этом контуре электрический ток. Направление возникающего электрического тока таково, что индуцируемое им магнитное поле стремится компенсировать первоначальное изменение магнитного потока. К диамагнетикам относятся вещества с заполненными внутренними электронными оболочками и четным количеством электронов. У таких веществ, вследствие взаимной компенсации, суммарный магнитный момент электронов равен нулю. Типичными представителями диамагнетиков являются инертные газы, кремний, фосфор, цинк, медь, золото, серебро, а также многие органические соединения (бензол, нафталин, антрацен и др.).

Рассмотрим простейшую модель атома, магнитный момент которого равен нулю. Будем считать, что вокруг ядра атома вращаются в противоположные стороны два электрона. Каждый из электронов обладает собственным магнитным моментом, но сумма этих магнитных моментов равна нулю. На каждый электрон со стороны ядра действует сила притяжения F_k . Кроме этого, на каждый из двух электронов действует центростремительная сила F_c , равная

$$F_c = \frac{m_e v_0^2}{R}, \quad (1.17)$$

где v_0 – скорость движения электронов в отсутствие магнитного поля, R – радиус орбит электронов. В отсутствие магнитного поля движение электронов подчиняется условию $F_k = F_c$, т. е.

$$F_{\kappa} = \frac{m_e v_0^2}{R}. \quad (1.18)$$

Пусть в направлении, перпендикулярном плоскости орбит электронов, приложено магнитное поле H . Для удобства описания воспользуемся системой физических размерностей СГС. Тогда величину силы Лоренца F_l , действующую на электроны со стороны магнитного поля H , можно представить в виде:

$$F_l = \frac{evH}{c}, \quad (1.19)$$

где v – скорость движения электрона в магнитном поле H , c – скорость света. Сила Лоренца вызовет изменение характера механического движения электронов вокруг ядра. При $H \neq 0$

$$\frac{m_e v_0^2}{R} = F_{\kappa} - \frac{evH}{c}. \quad (1.20)$$

Изменение скорости движения электронов по орбите вследствие действия магнитного поля можно представить в виде:

$$\Delta v = -\frac{eHR}{2m_e c}. \quad (1.21)$$

Величина $\frac{\Delta v}{R} = -\frac{eH}{2m_e c}$ имеет размерность частоты. Ее

называют ларморовой частотой ω_l . Физический смысл ω_l заключается в следующем: действие магнитного поля, при медленном его включении, приводит к тому, что орбиты электронов, не претерпев существенных изменений, прецессируют вокруг направления магнитного поля с угловой частотой ω_l . Таким образом, движение электронов в слабом магнитном поле H будет таким же, как и движение электронов без поля, но с добавочным вращением вокруг H с угловой частотой, равной ω_l . В результате взаимодействия с магнитным полем оба электрона приобретают дополнительный момент количества движения, равный $m_e \Delta v R$ и направленный по магнитному полю. В этом случае и атом приобретает отличный от нуля момент количества движения, равный сумме моментов количества движения электронов. С моментом количества движения атома неразрывно связан его

магнитный момент μ_e . Так как момент количества движения направлен по полю, а гиромагнитное отношение отрицательно, то магнитный момент атома направлен против поля:

$$\mu_e = -\frac{e^2 R^2 H}{4m_e c^2}. \quad (1.22)$$

При выводе выражения (1.22) для простоты предполагалось, что электроны в атоме двигаются по круговым орбитам. В более общем случае их движение около атома происходит по сфере радиуса r . Так как все направления в сферическом атоме равноправны, то $R^2 = (2/3)r^2$. Таким образом, для диамагнитного момента любого атома, содержащего Z электронов (в рассматриваемом атоме $Z = 2$), может быть записано следующее соотношение:

$$\mu_e = -\frac{e^2 H}{6m_e c^2} \sum_{i=1}^Z r_i^2. \quad (1.23)$$

Если в единице объема тела содержится N атомов, то диамагнитная восприимчивость $\chi_\delta = dM_e / dH$ равна

$$\chi_\delta = -\frac{e^2 N}{6m_e c^2} \sum_{i=1}^Z r_i^2. \quad (1.24)$$

Величина $\sum_{i=1}^Z r_i^2$ при условии, что электроны в атоме диамагнетика имеют стационарные орбиты, может быть представлена в виде:

$$\sum_{i=1}^Z r_i^2 = Za^2, \quad (1.25)$$

где a^2 – средний квадрат расстояния электрона от ядра. Принимая $a \sim 10^{-10}$ м, $N \sim 5 \cdot 10^{28}$ м⁻³, получаем, что $\chi_\delta \approx 10^{-6} Z$. Расчетное значение диамагнитной восприимчивости находится в хорошем согласии с экспериментальными данными (диамагнитная восприимчивость не зависит от температуры и магнитного поля H , а ее абсолютное значение растет пропорционально Z).

1.3. Парамагнетизм атомов

Необходимым признаком парамагнитного состояния вещества является наличие у его атомов собственных магнитных моментов. Парамагнетизмом обладают все вещества, атомы которых в электронной оболочке имеют нечетное число электронов, так как при этом полный магнитный момент электронной системы отличен от нуля. Парамагнитными являются многие металлы, например, литий, натрий, марганец, алюминий, уран и т. д. К парамагнетикам относятся также соли металлов переходной группы. Большинство металлов в жидком состоянии являются парамагнетиками.

В отсутствие внешнего магнитного поля дезориентирующее действие теплового движения в парамагнетиках не допускает образования в них упорядоченной ориентации магнитных моментов атомов. Ниже будет показано, что для такого упорядочения необходимым условием является наличие сильного взаимодействия между атомами, которое получило название «обменное взаимодействие». В парамагнетиках энергия обменного взаимодействия между атомами много меньше энергии их теплового движения. Поэтому в парамагнитных материалах намагниченность возникает и начинает расти лишь в результате действия внешнего магнитного поля.

Во внешнем магнитном поле намагниченность парамагнетика возрастает прямо пропорционально его величине:

$$\vec{M} = \chi_n \vec{H}, \quad (1.26)$$

где парамагнитная восприимчивость χ_n практически не зависит от величины внешнего магнитного поля, но сильно зависит от температуры.

Первая теория парамагнетизма была разработана Ланжевеном в 1905 г. в рамках классической статистической теории. Рассмотрим ее основные положения.

Представим парамагнетик идеальным классическим газом, состоящим из N атомов, обладающих магнитными моментами. Будем считать, что все атомы находятся в хаотическом тепловом движении. Если внешнее магнитное поле H равно нулю, то суммарный магнитный момент такого газа равен нулю и не изменяется в результате столкновений атомов. Внешнее магнит-

ное поле будет ориентировать магнитные моменты атомов в одном направлении. Такое поведение системы отвечает минимальному значению энергии атома в магнитном поле: энергия тем меньше, чем меньше угол φ между направлением магнитного поля и его магнитным моментом. Энергию взаимодействия магнитного поля с магнитным моментом атома можно представить в виде:

$$W = -\mu_0 \mu_e H \cos \varphi, \quad (1.27)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Согласно теореме Больцмана, вероятность иметь то или иное значение энергии у данного атома в системе, находящейся в термодинамическом равновесии, тем больше, чем меньше энергия атома. Таким образом, при $H \neq 0$ атомы будут стремиться изменить свои состояния так, чтобы угол φ между \vec{H} и $\vec{\mu}_e$ уменьшился. Пусть при некотором значении магнитного поля H среднее значение магнитного момента атомов равно $\langle \mu_e \rangle = \mu_e \langle \cos \varphi \rangle$. Тогда выражение для средней величины энергии их взаимодействия с магнитным полем можно записать как

$$\langle W \rangle = -\mu_0 \mu_e H \langle \cos \varphi \rangle. \quad (1.28)$$

Распределение магнитных моментов атомов относительно внешнего магнитного поля \vec{H} имеет косинусоидальный вид. Вероятность нахождения магнитных моментов атомов в интервале телесных углов от Θ до $\Theta + d\Theta$ относительно направления магнитного поля определяется как

$$dP = A \exp\left(\frac{\mu_0 \mu_e H \cos \varphi}{kT}\right) d\Theta. \quad (1.29)$$

Из условия нормировки $\int_S dP = 1$ получим

$$A = \frac{1}{\int_S \exp\left(\frac{\mu_0 \mu_e H \cos \varphi}{kT}\right) d\Theta}, \quad (1.30)$$

где S – площадь поверхности фазового пространства определяемая интервалом телесных углов от Θ до $\Theta + d\Theta$. Тогда

$$\langle \cos \varphi \rangle = \frac{\int_s \exp\left(\frac{\mu_0 \mu_e H \cos \varphi}{kT}\right) \cos \varphi d\Theta}{\int_s \exp\left(\frac{\mu_0 \mu_e H \cos \varphi}{kT}\right) d\Theta}. \quad (1.31)$$

Введем обозначения $\frac{\mu_0 \mu_e H}{kT} = \alpha$, $d\Theta = 4\pi \sin \varphi d\varphi$. Интегрируя (1.31), получим

$$\langle \cos \varphi \rangle = \operatorname{cth}(\alpha) - \frac{1}{\alpha} = \operatorname{Lang}(\alpha), \quad (1.32)$$

где $\operatorname{Lang}(\alpha)$ – классическая функция Ланжевена. Таким образом, среднее значение магнитного момента атома можно представить в виде

$$\langle \mu_e \rangle = \mu_e \operatorname{Lang}(\alpha). \quad (1.33)$$

Тогда величина магнитного момента M идеального газа N атомов равен

$$M = N \mu_e \operatorname{Lang}(\alpha). \quad (1.34)$$

Рассмотрим состояния идеального газа атомов, обладающих магнитным моментом, при предельных значениях функции $\operatorname{Lang}(\alpha)$:

1. При $\alpha \rightarrow \infty$: $\operatorname{Lang}(\alpha) = 1$, т. е. в парамагнетике при $T \rightarrow 0$ и $H \rightarrow \infty$ наступает его магнитное насыщение.
2. При $\alpha \ll 1$: $\mu_0 \mu_e H < kT$, $\operatorname{Lang}(\alpha) = \alpha/3$. Следовательно,

$$\frac{\langle \mu_e \rangle}{\mu_e} = \frac{\mu_0 \mu_e H}{kT}. \quad (1.35)$$

В этом случае магнитный момент идеального газа N атомов равен

$$M = \frac{N \mu_0 H \mu_e^2}{3kT}. \quad (1.36)$$

Таким образом, в случае слабых магнитных полей ($\mu_0 \mu_e H < kT$) магнитную восприимчивость парамагнетика можно представить в следующем виде (закон Кюри):

$$\chi_n = \frac{M}{H} = \frac{\mu_0 \mu_e^2 N}{3kT}. \quad (1.37)$$

Парамагнитная восприимчивость всегда положительна, но мала по величине ($\chi_n \sim 10^{-6} \div 10^{-4}$). Как следует из выражения (1.37), парамагнитная восприимчивость обратно пропорциональна температуре. Такая зависимость величины парамагнитной восприимчивости χ_n от температуры носит название закона Кюри.

1.4. Свойства электронов проводимости в металлах

В предыдущих разделах рассматривались диамагнитные и парамагнитные свойства отдельных томов. При этом не учитывалось то, что металлы состоят из ионов и электронов. Металл – это ионная решетка, «омываемая» электронным газом. Такое представление оказывается вполне приемлемым для описания многих свойств металлических твердых тел. Кроме того, оно позволяет сделать важное упрощение. Можно не думать об ионах, которые удерживают электроны в металле, а считать, что электроны находятся в металлическом образце в почти свободном состоянии – один или несколько на атом; взаимодействие электронов друг с другом можно не учитывать, так как силы отталкивания в среднем компенсируются силами притяжения к ионам. Оторвавшиеся от ионов электроны принято называть электронами проводимости, или свободными электронами.

Газ электронов проводимости в металлах при комнатных температурах является вырожденным, а сами электроны проводимости подчиняются статистике Ферми – Дирака. Состояние свободного электрона характеризуется импульсом p и проекцией спина s_z . Если внешнее магнитное поле $H = 0$, то энергия электрона ε не зависит от направления спина, а определяется только импульсом:

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m_e}, \text{ или } p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 = 2m_e \varepsilon. \quad (1.38)$$

Построим систему координат, на осях которой отложим проекции импульса – импульсное пространство. Зависимость

импульса от энергии изобразится в этом пространстве сферой радиуса $\sqrt{2m_e \varepsilon}$. Каждая точка пространства отвечает определенному значению импульса p . Число состояний dN_e с импульсами электронов между p и $p + dp$ пропорционально объему шарового слоя толщиной dp :

$$dN_e \sim \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon.$$

Функцию $G(\varepsilon) = \frac{dN_e}{d\varepsilon}$ называют плотностью состояний.

Плотность состояний системы свободных электронов приведена на рис. 1. Можно показать, что

$$G(\varepsilon) = \frac{m_e^{3/2} V \sqrt{2\varepsilon}}{\pi^2 \hbar^3}, \quad (1.39)$$

где V – объем образца металла. Площадь под кривой $G(\varepsilon)$ определяет число состояний с энергией, меньшей ε . Так как, согласно принципу Паули, каждое состояние может быть занято только одним электроном, то при температуре $T = 0$ электроны заполнят все состояния вплоть до состояний с некоторой максимальной энергией ε_f – энергией Ферми.

Так как энергия Ферми является максимально возможной энергией, которой могут обладать электроны проводимости в металле, то для ее определения надо проинтегрировать плотность состояний электронов от 0 до ε_f и полученный результат приравнять к N_e .

Из статистического рассмотрения электронного газа в металле следует, что выражение для энергии Ферми можно представить в виде:

$$\varepsilon_f = \left(\frac{3\pi^2 N_e}{V} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_e}. \quad (1.40)$$

1.4.1. Парамагнетизм Паули

Рассмотрим магнитные свойства системы электронов проводимости. Если магнитное поле $H \neq 0$, энергии электронов со спином по полю и против поля отличаются друг от друга:

$$\varepsilon \uparrow = \frac{p^2}{2m_e} - \mu_0 \mu_{\bar{e}} H, \quad (1.41)$$

$$\varepsilon \downarrow = \frac{p^2}{2m_e} + \mu_0 \mu_{\bar{e}} H. \quad (1.42)$$

Стрелки определяют направление спина электрона (по полю – вверх, против поля – вниз).

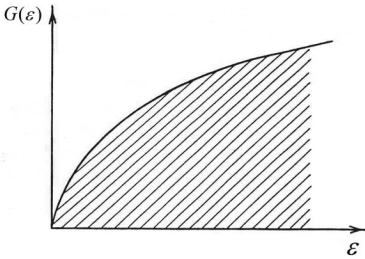


Рис. 1. Плотность состояний системы свободных электронов

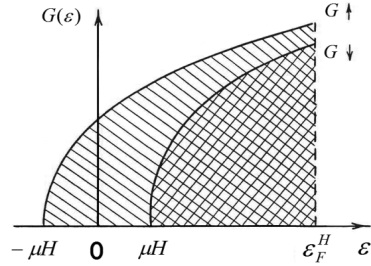


Рис. 2. Распределение плотности состояний системы свободных электронов в присутствии магнитного поля

На рисунке 2 изображено распределение электронов по энергиям в присутствии магнитного поля. Уровни заполнения у электронов со спином, направленным по полю, и со спином против – одинаковые. Электронов со спином по магнитному полю несколько больше, чем электронов с противоположно направленными спинами $N \uparrow > N \downarrow$, так как энергия $\varepsilon \uparrow < \varepsilon \downarrow$. В результате электронный газ оказывается намагниченным по полю – парамагнитным. Величину магнитного момента M_e электронного газа в магнитном поле можно определить из выражения

$$M_e = \mu_0 \mu_{\bar{e}} (N \uparrow - N \downarrow). \quad (1.43)$$

Расчет, основанный на том, что энергия $\mu_{\bar{e}} H$ практически при любом достижимом магнитном поле H мала по сравнению с энергией Ферми ε_f , показывает, что

$$M_e = \mu_0 \mu_{\bar{e}}^2 H \left(\frac{dN_e}{d\varepsilon_f} \right)_{H=0}, \quad (1.44)$$

а магнитная восприимчивость

$$\chi_n = \mu_0 \mu_0^2 H \left(\frac{dN_e}{d\varepsilon_f} \right)_{H=0}. \quad (1.45)$$

Парамагнетизм вырожденного электронного газа называется парамагнетизмом Паули. Сравнивая выражение (1.45) с выражением (1.36) для определения магнитной восприимчивости из модели классического электронного газа, можно увидеть, что главное отличие заключается в замене kT на ε_f . Так как обычно $kT < \varepsilon_f$ (при $kT_f = \varepsilon_f$, T_f – температура Ферми составляет $10^4 \div 10^5$ К), то становится понятным, что учет квантовых эффектов заметно уменьшил величину парамагнитной восприимчивости по сравнению с ее классическим значением. Из-за вырождения в свойствах электронного газа температура не играет столь существенной роли, как в классических газах, а парамагнитная восприимчивость Паули практически не зависит от температуры.

1.4.2. Диамагнетизм Ландау

Вывод формулы (1.24) для диамагнитной восприимчивости основывался на двух обстоятельствах: на теореме Лармора и на устойчивости орбит электронов. Свободные электроны не имеют устойчивых орбит, и к ним неприменима теорема Лармора. Несмотря на это, вырожденный электронный газ обладает диамагнитной восприимчивостью. Наличие диамагнитных свойств у газа электронов проводимости получило название диамагнетизма Ландау. Рассмотрим причины этого явления.

В отсутствие магнитного поля у электронов проводимости не имеется стационарных дискретных состояний. Они появляются в том случае, когда на металл действует магнитное поле. Таким образом, движение электронов во внешнем магнитном поле квантуется. Квантование движения электронов в магнитном поле имеет простую природу. Под действием силы Лоренца электрон вращается вокруг направления поля H с частотой $\omega_c = \mu_0 e H / m_e$. При этом электрон также движется в направлении приложенного поля. Энергия электрона есть сумма энергий движения по полю и в плоскости, перпендикулярной к полю (рис. 3). Формулы, описывающие движение электрона в плоско-

сти, перпендикулярной направлению магнитного поля, сводятся к формулам, описывающим колебания частицы. Известно, что частица, колеблющаяся с частотой ω , может иметь только дискретные уровни энергии $\varepsilon_n = \hbar\omega(n + 1/2)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$ – целые числа). Таким образом, энергия движения электрона в магнитном поле может принимать следующие значения:

$$\varepsilon = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c + \frac{p_H^2}{2m_e}, \quad (1.46)$$

где p_H – проекция импульса p на направление \vec{H} . Учтем существование собственного магнитного момента у электрона. При этом уровни энергии электрона (1.46) расщепляются на две системы уровней:

$$\varepsilon \uparrow = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c + \frac{p_H^2}{2m_e} - \mu_0\mu_\sigma H, \quad (1.47)$$

$$\varepsilon \downarrow = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c + \frac{p_H^2}{2m_e} + \mu_0\mu_\sigma H. \quad (1.48)$$

Знание уровней энергии электронов (1.47) и (1.48) позволяет вычислить магнитный момент газа свободных электронов и определить его магнитную восприимчивость. Если же не учитывать магнитных моментов электронов, то электронный газ диамагнитен, и его диамагнитная восприимчивость определяется из выражения:

$$\chi_n = -\frac{e^2\mu_0\hbar^2 N_e}{12m_e^2\varepsilon_f}. \quad (1.49)$$

Можно показать, что $\chi_n = -(1/3)\chi_n$. Следовательно, учет и диамагнитной, и парамагнитной компонент восприимчивости электронного газа позволяет получить выражение для суммарной магнитной восприимчивости электронов проводимости в виде:

$$\chi_e = \chi_n - \frac{1}{3}\chi_n = \frac{2}{3}\chi_n = \frac{\mu_0\mu_\sigma^2 N_e}{\varepsilon_f}. \quad (1.50)$$

Величина χ_e положительна, т. е. парамагнетизм превалирует. Возникает вопрос, почему тогда некоторые металлы диамагнитны (например, медь, бериллий).

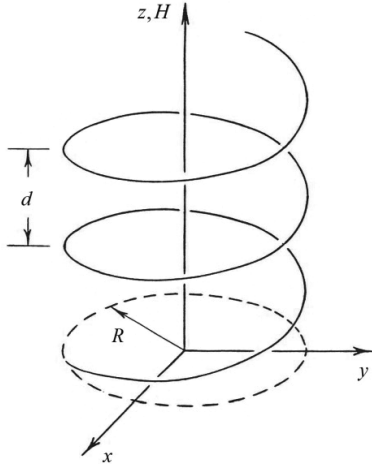


Рис. 3. Траектория движения электрона в магнитном поле

Причина некоторого несоответствия между результатами квантовой теории электронного газа и реальными свойствами металлов заключается в том, что при рассмотрении поведения электронов проводимости не учитывалось их взаимодействие с ионами кристаллической решетки. В случае учета этого взаимодействия движение электронов в твердом теле можно рассматривать как квазисвободное. При этом следует заменить обычную массу электрона m_e в выражении (1.49) эффективной массой m_e^* , т. е. считать, что

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m_e^*}. \quad (1.51)$$

Эффективная масса, в отличие от обычной, учитывает взаимодействие электронов проводимости с ионами решетки. Проведя замену m_e на m_e^* , получим следующие выражения для величин магнитной восприимчивости χ_e и энергии Ферми ε_f электронного газа с учетом электрон-ионного взаимодействия:

$$\chi_e = \left(1 - \frac{1}{3} \left(\frac{m_e}{m_e^*} \right)^2 \right) \chi_n, \quad (1.52)$$

$$\chi_n = \frac{3}{2} \frac{\mu_0 \mu_o^2 N_e}{\varepsilon_f}, \quad (1.53)$$

$$\varepsilon_f = \left(\frac{3\pi^2 N_e}{V} \right)^{2/3} \left(\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \right). \quad (1.54)$$

Эффективная масса электрона m_e^* бывает у некоторых металлов меньше его «настоящей» массы m_e во много раз. Такие металлы заведомо диамагнитны. Этим и объясняется большой диамагнетизм таких металлов, как медь и бериллий.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ

1. Перечислите основные типы магнитных состояний вещества. Дайте характеристику каждому из них.
2. Укажите квантовые числа, определяющие поведение электрона в атоме. Поясните физический смысл квантовых чисел.
3. Какова схема заполнения электронных оболочек в периодической таблице Д. И. Менделеева? В чем заключается причина отклонения реальной схемы заполнения электронных оболочек от идеальной?
4. Дайте объяснение существованию орбитального диамагнитного эффекта. Пользуясь периодической таблицей Д. И. Менделеева, укажите химические элементы, принадлежащие к классу диамагнетиков.
5. Пользуясь периодической таблицей Д. И. Менделеева, укажите химические элементы, принадлежащие к классу парамагнетиков.
6. Объясните причину парамагнетизма электронов проводимости в металле.
7. В чем заключается диамагнитный эффект Ландау? Как связаны между собой диамагнитная и парамагнитная восприимчивость газа электронов проводимости в металле?

ЧАСТЬ 2. МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ

2.1. Магнитные свойства атомов переходных элементов

Как уже отмечалось выше, в случае если внутренние электронные оболочки атома заполнены не полностью, атом имеет отличный от нуля магнитный момент. В периодической системе элементов Д. И. Менделеева имеются пять групп атомов, в которых возможна такая ситуация: группа железа (не заполнена внутренняя 3d-оболочка), группа палладия (4d-оболочка), группа лантаноидов (4f-оболочка), группа платины (5d-оболочка) и группа актиноидов (5f-оболочка).

Рассмотрим заполнение электронных оболочек на примере атома железа. У таких металлов, как железо, кобальт и никель, принадлежащих к переходным, задерживается заполнение электронами мест в 3d-слое, и начинает заполняться электронами выше расположенная четвертая оболочка. Наглядно представить картину распределения электронов в атоме железа можно с помощью схем на рис. 4 и 5.

Как видно из рис. 4 и 5, у атома железа из шести электронов незаполненного 3d-слоя, в соответствии с правилом Хунда, пять имеют спины, ориентированные в одном направлении, и лишь один электрон имеет спин, ориентированный им противоположно. Поэтому у атома железа четыре электронных спина в 3d-слое остаются нескомпенсированными. Не заполнен 3d-слой и у других элементов группы железа, например у кобальта, никеля, марганца и хрома. У атомов кобальта в 3d-слое имеются три нескомпенсированных спина, у атомов никеля – два спина.

Наличие нескомпенсированных спинов в 3d-слое атома обуславливает результирующей постоянный магнитный момент атомов элементов группы железа. Магнитные моменты атомов железа, кобальта и никеля равны соответственно четырем, трем и двум магнетонам Бора.

Когда атомы входят в состав кристаллической решетки вещества, то распределение электронов с нескомпенсированными магнитными моментами в каждом атоме меняется. В железе, кобальте и никеле магнитные моменты атомов становятся равными соответственно 2,2; 1,7; 0,6 магнетона Бора.

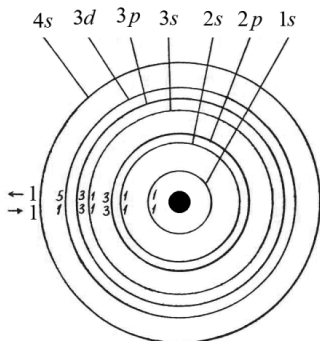


Рис. 4. Схема заполнения электронных оболочек атома железа

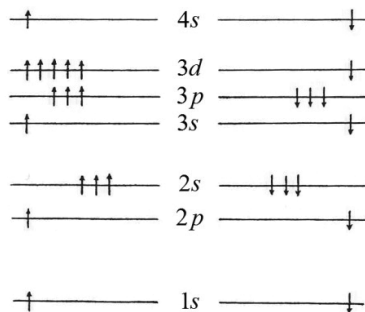


Рис. 5. Схема заполнения энергетических уровней и возможной ориентации спиновых магнитных моментов электронов атома железа

Наличие нескомпенсированных спинов на одной из внутренних электронных оболочек атома, определяющее его постоянный магнитный момент, является необходимым, но недостаточным условием возникновения магнитного упорядочения. Для его возникновения необходимо существование определенных условий, которые будут рассмотрены в следующем параграфе.

2.2. Модель самосогласованного поля Кюри – Вейсса

Исторически первой моделью, удовлетворительно описывающей свойства ферромагнетика, была модель самосогласованного поля Кюри – Вейсса. Ниже приводятся основные положения этой теории и выводы, которые из нее вытекают.

Рассмотрим кристалл, в каждом узле которого находится атом, обладающий магнитным моментом. Для упрощения расчетов будем считать, что магнитные моменты атомов имеют не орбитальное, а спиновое происхождение. Тогда полный момент

количества движения атома (сумма его орбитального и спинового магнитного моментов) может принимать два значения: $+1/2$ и $-1/2$. Будем также считать, что магнитный момент отдельного атома равен магнетону Бора μ_B .

Модель Кюри – Вейсса заключается в упрощающем предположении о том, что магнитные моменты могут быть упорядочены не только внешним магнитным полем \vec{H} , но и совокупным действием всех магнитных моментов, которое сводится к замене магнитного поля \vec{H} эффективным самосогласованным полем:

$$\vec{H}_{\text{эфф}} = \vec{H} + \alpha \vec{M}, \quad (2.1)$$

α – некоторая постоянная, величина которой определяется энергией взаимодействия всех магнитных моментов между собой. Пользуясь выражениями (1.33) и (1.34), можно найти уравнение для определения плотности магнитного момента M ферромагнетика – уравнение Кюри – Вейсса:

$$M = N\mu_e th\left(\frac{\mu_e\mu_0(H + \alpha M)}{kT}\right), \quad (2.2)$$

где N – число атомов в единице объема. Проанализируем решение этого уравнения при $H = 0$ для того, чтобы выяснить, описывает ли уравнение Кюри – Вейсса ферромагнетизм, т. е. наличие спонтанной намагниченности M_s в отсутствие магнитного поля. При $H = 0$ получим

$$M_s = N\mu_e th\left(\frac{\alpha\mu_e\mu_0 M_s}{kT}\right). \quad (2.3)$$

Пусть $x = \alpha\mu_e\mu_0 M_s/kT$ и $b = kT/N\alpha\mu_0\mu_e^2$. Тогда выражение (2.3) можно переписать в виде:

$$bx = th(x). \quad (2.4)$$

При $b > 1$ уравнение (2.4) имеет только одно решение, $x = 0$, а при $b < 1$ – три. В том случае, когда $\alpha > 0$, условие $b > 1$ означает, что $T > \alpha\mu_e^2\mu_0 N/k$ и, как следствие этого, при высоких температурах спонтанная намагниченность $M_s = 0$. Величина $\alpha\mu_e^2\mu_0 N/k$ получила название температуры Кюри T_c . Таким образом, температура Кюри T_c – температура, при которой исчезает спонтанная намагниченность ферромагнетика.

Для случая $b < 1$ (и, следовательно, при $T < T_c$) необходимо произвести отбор решений. Решение $M_s = 0$ неустойчиво (т. е. оно не соответствует минимуму энергии системы) и поэтому не осуществляется. Решения $M_s \neq 0$ устойчивы и отличаются друг от друга только направлением вектора \vec{M}_s . С энергетической точки зрения оба этих решения эквивалентны.

Определим, как зависит M_s от температуры при $T < T_c$. При температурах, близких к температуре Кюри ($T \approx T_c$), магнитный момент ферромагнетика мал ($x \ll 1$). Это позволяет разложить $th(x)$ в ряд по x и представить его в виде:

$$th(x) \approx x - \frac{1}{3}x^3, \quad x \ll 1. \quad (2.5)$$

Подставляя значение $th(x)$ в выражение (2.4), получим ненулевое решение для x , которое можно записать как

$$|x| = \sqrt{3(1-b)}. \quad (2.6)$$

Таким образом, выражение для спонтанной намагниченности M_s ферромагнетика при температуре, близкой к температуре Кюри, может быть представлено в форме

$$M_s = N\mu_e \sqrt{3 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)}. \quad (2.7)$$

При температурах, значительно меньших, чем температура Кюри ($T \ll T_c$), можно воспользоваться разложением в ряд $th(x)$ для больших значений x :

$$th(x) \approx 1 - 2e^{-2x}, \quad x \gg 1. \quad (2.8)$$

Тогда, используя замену $M_s|_{T=0} = \mu_e N$, получим

$$M_s = N\mu_e \left(1 - 2e^{-2T_c/T}\right), \quad T \ll T_c. \quad (2.9)$$

Таким образом, уравнение Кюри – Вейсса описывает полное намагничивание ферромагнетика при абсолютном нуле температур. При $T = 0$ все магнитные моменты атомов параллельны $M_s = N\mu_e$. С ростом температуры величина M_s уменьшается и становится равной нулю при температуре Кюри. При $T = T_c$ производная dM_s/dT обращается в бесконечность.

Следует отметить, что имеется существенное количественное несовпадение эксперимента с результатами теории Кюри – Вейсса в области низких температур. При $T \ll T_c$ намагниченность значительно медленнее стремится к насыщению $M_s|_{T=0} = \mu_e N$, чем это предсказывается выражением (2.9). Причины такого несоответствия будут обсуждены ниже при рассмотрении вопроса о спиновых волнах.

Определим магнитную восприимчивость ферромагнетика выше и ниже температуры Кюри. Согласно определению магнитная восприимчивость $\chi = (dM/dH)$. При $T > T_c$ бесконечно малому приращению магнитного поля соответствует бесконечно малое приращение магнитного момента. Поэтому в уравнении (2.3) $th[\alpha\mu_e M_s/kT]$ можно заменить его аргументом, т. е. считать, что

$$M = \frac{N\mu_e^2\mu_0(H + \alpha M)}{kT} \quad (2.10)$$

или

$$M = \frac{N\mu_e^2\mu_0 H}{k(T - T_c)}, \quad T > T_c, \quad H \rightarrow 0. \quad (2.11)$$

Тогда выражение для магнитной восприимчивости ферромагнетика при температуре выше температуры Кюри имеет вид:

$$\chi = \frac{N\mu_e^2\mu_0}{k(T - T_c)}, \quad T > T_c. \quad (2.12)$$

Выражение (2.12) называется законом Кюри – Вейсса и совпадает с выражением (1.36), полученным при рассмотрении парамагнитных свойств классического электронного газа, т. е. модель самосогласованного поля Кюри – Вейсса правильно описывает парамагнитное состояние ферромагнетика при $T > T_c$.

При $T < T_c$ магнитный момент ферромагнетика складывается как из спонтанного, так и из наведенного магнитным полем магнитного момента:

$$M(T, H) = M(T, H = 0) + \chi H, \quad \mu_e H < kT. \quad (2.13)$$

Вблизи точки Кюри оба слагаемых крайне малы. Это позволяет воспользоваться приближенным значением гиперболиче-

ского тангенса ($th(x) \approx x - x^3/3$). Тогда выражение для магнитной восприимчивости может быть представлено в виде:

$$\chi = \frac{N\mu_e^2\mu_0}{2k(T_c - T)}, \quad T \leq T_c. \quad (2.14)$$

Зависимость $\chi(T)$ изображена на рис. 6.

Таким образом, использование модели самосогласованного поля Кюри – Вейсса позволяет:

1) определить температуру перехода ферромагнетика в парамагнетик (температуру Кюри);

2) объяснить появление спонтанной намагниченности у ферромагнетика при температурах, меньших, чем температура Кюри, и уменьшение магнитного момента ферромагнетика при приближении температуры к температуре Кюри;

3) качественно верно описать поведение магнитной восприимчивости во все интервале температур. При $T \rightarrow 0$ магнитная восприимчивость уменьшается, а при $T \rightarrow T_c$ – возрастает. При $T > T_c$ уравнение Кюри – Вейсса приводит к закону Кюри.

2.3. Обменное взаимодействие

Рассмотрим систему, состоящую из двух атомов. Будем считать, что у каждого из атомов на незаполненных внутренних оболочках имеется только по одному электрону. Находящиеся на этих оболочках электроны двух атомов связаны между собой только электростатическими силами. В силу принципа тождественности одинаковых частиц следует, что их перестановка не приводит к изменению квантового состояния системы. Пусть $\Phi(1,2)$ – полная волновая функция данной системы (цифры 1 и 2 обозначают координаты первого и второго электронов с учетом переменной, указывающей на направление их спинов). Перестановка двух электронов (первый становится на место второго, а второй – на место первого) описывается перестановкой аргументов функции $\Phi(1,2)$. Для двух взаимодействующих электронов их полная волновая функция антисимметрична относительно перестановки, т. е.

$$\Phi(1,2) = -\Phi(2,1). \quad (2.15)$$

Полная волновая функция $\Phi(1,2)$ есть произведение спиновой функции $S(\vec{s}_1, \vec{s}_2)$, описывающей спиновое состояние электронов (\vec{s}_1, \vec{s}_2 – спины взаимодействующих электронов), и орбитальной $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$, описывающей их орбитальное движение (\vec{r}_1, \vec{r}_2 – пространственные переменные):

$$\Phi(1,2) = S(\vec{s}_1, \vec{s}_2)\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2). \quad (2.16)$$

Спиновая конфигурация системы двух взаимодействующих электронов может быть либо симметричной (при $S = 1$), либо антисимметричной (при $S = 0$). Следовательно, симметричной спиновой волновой функции соответствует антисимметричная орбитальная и наоборот. Таким образом, при $S = 0$, $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi_s$ – симметричная функция, при $S = 1$, $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi_a$ – антисимметричная функция.

Симметричная Ψ_s и антисимметричная Ψ_a орбитальные функции описывают разные орбитальные движения электронов и поэтому им соответствуют разные энергии. Пусть W_s – энергия электронов, соответствующая волновой функции Ψ_s , W_a – энергия, соответствующая Ψ_a . В этом случае между энергией системы и ее спином существует следующее соответствие:

$$W_s \rightarrow S = 0, \quad W_a \rightarrow S = 1.$$

Запишем выражение, которое будет определять энергию системы (спиновый гамильтониан H_s) и принимать при $S = 0$ значение W_s , а при $S = 1$ – значение W_a :

$$H_s = \frac{1}{4}(W_s + 3W_a) + (W_a - W_s)\vec{s}_1\vec{s}_2. \quad (2.17)$$

Первое слагаемое спинового гамильтониана $(W_s + 3W_a)/4 \equiv W$ не зависит от спина системы и является усредненным значением энергии по возможным спиновым состояниям. Второе слагаемое зависит от спина системы электронов. Разность $W_a - W_s$ принято записывать в виде некоторого параметра J , взятого со знаком минус. Тогда выражение для спинового гамильтониана системы можно записать в виде:

$$H_s = W - J\vec{s}_1\vec{s}_2. \quad (2.18)$$

При $J > 0$ энергетически выгодным является параллельное расположение спинов двух электронов, а при $J < 0$ – их антипараллельное расположение. Параметр J принято называть обменным интегралом, а слагаемое $-J\vec{s}_1\vec{s}_2$ – обменной энергией, или обменным взаимодействием.

Термин «обменное взаимодействие» возник из-за того, что волновые функции системы описывают поведение электронов, которые меняются своими местами, т. е. принадлежат то одному, то другому атому. Причиной обменного взаимодействия является перекрытие волновых функций взаимодействующих электронов, поэтому параметр J характеризует степень перекрытия волновых функций электронов. Обменное взаимодействие обладает следующими свойствами:

1. Обменное взаимодействие изотропно. Поворот всех спинов системы на один и тот же угол не изменяет значения обменной энергии.

2. Параметр обменного взаимодействия J определяется величиной электростатической энергии взаимодействия электронов.

3. Знак обменного интеграла может быть как положительным, так и отрицательным. Когда речь идет о внутриатомном взаимодействии, то чаще всего $J > 0$; при межатомном взаимодействии чаще встречаются ситуации с $J < 0$, хотя случаи с $J > 0$ не только существуют, но и служат объяснением ферромагнетизма.

4. Параметр обменного взаимодействия J зависит от расстояния между соседними атомами.

На рисунке 7 приведена кривая зависимости величины параметра обменного взаимодействия J от отношения расстояния d между соседними атомами к радиусу заполненной электронной оболочки r . При определенной величине отношения d/r обменный интеграл имеет положительное значение. Минимуму энергии взаимодействия двух спинов при этом соответствует их параллельная ориентация, т. е. ферромагнитное упорядочение. Для малых значений d/r величина J – отрицательна. При этом для спинов соседних атомов становится более выгодной антипараллельная ориентация. В этом случае металл будет находиться в антиферромагнитном состоянии.

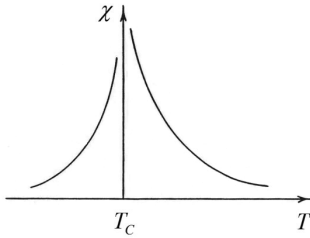


Рис. 6. Зависимость магнитной восприимчивости ферромагнетика от температуры

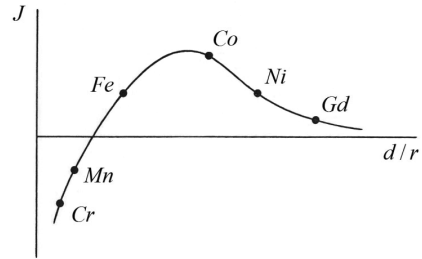


Рис. 7. Зависимость величины параметра обменного взаимодействия J от отношения расстояния между соседними атомами d к радиусу незаполненной внутренней электронной оболочки

Вычислим приращение энергии обменного взаимодействия двух атомов при повороте магнитного момента одного из них на угол \mathcal{G} . В этом случае энергия обменного взаимодействия двух атомов может быть записана в виде:

$$W_{об} = -J\vec{s}_1\vec{s}_2. \quad (2.18)$$

Выражение для обменной энергии можно записать также в иной форме:

$$W_{об} = -Js_1s_2 \cos \mathcal{G}. \quad (2.19)$$

Для малых углов \mathcal{G} выражение (2.19) можно упростить, разлагая $\cos \mathcal{G}$ в степенной ряд

$$W_{об} = -Js_1s_2 \left(1 - \frac{\mathcal{G}^2}{2} + \frac{\mathcal{G}^4}{24} + \dots \right). \quad (2.20)$$

Введем разность $\Delta W_{об} = W_{об}(\mathcal{G}) - W_{об}(0)$, которую для малых углов \mathcal{G} можно записать с точностью до постоянного множителя как

$$\Delta W_{об} \approx Js^2 \mathcal{G}^2. \quad (2.21)$$

Это выражение описывает увеличение потенциальной энергии двух атомов при отклонении от строго параллельного расположения их магнитных моментов на угол \mathcal{G} .

2.4. Ферромагнетизм в системе электронов проводимости

В пункте 1.4.1 рассмотрено поведение системы электронов проводимости в металле. Было показано, что система не взаимодействующих между собой электронов проводимости парамагнитна. Ее восприимчивость χ_n практически не зависит от температуры. Полученные выводы справедливы для многих металлов.

Вместе с тем электроны являются заряженными частицами, и между ними возникает как классическое кулоновское, так и обменное взаимодействие. Если обменный интеграл J положителен, то обменное взаимодействие стремится ориентировать спины электронов параллельно друг другу. С учетом обменного взаимодействия выражение для парамагнитной восприимчивости $\chi_{об}$ системы электронов проводимости можно записать в виде:

$$\chi_{об} = \frac{\chi_n}{1 - \delta\chi_n}, \quad (2.22)$$

где

$$\delta = \frac{J}{\mu_0^2}. \quad (2.23)$$

Из выражения (2.22) следует, что чем больше величина J , тем больше $\chi_{об}$. Таким образом, обменное взаимодействие между электронами проводимости увеличивает магнитную восприимчивость парамагнетика. Если J достаточно велико, то возможно выполнение условия $\delta\chi_n = 1$. При этом величина $\chi_{об}$ резко возрастает. Это свидетельствует о том, что обменное взаимодействие привело к самопроизвольному ферромагнитному упорядочению в системе электронов проводимости.

Возникновение ферромагнитного упорядочения в системе электронов проводимости в металле можно наглядно представить следующим образом. В отсутствие обменного взаимодействия энергетические уровни у электронов с противоположным направлением спинов одинаковы. Одинаково и число электронов в энергетических подзонах. Обменное взаимодействие приводит к смещению уровней энергии у электронов с противоположным направлением спинов. В результате часть электронов переходит

из одной энергетической подзоны в другую. При этом возникает магнитный момент, равный разности магнитных моментов электронов, находящихся в разных энергетических подзонах.

Как было показано Стонером, возникновение ферромагнетизма в системе электронов проводимости возможно только при выполнении условия

$$\delta\chi_n \geq 1. \quad (2.24)$$

Условие (2.24) с учетом (1.45) и (2.23) можно переписать в виде:

$$JG(\varepsilon_f) \geq 1, \quad (2.25)$$

где $G(\varepsilon_f)$ – плотность электронных состояний на уровне Ферми. Выражение (2.24) принято называть условием Стонера. Таким образом, ферромагнетизм в системе электронов проводимости является пороговым явлением – он возникает только при достаточно большой величине обменного взаимодействия и высокой плотности электронных состояний на уровне Ферми.

При ферромагнитном упорядочении повышается кинетическая энергия системы электронов проводимости. Это связано с тем, что часть электронов при переходе из одной энергетической подзоны в другую занимает более высокие энергетические уровни. Поэтому обменная энергия должна быть достаточно высока для того, чтобы скомпенсировать возрастание кинетической энергии электронов.

2.5. Спиновые волны

Рассмотрим температурную зависимость намагниченности ферромагнетика при низкой температуре – вблизи абсолютного нуля. Выражение (2.9), определяющее поведение намагниченности при низких температурах в рамках модели самосогласованного магнитного поля Кюри – Вейсса, плохо согласуется с результатами измерений температурной зависимости намагниченности ферромагнетика.

Будем считать, что ферромагнетик находится в основном состоянии \vec{M}_0 , т. е. спины всех атомов ферромагнетика параллельны друг другу. Рассмотрим малые колебания намагниченности \vec{M}_s

около основного состояния \vec{M}_0 (ось z на рис. 8). Примем, что вектор \vec{M}_s отличается от \vec{M}_0 на малую величину $\vec{\gamma}$ (вектор \overline{CA}):

$$\vec{M}_s = \vec{M}_0 + \vec{\gamma}. \quad (2.26)$$

Будем считать также, что изменение вектора \vec{M}_s сводится к изменению его ориентации в различных точках ферромагнетика. Абсолютная же величина вектора \vec{M}_s остается при этом неизменной, т. е.

$$M_s^2 = M_0^2 = const. \quad (2.27)$$

Тогда в принятых приближениях

$$M_{sx} = \gamma_x, \quad M_{sy} = \gamma_y, \quad M_{sz} = M_0 - \gamma_z. \quad (2.28)$$

Величину M_{sz} (отрезок OB) можно представить в виде $M_{sz} = M_0 - (\gamma_x^2 + \gamma_y^2) / 2M_0$. Подставляя (2.28) в (2.26) и пренебрегая $\nabla M_{sz} \approx \nabla M_0 = 0$, получим выражение для энергии, связанной с отклонением намагниченности от основного состояния,

$$\Delta W_{om} \approx \frac{2J}{M_0^2 d} \int [(\nabla \gamma_x)^2 + (\nabla \gamma_y)^2] dr. \quad (2.29)$$

Так как обменное взаимодействие изотропно, то оно не определяет ориентации вектора \vec{M}_0 в ферромагнетике. Эта ориентация определяется совокупным действием внутренних и внешних магнитных полей. Поэтому для снятия ориентационного вырождения зависимости энергии относительно направления намагниченности приложим вдоль оси z слабое внешнее постоянное магнитное поле \vec{H} ($H_x = H_y = 0, H_z = H$). Для плотности энергии, связанной с действием постоянного поля H , при отклонении \vec{M}_s от оси z имеем

$$-\mu_0(\vec{M}_s \vec{H}) = -M_{sz} H \mu_0 = M_0 H \mu_0 + \frac{H \mu_0 (\gamma_x^2 + \gamma_y^2)}{2M_0}. \quad (2.30)$$

Следовательно, увеличение энергии ферромагнетика в поле H , обусловленное неоднородностью намагниченности ($\gamma \neq 0$), равно

$$\Delta W_H = \frac{\mu_0 H}{2M_0} \int (\gamma_x^2 + \gamma_y^2) dr. \quad (2.31)$$

Полная добавочная энергия, связанная с неоднородностью намагниченности, будет равна сумме ΔW_{om} и ΔW_H :

$$\Delta W_{o\delta} \approx \int \left\{ \frac{2J}{M_0^2 d} [(\nabla \gamma_x)^2 + (\nabla \gamma_y)^2] + \frac{\mu_0 H}{2M_0} (\gamma_x^2 + \gamma_y^2) \right\} dr. \quad (2.32)$$

Зная энергию (2.32) как функцию γ_x и γ_y , можно решить задачу о колебаниях намагниченности изотропной магнитной среды, свойства которой описываются $\gamma_x(\vec{r}, t)$ и $\gamma_y(\vec{r}, t)$ – функциями, зависящими от координат и времени. Для упрощения решения задачи о колебаниях намагниченности введем вместо γ_x и γ_y их независимые линейные комбинации

$$\gamma_+ = \gamma_x + i\gamma_y, \quad (2.33)$$

$$\gamma_- = \gamma_x - i\gamma_y, \quad (2.34)$$

где $i = \sqrt{-1}$. Отсюда для $\Delta W_{o\delta}$ получим следующее выражение:

$$\Delta W_{o\delta} \approx \int \left\{ \frac{2A}{M_0^2 d} (\nabla \gamma_+ \nabla \gamma_-) + \frac{\mu_0 H}{2M_0} \gamma_+ \gamma_- \right\} dr. \quad (2.35)$$

Произведем теперь разложение γ_+ и γ_- в ряды Фурье

$$\gamma_- = \alpha \sum_k q_k^- \exp \left\{ i \left[\omega(\vec{k})t + \vec{k}\vec{r} \right] \right\}, \quad (2.36)$$

$$\gamma_+ = \alpha \sum_k q_k^+ \exp \left\{ -i \left[\omega(\vec{k})t + \vec{k}\vec{r} \right] \right\}, \quad (2.37)$$

где $\omega(\vec{k})$ – частота колебаний намагниченности, \vec{k} – их волновой вектор, q_k^- и q_k^+ – обобщенные координаты системы, α – нормировочный фактор.

Будем считать, что γ_x и γ_y являются периодическими функциями с периодом L , равным линейным размерам образца. Подставляя (2.36) и (2.37) в (2.35), получим

$$\Delta W_{o\bar{o}} = \alpha^2 \sum_k \int \left[\left(\frac{2J}{M_0^2 d} \right) \bar{k}\bar{k}' + \left(\frac{\mu_0 H}{2M_0} \right) \right] q_k q_k^{/+} \exp \left\{ i \left[\omega(\bar{k}) - \omega(\bar{k}') \right] t + i(\bar{k} - \bar{k}') \bar{r} \right\} dr \quad (2.38)$$

В силу принятых условий периодичности интегралы по dr равны

$$\int \exp \left[i(\bar{k} - \bar{k}') \bar{r} \right] dr = V \delta_{kk'}. \quad (2.39)$$

Здесь $\delta_{kk'}$ – символ Кронекера. Тогда

$$\Delta W_{o\bar{o}} = \frac{\alpha^2 V}{2M_0} \sum_k \left[\frac{4Jk^2}{M_0 d} + \mu_0 H \right] q_k q_k^{/+}. \quad (2.40)$$

Выберем нормировочный фактор α так, чтобы член $\alpha^2 V H / 2M_0$ в (2.40) имел вид μH , где $\mu = g\mu_0$. Это дает

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\mu M_0}{V}}. \quad (2.41)$$

Подставляя значение α в выражение для обменной энергии, получим окончательное выражение для $\Delta W_{o\bar{o}}$:

$$\Delta W_{o\bar{o}} = \sum_k \left[\frac{4J\mu k^2}{M_0 d} + \mu\mu_0 H \right] q_k q_k^{/+}. \quad (2.42)$$

Как следует из выражения (2.42), энергия системы имеет вид суммы энергий отдельных собственных колебаний намагниченности в узлах кристаллической решетки. Возможные значения волновых векторов \bar{k} , нумерирующие эти собственные колебания, можно определить из условий периодичности. При замене \bar{r} на $\bar{r} + \bar{L}$ величины γ_x и γ не должны изменяться. Поэтому $\bar{k}(k_x, k_y, k_z)$ могут принимать только дискретные значения:

$$k_v = \frac{2\pi n_v}{L_v}, \quad (2.43)$$

где $v = x, y, z$; $n_v = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Величина $\varepsilon(\vec{k}) = \frac{4J\mu k^2}{M_0 d} + \mu\mu_0 H$ имеет размерность энергии

и называется энергией собственного колебания системы с волновым вектором \vec{k} . С точки зрения волновой теории $\varepsilon(\vec{k})$ является энергией плоской волны – отдельной гармоники колебания намагниченности в узлах кристаллической решетки ферромагнетика. Такую волну принято называть спиновой волной. В свою очередь, с точки зрения квантовой теории спиновой волне можно поставить в соответствие некоторую квазичастицу – магнон. Тогда, используя формулу де Бройля $\vec{k} = \frac{\vec{p}}{\hbar}$ (где \vec{p} – вектор импульса), выражение для энергии магнона можно представить в виде:

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{p^2}{2m^*} + \mu\mu_0 H, \quad (2.44)$$

где $m^* = \frac{\hbar^2}{4d^2 J}$ – эффективная масса магнона.

Магноны – квантовые квазичастицы, подчиняющиеся статистике Бозе – Эйнштейна. Спин магнона равен единице. Магноны представляют собой элементарные возбуждения упорядоченных магнитных моментов ферромагнетика. При переходе ферромагнетика из основного состояния в возбужденное происходит рождение магнонов, а при его переходе из возбужденного в основное – их исчезновение.

Магнону или спиновой волне можно дать простую наглядную интерпретацию. В основном состоянии ферромагнетика все магнитные моменты выстроены параллельно друг другу, а его намагниченность равна арифметической сумме магнитных моментов отдельных атомов.

Зафиксируем внимание на каком-нибудь одном магнитном моменте $\vec{\mu}_i$ и запишем его энергию взаимодействия со всеми остальными магнитными моментами. Энергия взаимодействия i -го магнитного момента со всеми остальными магнитными моментами ферромагнетика имеет вид:

$$W_i = -\mu_i \mu_0 \left[\frac{J}{2\mu^2} \sum_k \mu_k \right], \quad i = 1, \dots, N. \quad (2.45)$$

Величину $\frac{J}{2\mu^2} \sum_k \mu_k$, играющую роль магнитного поля, называют эффективным магнитным полем и обозначают

$$H_{\text{эфф}} = \frac{J}{2\mu^2} \sum_k \mu_k. \quad (2.46)$$

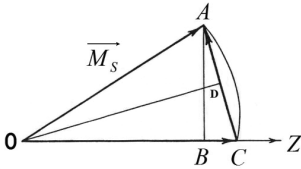


Рис. 8. Отклонение вектора намагниченности от основного состояния

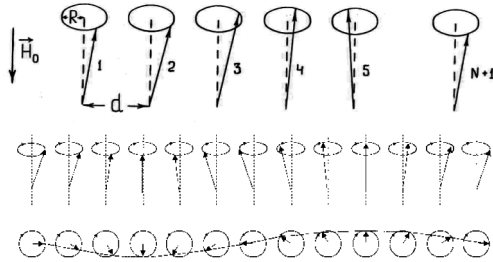


Рис. 9. Схематичное представление спиновой волны

Отклоненный от магнитного поля \vec{H} магнитный момент вращается с частотой gH . Так как выражение (2.45) описывает взаимодействие с окружением любого из N магнитных моментов атомов ферромагнетика, то следует записать N таких, как (2.45), выражений. Вращения всех магнитных моментов взаимосвязаны. При этом наиболее простой формой их совместного движения являются волны неоднородной прецессии (рис. 9).

Таким образом, магны можно представить в виде волн неоднородной прецессии атомных магнитных моментов. При этом каждый магнон «несет на себе» магнитный момент, равный удвоенному магнетону Бора.

Магны в ферромагнетике взаимодействуют друг с другом. При определенных условиях два взаимодействующих магнона могут образовать между собой связанную систему – спиновый комплекс. Энергия такого состояния меньше, чем сумма

энергий свободных магнонов. Чем выше температура ферромагнетика, тем большее число магнонов возбуждается и тем интенсивнее их взаимодействие между собой. Однако при низких температурах, значительно меньших температуры Кюри, ферромагнетик находится в состоянии с малым числом магнонов. В этом случае взаимодействие между магнонами проявляется слабо и им можно пренебречь. Следовательно, при низких температурах систему магнонов можно рассматривать как идеальный газ, подчиняющийся статистике Бозе – Эйнштейна.

2.6. Намагниченность ферромагнетика при низких температурах

Рассмотрим идеальный газ квантовых частиц, подчиняющийся статистике Бозе – Эйнштейна, при температурах вблизи абсолютного нуля. При температуре 0 К идеальный газ бозе-частиц должен находиться в основном состоянии – в состоянии с наименьшей энергией. Так как бозе-частицы не подчиняются принципу запрета Паули, то при температуре абсолютного нуля все они находятся в состоянии с импульсом, равным нулю. При увеличении температуры происходит возбуждение бозе-частиц и переход их в состояние с $p \neq 0$. Равновесная функция распределения бозе-частиц с импульсом $p \neq 0$ при низких температурах может быть представлена как

$$n_p = \frac{1}{\exp(\varepsilon(p) / kT) - 1}. \quad (2.47)$$

Среднюю плотность $n(\varepsilon)$ числа частиц в бесконечно малом интервале энергий от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$ можно записать в виде:

$$n(\varepsilon) = \frac{(2s + 1)m^{3/2}V\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{2\pi^2\hbar^3} [\exp(\varepsilon / kT) - 1]}, \quad (2.48)$$

где s – спин частицы, m – ее масса, V – объем бозе-газа.

Полное число движущихся бозе-частиц N_p при температуре T вычисляется интегрированием по всему интервалу энергий:

$$N_p = \frac{(2s+1)m^{3/2}V}{\sqrt{2\pi^2\hbar^3}} \int_0^\infty \left[\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\exp(\varepsilon/kT) - 1} \right] d\varepsilon. \quad (2.49)$$

Производя замену $z = \varepsilon/kT$, получим следующее выражение для N_p

$$N_p = \frac{(2s+1)(mkT)^{3/2}V}{\sqrt{2\pi^2\hbar^3}} \int_0^\infty \left[\frac{\sqrt{z}}{\exp(z) - 1} \right] dz. \quad (2.50)$$

Интеграл в выражении (2.50) $\int_0^\infty \left[\frac{\sqrt{z}}{\exp(z) - 1} \right] dz$ равен:

$$\int_0^\infty \left[\frac{\sqrt{z}}{\exp(z) - 1} \right] dz = (1 - 2^{-1/2})\Gamma(3/2)\zeta(3/2), \quad (2.51)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма функция, $\zeta(x) - \zeta$ – функция Римана. Учитывая, что $\Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$, а $\zeta\left(\frac{3}{2}\right) = 2,612$, и вводя обозначение

$$T_0 = \frac{3,31\hbar^2 N^{2/3}}{(2s+1)^{2/3} V^{2/3} mk}, \quad (2.52)$$

где N – полное число бозе-частиц, получим следующее соотношение для величины N_p :

$$N_\delta = N \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2}. \quad (2.53)$$

Таким образом, N_p растет пропорционально $T^{3/2}$.

Рассмотрим теперь поведение намагниченности ферромагнетика при низких температурах. Намагниченность M ферромагнетика при температуре T есть разность между его намагниченностью при абсолютном нуле температуры $M_0 = Ns\mu_\sigma$ и магнитным моментом газа магненов, равным произведению числа магненов $N_{\text{магн}}$ и удвоенной величины магнетона Бора $2\mu_\sigma$:

$$M(T) = N\mu_\sigma s - 2\mu_\sigma N_{\text{магн}}. \quad (2.54)$$

Так как магноны подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна, то для их числа в ферромагнетике $N_{\text{магн}}$ справедливо выражение

$$N_{\text{магн}} = \frac{(2s + 1)m^{*3/2} V}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \int_0^\infty \left[\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\exp(\varepsilon / kT) - 1} \right] d\varepsilon, \quad (2.55)$$

где m^* – эффективная масса магнона. В результате получим:

$$M(T) = N \mu_B s \left[1 - 0,1 \left(\frac{kT}{J} \right)^{3/2} \right]. \quad (2.56)$$

Данную зависимость часто называют законом Блоха, или «законом 3/2», имея в виду показатель степени у температуры.

И модель самосогласованного поля Кюри – Вейсса, и квантово-механическая модель спиновых волн основываются на предположении о взаимодействии между магнитными моментами атомов ферромагнетика при помощи обменных сил. Однако в модели Кюри – Вейсса энергия системы спинов однозначно определяется суммарной намагниченностью ферромагнетика, а из квантово-механической модели следует существование магнонов, возбуждение которых ведет к уменьшению намагниченности ферромагнетика. Так как с увеличением температуры число магнонов растет по степенному закону, то это ведет к тому, что намагниченность ферромагнетика уменьшается также по степенному закону.

2.7. Виды магнитоупорядоченных веществ

Существуют два основных класса веществ, имеющих магнитное упорядочение. Тип магнитного упорядочения вещества определяется знаком интеграла обменного взаимодействия J . При $J > 0$ имеет место ферромагнитное упорядочение вещества, а при $J < 0$ – антиферромагнитное.

И ферромагнетики, и антиферромагнетики характеризуются наличием дальнего порядка в системе одинаковых магнитных моментов атомов. В идеальном случае атомы, обладающие магнитными моментами, занимают в кристаллической решетке эквивалентные позиции. У ферромагнетика магнитные моменты соседних атомов направлены параллельно друг другу, в то вре-

мя как у антиферромагнетиков магнитные моменты соседних атомов антипараллельны друг другу.

К ферромагнетикам относятся железо, никель, кобальт, часть редкоземельных металлов (гадолиний, тербий, диспрозий, гольмий, эрбий, тулий и иттербий), сплавы и соединения этих элементов между собой, а также сплавы и соединения хрома и марганца с неферромагнитными элементами. Ферромагнетизм в этих веществах наблюдается в интервале температур от 0 К до температуры Кюри, выше которой ферромагнетики ведут себя как парамагнетики.

Идеальный антиферромагнетик можно представить как совокупность двух вставленных друг в друга ферромагнитных подрешеток, причем магнитные моменты атомов в одной подрешетке направлены антипараллельно магнитным моментам атомов другой подрешетки. Если сумма магнитных моментов атомов двух подрешеток равна нулю, то такие антиферромагнетики называются скомпенсированными антиферромагнетиками. Если же сумма магнитных моментов атомов двух подрешеток не равна нулю, то такие антиферромагнетики называются нескомпенсированными антиферромагнетиками, или ферримагнетиками. Антиферромагнетики, так же как и ферромагнетики, обладают некоторой критической температурой (антиферромагнитная точка Кюри, или температура Нееля), выше которой они ведут себя как парамагнетики. Ниже температуры Нееля магнитная восприимчивость антиферромагнетиков возрастает при приближении температуры к 0 К. К скомпенсированным антиферромагнетикам относятся хром, часть редкоземельных металлов (неодим, самарий, празеодим, европий, церий), многочисленные соединения переходных элементов (MnO, FeO, MnS и т. д.).

Нескомпенсированные антиферромагнетики (ферримагнетики) образуются сочетанием атомов двух видов, имеющих разные химические свойства. Это могут быть либо ионы одного и того же элемента, но с разной валентностью (например, Fe^{2+} и Fe^{3+}), либо ионы двух разных элементов (Gd и Co). Наиболее распространенными ферримагнетиками являются вещества с общей химической формулой MFe_2O_3 , где М – двухвалентный ион таких металлов, как медь, цинк, марганец, железо, никель, кобальт. Ферримагнетики имеют магнитные свойства, которые

близки к магнитным свойствам ферромагнитных металлов, с той лишь разницей, что ферримагнетики, как правило, являются полупроводниками. Магнитные ионы в ферримагнетике занимают два типа позиций в решетке и обладают различным магнитным моментом. Так как магнитные моменты подрешеток направлены противоположно друг другу и не одинаковы по величине, то ферримагнетик имеет результирующий магнитный момент.

В последние годы широко исследуются магнетики, у которых сосуществуют как положительное ($J > 0$), так и отрицательное ($J < 0$) обменные взаимодействия между атомами. К таким веществам относятся, в частности, спиновые стекла. Впервые состояние, характерное для спинового стекла, было обнаружено у сильно разбавленных магнитных сплавов, например у твердого раствора меди с малым содержанием переходных элементов (железа, кобальта и др.). Несмотря на то что атомы, имеющие магнитный момент, в решетке такого раствора отделены друг от друга атомами, не имеющими магнитный момент, между ними может возникать как положительное, так и отрицательное обменное взаимодействие. Характерной особенностью спиновых стекол является их неравновесность и, как следствие этого, зависимость основных магнитных параметров от времени. Кроме того, спиновые стекла представляют собой неэргодические системы, т. е. усреднение какой-либо характерной для них величины (например, локальной намагниченности M_i) по времени и по ее различным конфигурациям (по Гиббсу) не дает одинакового результата. Неэргодичность связана с существованием у спиновых стекол иерархически устроенной системы энергетических минимумов, или, как их еще называют, долин. Все долины отделены друг от друга энергетическими барьерами, причем высота таких барьеров различна. Две соседние долины, разделенные между собой наиболее низким энергетическим барьером, образуют группу. Между группами долин существует более высокий энергетический барьер. Группы долин, расположенные по обе стороны такого барьера, образуют новую группу, которая, в свою очередь, отделена от такой же соседней группы еще более высоким энергетическим барьером.

При нагревании спиновое стекло переходит в парамагнитное состояние. При этом происходит изменение параметра Эд-

вардса – Андерсона $q = \langle M_i^2 \rangle$. Параметр $q=0$ – для парамагнетика, но отличен от 0 – для спинового стекла. Изменение q при переходе спиновое стекло – парамагнетик означает, что произошел фазовый переход, связанный с исчезновением локальной намагниченности со случайным направлением магнитного момента.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ

1. Укажите необходимые и достаточные условия существования магнитного упорядочения в веществе.

2. Каковы основные положения модели самосогласованного поля Кюри – Вейсса?

3. Перечислите основные выводы теории самосогласованного поля Кюри – Вейсса.

4. Качественно объясните температурную зависимость магнитной восприимчивости в магнитоупорядоченных веществах.

5. Укажите причины возникновения и свойства обменного взаимодействия в магнитоупорядоченных веществах.

6. Возможно ли существование обменного взаимодействия у частиц, подчиняющихся статистике Бозе – Эйнштейна?

7. При выполнении каких условий возможно возникновение магнитного упорядочения в системе электронов проводимости?

8. Дайте определение понятиям: «спиновая волна», «магنون», «спиновый комплекс».

9. Сформулируйте закон Блоха для намагниченности в магнитоупорядоченных веществах. Объясните причину уменьшения намагниченности магнитоупорядоченного вещества с ростом температуры.

10. Дайте характеристику основным видам магнитоупорядоченных веществ.

11. Перечислите характерные особенности спиновых стекол.

ЧАСТЬ 3. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

3.1. Основные свойства ферромагнетиков

Рассмотрим процессы намагничивания магнитоупорядоченных веществ на примере намагничивания ферромагнетиков. Отметим основные свойства ферромагнетика:

1) величина магнитной восприимчивости ферромагнетика $\chi_\phi \gg 1$. При этом χ_ϕ является нелинейной функцией температуры и напряженности магнитного поля;

2) ферромагнетик, как правило, намагничивается до состояния насыщения в сравнительно слабых магнитных полях;

3) магнитные свойства ферромагнетика существенно зависят от его предшествующего магнитного состояния. Такая зависимость получила название магнитного гистерезиса;

4) у каждого ферромагнетика имеется предельная температура (температура Кюри), выше которой он теряет свои ферромагнитные свойства.

Основными характеристиками ферромагнетиков являются кривые намагничивания, т. е. зависимости величины магнитной индукции B (намагниченности M) ферромагнетика от напряженности внешнего магнитного поля H . Как правило, для получения кривых намагничивания в качестве начального состояния принимают размагниченное состояние ферромагнетика, т. е. такое его состояние, при котором в отсутствие внешнего магнитного поля величина магнитной индукции $B = 0$ ($M = 0$). При намагничивании ферромагнетика из этого состояния возрастающим магнитным полем получают начальную кривую намагничивания (рис. 10). Начальная кривая намагничивания зависит от множества случайных факторов, например от механических сотрясений, колебаний температуры, характера изменения намагничивающего поля и т. д. Начальная кривая намагничивания не обладает хорошей воспроизводимостью и не используется для

сравнения магнитных свойств ферромагнетиков. В качестве характеристики ферромагнитного вещества используют, как правило, основную (коммутационную) кривую намагничивания, представляющую собой геометрическое место вершин кривых (вершин гистерезисных циклов), получающихся при циклическом перемагничивании ферромагнетика в переменном магнитном поле с плавно возрастающей амплитудой. При циклическом перемагничивании ферромагнетика кривая намагничивания образует петлю гистерезиса. Петлю гистерезиса, полученную в магнитном поле, достаточном для насыщения ферромагнетика, называют предельной (рис. 10).

Основными характеристиками петли гистерезиса являются остаточная индукция B_r (остаточная намагниченность M_r), коэрцитивная сила H_c и площадь петли, определяющая величину потерь на гистерезис за один цикл изменения внешнего магнитного поля H . Намагниченность M_r , которая остается в предварительно намагниченном образце после снятия внешнего магнитного поля, называется остаточной. Коэрцитивной силой H_c называется поле, которое должно быть приложено к предварительно намагниченному образцу для того, чтобы намагниченность в нем стала равной нулю. Потери на гистерезис P для единицы объема вещества определяют путем интегрирования по контуру S петли гистерезиса произведения:

$$P = \oint_S H dB. \quad (3.1)$$

Большое влияние на процесс намагничивания ферромагнетика оказывает его форма. Как правило, в большинстве практических случаев намагничиваемый образец является незамкнутым. Это приводит к тому, что при намагничивании на его краях возникают магнитные полюса. Магнитные полюса на краях ферромагнитного образца создают в нем внутреннее размагничивающее поле H_p , направленное противоположно направлению намагниченности образца. Поле внутри образца равно разности между внешним полем H и размагничивающим полем H_p . Размагничивающее поле H_p определяется двумя параметрами – намагниченностью M и размагничивающим фактором N образца

$$H_p = NM . \quad (3.2)$$

Размагничивающий фактор N можно точно рассчитать только для образцов, форма которых близка к форме эллипсоида вращения. Так, например, для шара $N = 1/3$; для бесконечно длинного цилиндра, продольная ось которого перпендикулярна направлению внешнего магнитного поля, $N = 1/2$ и т. д. При расчетах кривых намагничивания для ферромагнитных образцов, форма которых не совпадает с формой эллипсоида вращения, как правило, пользуются приближенными формулами или справочными таблицами для тел заданной формы. Таким образом, напряженность поля в образце равна

$$H_{вн} = H - NM . \quad (3.3)$$

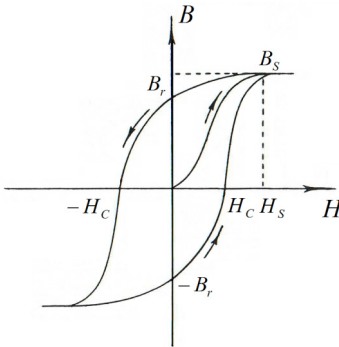


Рис. 10. Начальная кривая намагничивания и предельная петля гистерезиса ферромагнетика

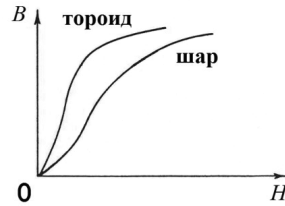


Рис. 11. Кривые намагничивания ферромагнитных образцов различной формы

Чем больше N образца в направлении действующего магнитного поля, тем в больших магнитных полях достигается его намагничивание, тем более пологий вид принимает кривая намагничивания (рис. 11).

3.2. Магнитная анизотропия

На характер процесса намагничивания ферромагнетика большое влияние оказывает магнитная анизотропия. Явление магнитной анизотропии заключается в том, что ориентация намагниченности в различных направлениях образца энерги-

чески неэквивалентна. Для каждого ферромагнетика существуют направления, в которых ориентация намагниченности становится энергетически наиболее выгодной (оси и плоскости легкого намагничивания ферромагнетика), и направления, в которых ориентация намагниченности – наименее энергетически выгодна (оси и плоскости трудного намагничивания). Так, в кристалле железа с объемно центрированной кубической решеткой имеются три направления энергетически наиболее выгодной ориентации намагниченности (оси легкого намагничивания – ОЛН) – вдоль ребер куба. Наиболее энергетически невыгодным направлением ориентации намагниченности в кристалле железа (осью трудного намагничивания – ОТН) является пространственная диагональ куба. В отсутствие внешнего магнитного поля намагниченность образца всегда ориентирована в направлении его оси легкого намагничивания. Причиной возникновения анизотропии в ориентации намагниченности ферромагнетика является диполь-дипольное взаимодействие магнитных моментов атомов и спин-орбитальное взаимодействие между атомами и электронами незаполненных оболочек.

Для того чтобы перевести намагниченность из направления, параллельного оси легкого намагничивания образца, в направление, параллельное оси трудного намагничивания, необходимо произвести работу, равную по величине энергии анизотропии данного образца. Для кристаллов, имеющих кубическую решетку, зависимость энергии анизотропии W_κ от ориентации намагниченности M_s относительно ребер куба определяется следующей формулой:

$$W_\kappa = K_0 + K_1(\beta_1^2 \beta_2^2 + \beta_2^2 \beta_3^2 + \beta_1^2 \beta_3^2) + K_2(\beta_1^2 \beta_2^2 \beta_3^2), \quad (3.4)$$

где $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ – направляющие косинусы M_s по отношению к ребрам куба, K_0, K_1, K_2 – константы кристаллографической магнитной анизотропии. Константы кристаллографической магнитной анизотропии ферромагнетика, кроме его состава, также зависят от ряда внешних факторов, например от температуры или упругих механических напряжений.

Наиболее простой случай магнитной анизотропии наблюдается в веществах с гексагональной кристаллической решеткой, например в кобальте (рис. 12). Кристаллы кобальта обладают

одной осью легкого намагничивания, расположенной вдоль гексагональной оси. Для определения энергии одноосной анизотропии кристаллического кобальта используют соотношение

$$W_k = K_0 + K_1 \sin^2 \beta + K_2 \sin^4 \beta, \quad (3.5)$$

где β – угол между направлением намагниченности образца и его осью легкого намагничивания. Константы анизотропии K_0 , K_1 , K_2 для кристалла кобальта отличаются по величине от констант анизотропии для кристалла железа.

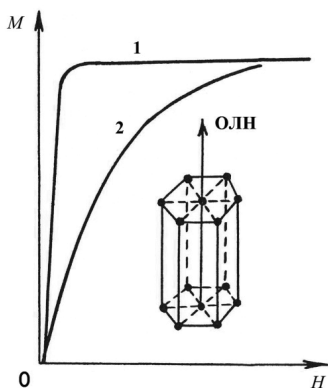


Рис. 12. Зависимости намагниченности монокристалла кобальта от величины внешнего магнитного поля, направленного вдоль осей легкого (кривая 1) и трудного (кривая 2) намагничивания

В настоящее время широко применяется ряд способов обработки ферромагнитных сплавов, позволяющих создать в них одноосную магнитную анизотропию, подобную анизотропии кристаллического кобальта. В качестве таких способов используется отжиг ферромагнетика в магнитном поле и в поле упругих деформаций, создание текстуры путем прокатки и т. д. Энергия наведенной одноосной магнитной анизотропии в таких сплавах может быть определена следующим выражением:

$$W_k = K_n \sin^2 \beta, \quad (3.6)$$

где K_n – константа наведенной одноосной анизотропии, β – угол между намагниченностью образца и его осью легкого намагничивания сплава.

3.3. Доменная структура ферромагнетиков

Обменное взаимодействие приводит к выстраиванию магнитных моментов атомов ферромагнетика параллельно друг другу. Любое отклонение магнитного момента атома от направления, параллельного магнитным моментам соседних атомов, сопровождается увеличением обменной энергии. В том случае, когда магнитный момент атома M_1 отклоняется на угол ϑ от направления, параллельного направлению магнитного момента M_2 соседнего атома, энергия обменного взаимодействия этих двух атомов изменяется на величину

$$\Delta W_{\text{об}} = -M_1 M_2 \cos^2 \vartheta. \quad (3.7)$$

Таким образом, если учитывать только обменное взаимодействие в ферромагнетиках, то минимуму его энергии соответствует состояние с результирующей намагниченностью, равной сумме магнитных моментов всех атомов. Однако известно, что намагниченность ферромагнетика в отсутствие магнитного поля оказывается всегда меньшей, чем сумма магнитных моментов отдельных атомов. Для магнитомягких ферромагнетиков значение намагниченности M в отсутствие магнитного поля близко к нулю. Кроме того, намагниченность реального ферромагнитного образца зависит не только от значения внешнего магнитного поля в данный момент, но и от того, в каком состоянии находился образец в предыдущий момент времени и каким воздействиям подвергался.

Для объяснения того, что намагниченность магнитомягких материалов в отсутствие внешнего магнитного поля близка к нулю, Вейсс в 1907 г. выдвинул гипотезу существования в ферромагнетике магнитных доменов. Свое экспериментальное подтверждение эта гипотеза впервые получила в 1918 г., когда было показано, что намагниченность ферромагнетика изменяется скачкообразно при изменении магнитного поля. В настоящее время существование магнитных доменов доказано огромным числом экспериментов. Магнитные домены представляют собой области ферромагнетика, намагниченные до состояния насыщения. Ориентация намагниченности в соседних доменах различна. Поэтому суммарная намагниченность ферромагнетика значительно меньше, чем его намагниченность насыщения.

Причиной разбиения ферромагнетика на магнитные домены является следующее. Ферромагнетик конечных размеров, все магнитные моменты атомов которого в отсутствие внешнего магнитного поля параллельны друг другу, находится в энергетически невыгодном состоянии. Однородно намагниченный незамкнутый ферромагнетик обладает максимальной магнитостатической энергией, связанной с образованием магнитных полюсов на краях образца. Эту энергию можно представить в виде следующего выражения:

$$W_p = \frac{\mu_0}{2} \int_V M H_p dV, \quad (3.8)$$

где H_p – размагничивающее поле, созданное намагниченностью, dV – элемент объема образца.

Уменьшение магнитостатической энергии ферромагнетика достигается его разбиением на домены. Такое уменьшение следует из анализа простых доменных структур. Так, размагничивающее поле в тонкой пластине при наличии доменов должно быть меньше, чем в той же пластине, однородно намагниченной в одной из направлений (рис. 13).

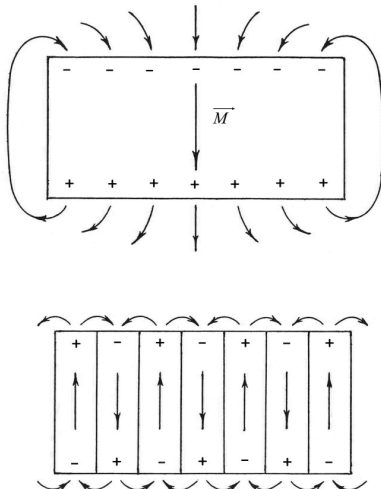


Рис. 13. Схематичное представление магнитной доменной структуры в тонкой ферромагнитной пластине

Минимуму магнитостатической энергии ферромагнетика соответствует условие

$$\sum_i \vec{M}_{si} V_i = 0, \quad (3.9)$$

где \vec{M}_{si} – намагниченность отдельного домена, V_i – объем отдельного домена. Суммирование проводится по всему объему ферромагнетика.

3.4. Доменные границы в ферромагнетиках

Магнитные домены с различной ориентацией намагниченности разделены между собой переходным слоем, который называется доменной границей. Возникновение доменной границы связано с тем, что резкое изменение ориентации намагниченности при переходе от одного домена к другому энергетически невыгодно из-за сильного увеличения обменной энергии. В доменной границе происходит постепенный поворот намагниченности от направления, соответствующего одному домену, к направлению, соответствующему другому домену. При таком переходе намагниченность отклоняется от направления, соответствующего оси легкого намагничивания ферромагнетика. Это приводит к возрастанию энергии анизотропии. Поэтому равновесная структура доменной границы определяется конкурирующим влиянием обменного взаимодействия и анизотропии. Если бы существовало только обменное взаимодействие, то граница между доменами была бы бесконечно широкой. В свою очередь, если бы существовал только энергетический вклад, связанный с магнитной анизотропией ферромагнетика, то наиболее выгодным был бы скачкообразный переход намагниченности между доменами.

Рассмотрим ферромагнетик в виде пластины. Пусть ось легкого намагничивания пластины лежит в ее плоскости. Доменная структура в этом случае состоит из противоположно намагниченных доменов, разделенных 180-градусными доменными границами. Определим характер распределения намагниченности в таких границах.

Будем считать, что 180-градусная доменная граница занимает N атомных плоскостей с расстоянием между атомами, равным постоянной решетки a . Намагниченность изменяет свое направление при переходе от одной атомной плоскости к другой на угол $\varphi = \pi / N$. Выражение для энергии обменного взаимодействия двух соседних атомов можно представить в виде:

$$W_{об} = \frac{A\pi^2}{2N^2}, \quad (3.10)$$

где A – константа обменного взаимодействия, $A = 2Js^2 / a$, a – постоянная кристаллической решетки. Обменная энергия одной цепочки из N атомов равна

$$W_{об} = \frac{A\pi^2 a}{2N}. \quad (3.11)$$

На единицу площади доменной границы приходится $1/a^2$ атомных цепочек. Поэтому обменную энергию, приходящуюся на единицу поверхности границы, можно представить в форме:

$$\gamma_{об} = \frac{A\pi^2}{2Na}. \quad (3.12)$$

При переходе от одного домена к другому намагниченность выходит из плоскости ферромагнитной пластины и располагается вдоль оси трудного намагничивания. Это приводит к росту энергии анизотропии пластины. Энергию анизотропии на единицу поверхности можно представить в форме:

$$\gamma_{\kappa} = \frac{NaK}{2}, \quad (3.13)$$

где K – энергия анизотропии на единицу объема ферромагнетика. Полная энергия доменной границы, приходящаяся на единицу поверхности, равна

$$\gamma = \frac{A\pi^2}{2Na} + \frac{NaK}{2}. \quad (3.14)$$

Из условия $\frac{d\gamma}{dn} = 0$ получим число атомных слоев N границы, которое соответствует минимуму ее энергии. Таким обра-

зом, выражение для числа слоев N , содержащихся в доменной границе, может быть представлено как

$$N = \sqrt{\frac{A\pi^2}{Ka^2}} . \quad (3.15)$$

Тогда ширина доменной границы $\delta = Na$ равна

$$\delta = \pi \sqrt{\frac{A}{K}} . \quad (3.16)$$

Подставляя (3.15) в (3.14), получим выражение для энергии, приходящейся на единицу поверхности доменной границы:

$$\gamma = \pi \sqrt{AK} . \quad (3.17)$$

Рассмотренный расчет структуры доменной границы носит упрощенный характер. При его проведении не учитывался вклад магнитостатической энергии доменной границы, возникающей в результате выхода намагниченности из плоскости ферромагнитной пластины. Область перехода намагниченности от одного домена к другому, в которой ее поворот осуществляется вокруг нормали к плоскости границы, носит название блоховской доменной границы (рис. 14, б). Вклад магнитостатической энергии блоховской доменной границы в массивных образцах незначителен, и им можно пренебречь. Но чем меньше толщина образца, тем значительнее становится вклад магнитостатической энергии в общую энергию границы. В очень тонких ферромагнитных пленках магнитостатическая энергия начинает играть решающую роль в характере распределения намагниченности в границе. Это приводит к тому, что переход намагниченности от одного домена к другому, сопровождающийся выходом намагниченности из плоскости образца, становится энергетически невыгодным. В этом случае поворот намагниченности в доменной границе происходит вокруг нормали к плоскости образца. Доменные границы, в которых переход от одного домена к другому осуществляется таким образом, называются неелевскими доменными границами (рис. 14, а). Поворот намагниченности в плоскости пленки вызывает появление магнитных полюсов на краях доменной границы, что также способствует росту магнитостатической компоненты в энергии доменной границы.

Рассмотрим условия, при которых неелевские доменные границы становятся более энергетически выгодными по сравнению с блоховскими.

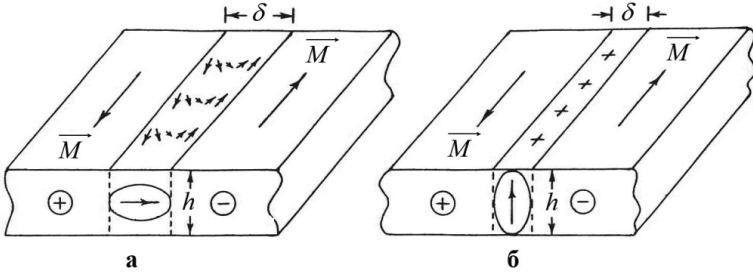


Рис. 14. Поворот вектора намагниченности в неелевской (а) и блоховской (б) доменных границах

Аппроксимируем доменную границу эллиптическим цилиндром с осями δ и h (см. рис. 14, а, б). Тогда объемная плотность магнитостатической энергии доменной границы

$$W_p = \frac{1}{2} N_p M_{эф}^2 \mu_0, \quad (3.18)$$

где N_p – размагничивающий фактор цилиндра. Для случая блоховской доменной границы (рис.14, б) $N_{p.бл} = \frac{4\pi\delta}{h+\delta}$, а для слу-

чая неелевской доменной границы (рис. 14, а) $N_{p.н} = \frac{4\pi h}{h+\delta}$. Ве-

личину $M_{эф}$ примем равной $M_s / \sqrt{2}$. Тогда с учетом вкладов от обменного взаимодействия и анизотропии энергия на единицу площади блоховской доменной границы будет равна

$$\gamma_{бл} = \frac{\pi^2 A}{2\delta} + \frac{\delta K}{2} + \frac{\pi\delta^2 M_s^2 \mu_0}{h+\delta}, \quad (3.19)$$

а энергия неелевской доменной границы

$$\gamma_n = \frac{\pi^2 A}{2\delta} + \frac{\delta K}{2} + \frac{\pi h \delta M_s^2 \mu_0}{h+\delta}. \quad (3.20)$$

Из сравнения выражений (3.19) и (3.20) видно, что при $h < \delta$ энергия на единицу поверхности неелевских доменных границ оказывается меньше, чем энергия на единицу поверхности блоховских. Следовательно, при $h < \delta$ они становятся более предпочтительными. В железоникелевых сплавах неелевские доменные границы экспериментально обнаружены в пленках толщиной около 30 нм. В интервале толщин от 30 до 120 нм в таких пленках наблюдаются границы, состоящие из чередующихся блоховских и неелевских участков противоположных полярностей – границы с поперечными связями (рис. 15). Существование доменных границ с поперечными связями обусловлено уменьшением магнитоэтической энергии границы за счет замыкания в ней части магнитного потока.

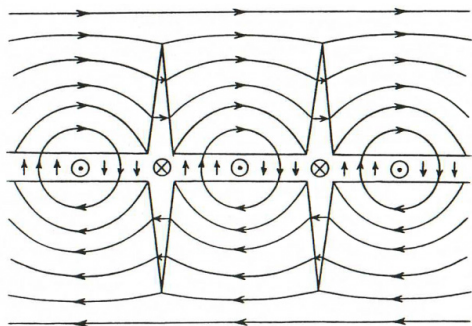


Рис. 15. Структура доменной границы с поперечными связями

Теоретические расчеты энергии доменных границ в зависимости от их структуры и магнитных параметров показывают, что в некотором интервале толщин магнитных пленок полная энергия доменных границ с поперечными связями меньше, чем полная энергия блоховских и неелевских доменных границ. Как следует из выражений (3.19) и (3.20), тип доменных границ определяется толщиной образца, намагниченностью насыщения, константами обменного взаимодействия и анизотропии. В образцах различных составов может наблюдаться значительная вариация величин M_s , A и K . Следовательно, различны и интер-

валы толщин пленок, в которых реализуются доменные границы с поперечными связями (рис. 16, 17).

Период поперечных связей на доменных границах с ростом толщины пленки увеличивается. При этом существенное влияние на период поперечных связей оказывает величина поля одноосной анизотропии. Экспериментально установлено, что увеличение поля анизотропии приводит к уменьшению периода поперечных связей. Это вызвано тем, что с увеличением поля одноосной анизотропии ориентация намагниченности перпендикулярно оси легкого намагничивания в центре неелевской доменной границы становится все более энергетически невыгодной. Поэтому длина неелевских участков границы с поперечными связями уменьшается за счет роста блоховских переходов, получивших название блоховских линий. Сам размер блоховских линий остается при этом практически неизменным.

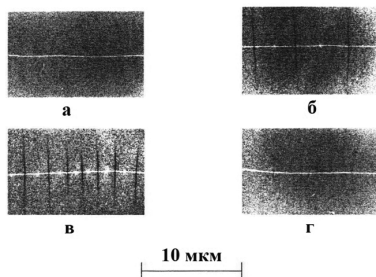


Рис. 16. Электронно-микроскопическое изображение доменных границ в FeNiCo-пленках различных толщин. Поле одноосной анизотропии 800 А/м. Толщина: а – 25, б – 40, в – 60, г – 80 нм

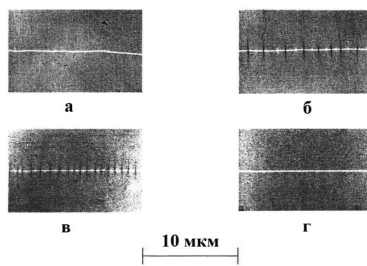


Рис. 17. Электронно-микроскопическое изображение доменных границ в FeNiCo-пленках различных толщин. Поле одноосной анизотропии 3,2 кА/м. Толщина: а – 15, б – 25, в – 40, г – 60 нм

Наличие блоховских линий существенно влияет на свойства доменной границы. Как показывают результаты эксперимента по изучению процессов перемагничивания в тонких магнитных пленках, такие характеристики доменной границы, как ее скорость и подвижность в магнитном поле, во многом определяются именно существованием в границе блоховских линий.

На рисунке 18 приведены рассчитанные из (3.19) и (3.20) зависимости энергии, приходящейся на единицу поверхности

блховской и неелевской границ, от толщины образца. Как видно из рисунка, пересечение кривых происходит при толщине пленки около 60 нм.

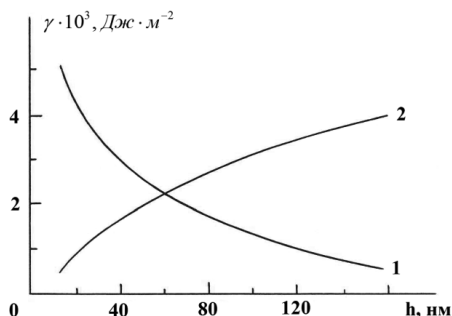


Рис. 18. Зависимость поверхностной плотности энергии блховской – 1 и неелевской – 2 доменных границ от толщины образца

Рассмотренные модели структуры доменных границ носят несколько упрощенный характер и не всегда учитывают реальное распределение намагниченности в доменной границе. В настоящее время считается доказанным, что одномерное распределение намагниченности в доменной границе (т. е. когда для описания конфигурации намагниченности внутри границы используются лишь переменные, зависящие от одной координаты) не соответствует минимуму ее энергии. Полное описание структуры доменной границы включает в себя набор независимых переменных, которые, в общем случае, являются функциями двух координат. Кроме того, как показывают расчеты, симметричное распределение намагниченности в доменной границе относительно ее центра не является энергетически наиболее выгодным. Часто наименьшей энергии соответствует несимметричное распределение намагниченности в границе. Так, например, Хубертом была предложена «вихревая» модель распределения намагниченности в блховской границе, которая позволяет свести к нулю компоненту энергии, связанную с выходом намагниченности из плоскости пленки. Экспериментальное подтверждение существования асимметричных блховских и неелевских доменных границ было получено методом лоренцевой электронной микроскопии. Изображение магнитной струк-

туры, формируемое этим методом, имеет асимметричное распределение контраста в поперечном сечении доменной границы.

Остановимся коротко на вопросе влияния магнитного поля на структуру доменных границ. Экспериментальные результаты показывают, что структура доменных границ изменяется в результате действия магнитного поля. Пусть первоначально в образце имеются блоховские доменные границы, расположенные параллельно оси легкого намагничивания образца. Предположим, что магнитное поле приложено в плоскости образца перпендикулярно оси легкого намагничивания. В результате действия магнитного поля угол ν между доменной границей и направлением намагниченности в домене возрастает. Зависимость энергии блоховской доменной границы $\gamma_{\text{бл}}$ от величины угла между границей и направлением намагниченности в доменах определяется соотношением

$$\gamma_{\text{бл}} = \gamma_{\text{бл}}^{180} \cos^2 \nu. \quad (3.21)$$

В свою очередь выражение для энергии неелевской доменной границы $\gamma_{\text{н}}$ можно представить как

$$\gamma_{\text{н}} = \gamma_{\text{н}}^{180} (1 - \sin \nu)^2, \quad (3.22)$$

где $\gamma_{\text{бл}}^{180}$, $\gamma_{\text{н}}^{180}$ – энергии 180-градусных блоховских и неелевских границ соответственно. При определенной величине угла между границей и направлением намагниченности в домене блоховская конфигурация доменной границы становится менее энергетически выгодной, чем неелевская. В результате этого распределение намагниченности в доменной границе изменяется. Угол между направлением намагниченности в домене и границей, при котором происходит изменение структуры доменных границ с блоховской на неелевскую, получил название угла блох-неелевского перехода структуры доменных границ. Выражение для угла блох-неелевского перехода можно представить в виде

$$\nu_{\text{бл-н}} = \arcsin \frac{\gamma_{\text{н}}^{180} - \gamma_{\text{бл}}^{180}}{\gamma_{\text{н}}^{180} + \gamma_{\text{бл}}^{180}}. \quad (3.23)$$

Величина угла блох-неелевского перехода определяется в основном толщиной образца. Чем больше толщина образца, тем больше угол блох-неелевского перехода и тем большее магнитное поле требуется для изменения структуры доменных границ.

3.5. Тонкая структура магнитных доменов

При исследовании доменной структуры ферромагнитных пленок было обнаружено, что распределение намагниченности в отдельных доменах неоднородно по направлению. Иными словами, в доменах наблюдаются отклонения направлений намагниченности от среднего направления.

Существование локальных осей легкого намагничивания в основном обусловлены дисперсией ориентации осей анизотропии отдельных кристаллитов и объемными неоднородностями внутренних напряжений. Чем больше неоднородность распределения намагниченности по направлению в доменах, тем больше значения энергий обменного и магнитостатического взаимодействия между областями с различным направлением локальных осей легкого намагничивания. Поэтому большие колебания намагниченности в доменах являются энергетически невыгодными. Равновесное распределение намагниченности в доменах соответствует минимуму суммы энергий анизотропии, обменного и магнитостатического взаимодействия. На рисунке 19 приведены фотографии равновесного распределения намагниченности в доменах для тонких магнитных пленок. Подобные распределения намагниченности получили название «ряби намагниченности». Направление намагниченности в каждой точке образца перпендикулярно линиям ряби намагниченности.

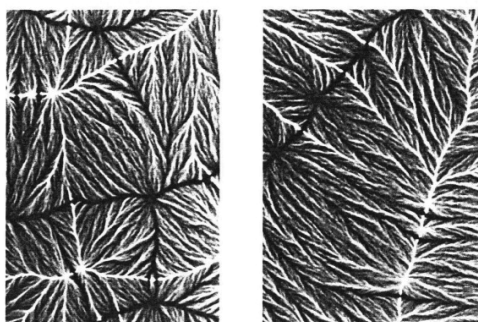


Рис. 19. Электронно-микроскопическое изображение распределения намагниченности в CoW-пленке толщиной 100 нм

Существование тонкой структуры магнитных доменов оказывает весьма существенное влияние на протекание процессов намагничивания в ферромагнитных материалах.

3.6. «Закритическое» состояние

Рассмотрим ферромагнитную пластинку с осью легкого намагничивания, направленной перпендикулярно ее плоскости. Будем считать, что размеры пластинки таковы, что энергетически выгодным является ее разбиение на домены. При этом минимуму энергии анизотропии соответствует направление намагниченности в доменах, параллельное оси легкого намагничивания пластинки. В этом случае, в свою очередь, на поверхности пластинки образуются магнитные полюса, что приводит к возрастанию магнитостатической энергии. Минимуму магнитостатической энергии соответствует ориентация намагниченности в плоскости пластинки. Таким образом, ориентация намагниченности будет определяться двумя параметрами – величиной поля анизотропии и намагниченностью насыщения ферромагнетика, определяющей плотность магнитных полюсов на поверхности пластинки. Состояние магнитной пластинки с осью легкого намагничивания, перпендикулярной ее плоскости, при котором намагниченность выходит относительно этой плоскости на угол, меньший, чем 90° , получило название «закритическое» состояние.

Параметр $Q = \frac{K}{2\pi M_s^2 \mu_0}$, равный отношению максимальной

объемной плотности энергии одноосной перпендикулярной плоскости пластинки анизотропии к максимальной объемной плотности энергии размагничивающего поля, получил название «фактор качества». Если $Q \ll 1$, то энергетически более выгодной является ориентация намагниченности в плоскости ферромагнитной пленки, так как магнитостатический вклад превалирует над вкладом энергии анизотропии. Если $Q \gg 1$, то более выгодной оказывается ориентация намагниченности в направлении, перпендикулярном плоскости пластинки.

«Закритическое» состояние экспериментально наблюдалось в тонких магнитных пленках, ось легкого намагничивания которых

имеет компоненту, направленную перпендикулярно плоскости образца. Основными особенностями таких пленок являются:

- 1) наличие в них полосовой доменной структуры (рис. 20);
- 2) низкая остаточная намагниченность;
- 3) своеобразная форма петель гистерезиса.

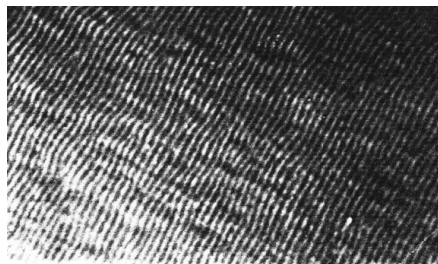


Рис. 20. Электронно-микроскопическое изображение полосовой доменной структуры

Как правило, у пленок, находящихся в «закритическом» состоянии, наблюдается эффект вращательной анизотропии, т. е. изменения направления их оси легкого намагничивания при изменении направления внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости пленки. Считается, что эффект вращательной анизотропии обусловлен увеличением энергии доменных границ при повороте намагниченности под действием магнитного поля. Ось легкого намагничивания вращательной анизотропии параллельна границам полосовых доменов.

Исследования по изучению доменной структуры магнитных пленок с осью легкого намагничивания, перпендикулярной их плоскости, показали, что не существует резкого перехода между двумя состояниями с $Q > 1$ и $Q < 1$. С ростом Q намагниченность постепенно переходит из положения, параллельного плоскости пленки, в положение, при котором она ей перпендикулярна.

Ориентация намагниченности относительно плоскости пленки определяется как магнитными параметрами, так и толщиной пленок. Чем больше толщина ферромагнитных пленок, тем меньше вклад магнитостатической энергии в общую энергию доменной структуры и тем больше величина угла выхода намагниченности из плоскости пленки. Поэтому «закритиче-

ское» состояние чаще наблюдается в достаточно массивных образцах и значительно реже в тонких пленках.

Как показывают расчеты, минимуму энергии доменной структуры соответствует при $Q \approx 1$ такое состояние, при котором в соседних доменах имеет место выход намагниченности из плоскости пленки. Отклонение намагниченности в этих доменах противоположно плоскости пленки. Результаты расчета хорошо подтверждаются экспериментально.

Переход намагниченности из «закритического» в «тонкопленочное» состояние сопровождается как изменением вида кривых намагничивания, так и изменением доменной структуры ферромагнитных пленок.

3.7. Процессы намагничивания

Как уже отмечалось, ферромагнитный образец в отсутствие внешнего магнитного поля не имеет результирующей намагниченности. Поэтому

$$\sum_i M_s V_i \cos \beta_i = 0, \quad (3.24)$$

где V_i – объем i -го домена, β_i – угол между направлением намагниченности i -го домена и любым зафиксированным направлением в образце. Если к образцу приложить внешнее магнитное поле H , то образец намагничивается и вдоль направления H начинает приобретать отличную от нуля результирующую намагниченность δM . Эта намагниченность в общем случае складывается из двух частей:

$$\delta M = M_s \sum_i \cos \beta_i \delta V_i + M_s \sum_i V_i \delta(\cos \beta_i). \quad (3.25)$$

Первое слагаемое обусловлено ростом объемов доменов, векторы намагниченности которых образуют наименьший угол с направлением внешнего поля, за счет доменов с энергетически менее выгодной ориентацией намагниченности. Такие процессы осуществляются путем движения границ между доменами и поэтому называются процессами смещения доменных границ. Второе слагаемое обусловлено изменением направления намагниченности в доменах. Эти процессы принято называть процес-

сами вращения намагниченности. Следовательно, восприимчивость ферромагнетика можно представить в виде суммы восприимчивостей двух типов процессов – смещения доменных границ и вращения намагниченности в доменах:

$$\chi_{\phi} = \chi_{см} + \chi_{вр} = \left(\frac{dM}{dH} \right)_{см} + \left(\frac{dM}{dH} \right)_{вр}. \quad (3.26)$$

Анализ кривых намагничивания ферромагнетиков показывает, что в слабых магнитных полях основную роль играют процессы смещения доменных границ ($\chi_{см} \gg \chi_{вр}$). В полях, больших, чем поле, соответствующее максимуму на кривой $\chi_{\phi}(H)$, основную роль начинают играть процессы вращения намагниченности в доменах.

Рассмотрим особенности перемагничивания ферромагнетиков путем смещения доменных границ. Точная количественная оценка этого процесса сложна, так как необходимо учитывать множество факторов, влияющих на процесс смещения границы (неоднородности кристаллической структуры ферромагнетика, внутренние механические напряжения, локальные изменения толщины образца и др.). Поэтому ограничимся лишь изложением общих положений процесса смещения доменных границ.

Пусть доменная граница с площадью S разделяет два противоположно намагниченных домена. Направление внешнего магнитного поля совпадает с направлением намагниченности в одном из доменов. В отсутствие магнитного поля граница находится в положении x_0 , определяемом условием $(d\gamma_{сп} / dx)_{x=x_0} = 0$. Энергия доменной границы единичной площади в первом приближении может быть представлена как

$$\gamma_{сп} = \frac{Cx^2}{2}, \quad (3.27)$$

где C – коэффициент упругости границы. Изменение энергии доменной границы в результате ее смещения на расстояние Δx (рис. 21) представлено как

$$\Delta\gamma_{сп} = Cx\Delta x. \quad (3.28)$$

Если магнитное поле \vec{H} , вызывающее смещение доменной границы, направлено под углом α по отношению к намагниченно-

сти, то его энергия, эквивалентная произведенной работе по смещению единицы длины доменной границы на расстояние Δx , равна

$$\Delta W_H = -2M_s H \mu_0 \Delta x \cos \alpha . \quad (3.29)$$

Из условия $\frac{d(\Delta \gamma_{ep} + \Delta W_H)}{d(\Delta x)} = 0$ получим уравнение

$$Cx - 2M_s H \mu_0 \cos \alpha = 0 . \quad (3.30)$$

Отсюда определим смещение x доменной границы

$$x = \frac{2M_s H \mu_0 \cos \alpha}{C} . \quad (3.31)$$

Результирующая намагниченность M в направлении магнитного поля H , возникающая при смещении доменной границы, определяется как

$$M = 2M_s S x \cos \alpha , \quad (3.32)$$

где S – общая площадь доменных границ, приходящаяся на единицу объема образца. Подставляя x из выражения (3.31) в (3.32), получаем

$$M = 4M_s^2 H \mu_0 S \cos^2 \alpha / C . \quad (3.33)$$

Тогда магнитная восприимчивость χ_{cm} запишется в виде

$$\chi_{cm} = 4M_s^2 \mu_0 S \cos^2 \alpha / C . \quad (3.34)$$

Предположим, что доменная граница закреплена на дефектах кристаллической решетки. В результате действия магнитного поля она изгибается. Радиус кривизны доменной границы r может быть найден из соотношения

$$\frac{\gamma_{ep}}{r} = 2M_s H \mu_0 \cos \alpha , \quad (3.35)$$

где отношение $\frac{\gamma_{ep}}{r}$ определяет величину возвращающей силы на единицу площади доменной границы, возникающей вследствие ее изгиба. Изменение объема домена в результате прогиба доменной границы равно

$$\Delta V = \frac{2lhs}{3} , \quad (3.36)$$

где l – расстояние между точками закрепления доменной границы, h – толщина образца, s – стрела прогиба доменной границы (рис. 22). Намагниченность, возникающая в результате прогиба доменной границы, M равна

$$M = \frac{4}{3} \Delta x M_s S \cos \alpha. \quad (3.37)$$

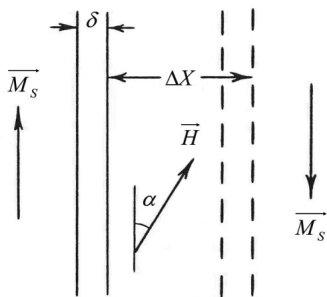


Рис. 21. Смещение доменных границ под действием магнитного поля

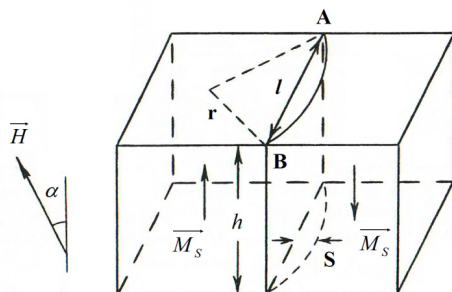


Рис. 22. Схематичное представление изменения объема доменов в результате прогиба доменной границы под действием внешнего магнитного поля

Учитывая, что $S \approx \frac{l^2}{8r}$, и подставляя выражение для Δx из (3.28), где $C \approx \frac{\gamma_{ep}}{r}$, в (3.37), получим

$$M = \frac{l^2 M_s^2 H \mu_0 S \cos^2 \alpha}{3\gamma_{ep}}. \quad (3.38)$$

При этом начальная восприимчивость определяется выражением

$$\chi_{cm} = \frac{l^2 M_s^2 \mu_0 S \cos^2 \alpha}{3\gamma_{ep}}. \quad (3.39)$$

Как показывают результаты исследований процессов перемagnичивания в ферромагнетиках, смещение доменных границ при приложении магнитного поля происходит лишь в том случае, когда внешнее магнитное поле, приложенное к ферромагнетику, превысит некоторое критическое значение H_c . Критическое значение магнитного поля, при котором начинается про-

цесс смещения доменных границ, получило название коэрцитивной силы доменной границы. Величина коэрцитивной силы доменной границы зависит от целого ряда факторов: например, от состава ферромагнетика, наличия неоднородностей в его структуре, толщины образца, типа доменных границ и т. д. Так, для тонких ферромагнитных пленок хорошо выполняется соотношение, согласно которому коэрцитивная сила доменной границы H_c уменьшается с ростом толщины пленки h ($H_c \sim h^{-4/3}$). В самом общем случае величина поля, удерживающего границу в положении x_0 , пропорциональна градиенту энергии доменной границы γ_{zp} в направлении, перпендикулярном ее плоскости, т. е.

$$H_c \sim \left(\frac{\Delta \gamma_{zp}(x)}{\Delta x} \right)_{x=x_0}.$$

Рассмотрим теперь особенности намагничивания ферромагнетика путем вращения намагниченности в доменах. Наиболее удобный и наглядный механизм намагничивания ферромагнетиков таким путем – это механизм однородного вращения намагниченности. Для упрощения задачи введем следующие допущения:

1) образец имеет вид длинной полоски с осью легкого намагничивания, лежащей в плоскости образца и ориентированной в направлении, перпендикулярном его длине. При этом доменная структура будет иметь полосовой характер (рис. 23);

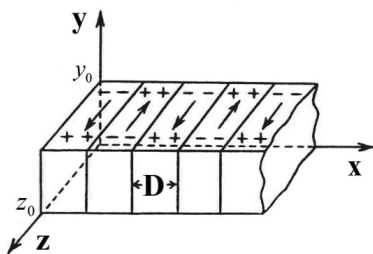


Рис. 23. Доменная структура ферромагнитной полоски

2) направление намагничивания полоски совпадает с направлением ее оси трудного намагничивания;

3) так как длина полоски во много раз превышает ее ширину и толщину, то можно считать, что размагничивающий фактор

вдоль длины полоски N равен нулю. Поэтому вкладом от магнитостатической энергии, возникающим в процессе вращения намагниченности из-за конечности образца в направлении его длины, можно пренебречь.

При проведении первоначального расчета не будем учитывать энергию доменных границ. В этом случае энергия рассматриваемой доменной структуры включает в себя лишь энергию анизотропии и энергию взаимодействия намагниченности с внешним магнитным полем:

$$W = K \sin^2 \beta - M_s H \mu_0 \cos(90^\circ - \beta), \quad (3.40)$$

где β – угол поворота намагниченности в результате действия магнитного поля. Из условия минимума энергии $\frac{dW}{d\beta} = 0$ получим следующее выражение для угла поворота намагниченности:

$$\sin \beta = \frac{M_s H \mu_0}{2K}. \quad (3.41)$$

Намагниченность ферромагнитной полоски M , возникающая в результате действия магнитного поля, равна

$$M = M_s \sin \beta. \quad (3.42)$$

Тогда восприимчивость $\chi_{ep} = \frac{dM}{dH}$ может быть представлена в виде:

$$\chi_{ep} = \frac{M_s^2 \mu_0}{2K}. \quad (3.43)$$

Таким образом, магнитная восприимчивость процесса однородного вращения намагниченности определяется лишь магнитными характеристиками ферромагнетика и не зависит от величины действующего магнитного поля.

Рассмотрим, как влияет на магнитную восприимчивость структура доменных границ. Пусть в образце в отсутствие внешнего магнитного поля существуют блоховские доменные границы. С учетом энергии доменных границ энергия доменной структуры в магнитном поле, направленном вдоль оси трудного намагничивания, может быть представлена в виде:

$$W = K \sin^2 \beta - M_s H \mu_0 \sin \beta + \gamma_{\bar{\alpha}l}^{180} n_{\bar{\alpha}l} \cos^2 \beta, \quad (3.44)$$

где $n_{\bar{\alpha}l}$ – концентрация блоховских доменных границ. Из условия $dW/d\beta = 0$ получим следующее выражение для угла поворота намагниченности β в образце с блоховскими доменными границами:

$$\sin \beta = \frac{M_s H \mu_0}{2K - 2\gamma_{\bar{\alpha}l}^{180} n_{\bar{\alpha}l}}. \quad (3.45)$$

Магнитная восприимчивость в этом случае будет равна

$$\chi_{ep} = \frac{M_s^2 \mu_0}{2K - 2\gamma_{\bar{\alpha}l}^{180} n_{\bar{\alpha}l}}. \quad (3.46)$$

Из выражения (3.46) видно, что с увеличением концентрации блоховских доменных границ происходит рост магнитной восприимчивости образца.

Рассмотрим случай, когда в образце существуют неелевские доменные границы. Выражение для энергии доменной структуры в магнитном поле, направленном вдоль оси трудного намагничивания, с учетом энергии неелевских доменных границ запишется в виде:

$$W = K \sin^2 \beta - M_s H \mu_0 \sin \beta + \gamma_n^{180} n_n (1 - \sin \beta)^2, \quad (3.47)$$

где n_n – концентрация неелевских доменных границ. Из условия $dW/d\beta = 0$ получим следующее выражение для угла поворота намагниченности в образце с неелевскими доменными границами:

$$\sin \beta = \frac{M_s H \mu_0 + 2\gamma_n^{180} n_n}{2K + 2\gamma_n^{180} n_n}. \quad (3.48)$$

Таким образом, магнитная восприимчивость образца с неелевскими доменными границами может быть записана как

$$\chi_{ep} = \frac{M_s^2 \mu_0}{2K + 2\gamma_n^{180} n_n}. \quad (3.49)$$

С ростом концентрации неелевских доменных границ магнитная восприимчивость уменьшается. Таким образом, ход зависимости величины χ_{ep} от концентрации доменных границ определяется их видом. Расчеты показывают, что при блох-неелевском переходе структуры доменных границ происходит резкое изменение магнитной восприимчивости.

3.8. Параметры равновесной доменной структуры ферромагнетика

Остановимся на вопросе о том, какие факторы влияют на размеры отдельных доменов в ферромагнетике. Рассмотрение этого вопроса будем проводить, используя следующие допущения:

1) считаем, что ферромагнетик представляет собой плоско-параллельную пластинку. При этом толщина h и ширина t ферромагнитной пластинки фиксированы, а ее длина принимается бесконечной;

2) ось легкого намагничивания лежит в плоскости пластинки и направлена перпендикулярно ее длине (рис. 23).

Доменная структура ферромагнитной пластинки в этом случае имеет полосовой характер. Рассчитаем равновесную ширину домена D и определим, как влияет на D ширина и толщина пластинки. Прежде всего установим, какие факторы влияют на ширину домена. Это магнитостатическая энергия взаимодействия магнитных полюсов на краях пластинки. Чем больше толщина пластинки и чем меньше ее ширина, тем больше магнитостатическая энергия взаимодействия магнитных полюсов между собой. При этом магнитостатическая энергия зависит от ширины доменов. Чем меньше ширина доменов, тем меньше магнитостатическая энергия. Таким образом, можно ожидать, что с увеличением толщины пластинки и с уменьшением ее ширины будет происходить уменьшение ширины доменов. С другой стороны, уменьшение ширины доменов приводит к росту числа доменных границ в образце. Поэтому уменьшаться до бесконечности ширина доменов не может из-за роста энергетической компоненты, связанной с доменными границами. Следовательно, равновесная ширина домена будет определяться условием минимума суммы энергии доменных границ и магнитостатической энергии взаимодействия магнитных полюсов на краях пластинки.

Величина плотности поверхностной энергии отдельной доменной границы для железоникелевых магнитных пленок лежит примерно в интервале от 0,1 (для блоховских доменных границ) до 1 Дж/м² (для неелевских доменных границ) и может быть экспериментально определена. Сложнее определить магнитостатическую энергию взаимодействия магнитных полюсов на

краях пластинки. Проведем расчет этой компоненты энергетического вклада доменной структуры.

В отсутствие внешнего магнитного поля ширина противоположно намагниченных доменов одинакова. На плоскостях $Z = 0$ и $Z = Z_0$ образуются магнитные полюса с поверхностной плотностью $\omega(x, y)$, периодичной по оси X (см. рис. 23). Так как в направлении оси X пластинка считается бесконечной, то можно разложить плотность магнитных зарядов ω и потенциал φ , создаваемый ими, в ряд Фурье по X и интеграл Фурье по Y :

$$\omega(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \omega(\xi) \exp \left[i \left(\frac{n\pi x}{D} + \xi y \right) \right] dy, \quad (3.50)$$

$$\omega(\xi) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{y_0} dy \int_0^{\pi} \omega \left(\frac{\pi x}{D}, y \right) \exp \left[-i \left(\frac{n\pi x}{D} + \xi y \right) \right] d \left(\frac{\pi x}{D} \right), \quad (3.51)$$

где ξ – параметр разложения. Потенциал φ , связанный с распределением магнитных полюсов, должен удовлетворять уравнению Лапласа

$$\Delta \varphi(x, y, z) = 0. \quad (3.52)$$

При этом граничные условия для φ записываются в виде

$$\frac{d\varphi}{dz(x, y, z=0)} = 4\pi\omega, \quad (3.53)$$

$$\frac{d\varphi}{dz(x, y, z=z_0)} = 4\pi\omega, \quad (3.54)$$

где $|\omega| = M_s$. Тогда

$$\varphi \left(\frac{\pi x}{D}, y, z \right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \omega(\xi, z) \exp(i\xi y) \sin \left(\frac{n\pi x}{D} \right) d\xi. \quad (3.55)$$

Подставляя (3.50) в (3.52), с учетом (3.53) и (3.54) получаем следующее выражение для φ :

$$\varphi(x, y, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\xi y) \sin \left(\frac{n\pi x}{D} \right) \frac{4\pi\omega}{\lambda} L(\lambda) d\xi, \quad (3.56)$$

где $L(\lambda) = \frac{(\exp(\lambda z) + \exp(-\lambda z))(\exp(\lambda z) - \exp(-\lambda z))}{\exp(\lambda z_0) - \exp(-\lambda z_0)}$,

$$\lambda = \sqrt{\xi^2 + \left(\frac{\pi n}{D}\right)^2}.$$

Выражение для плотности магнитостатической энергии W_m можно представить в следующей форме:

$$W_m = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\pi d\left(\frac{\pi x}{D}\right) \int_0^{y_0} dy \int_0^{z/2} \frac{d\varphi\left(\frac{\pi x}{D}, y, z\right)}{dz} \omega(x, y) dz. \quad (3.57)$$

Интегрируя по x , y и z и подставляя $\omega(\xi)$ в виде

$$\omega(\xi) = \frac{M_s}{4\pi^2} \int_0^{y_0} \exp(-i\xi y) \int_0^{\pi n/D} \exp\left(-\frac{i\pi n x}{D}\right) d\left(\frac{\pi n x}{D}\right) dy \quad (3.58)$$

после всех преобразований и учитывая только члены, содержащие реальную часть, получим следующее выражение для плотности энергии взаимодействия магнитных полюсов на краях полоски:

$$W_m = \frac{8M_s^2}{ny_0z_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1 - \cos(\pi n)}{n^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(\xi y_0) \operatorname{th}\left(\frac{\lambda z_0}{z}\right)}{\xi^2 \lambda} d\xi. \quad (3.59)$$

Интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(\xi y_0) \operatorname{th}\left(\frac{\lambda z_0}{z}\right)}{\xi^2 \lambda} d\xi$ может быть вычислен

только численными методами, например методом Симпсона.

Пусть параметр n изменяется от -100 до 100 , а параметр ξ – от $0,1$ до 1000 . Будем считать также, что ширина пластинок z_0 изменяется от $0,5$ до 2 мм с шагом $0,5$ мм, а ее толщина y_0 – от 10 до 50 мкм. На рисунке 24 приведены зависимости плотности магнитостатической энергии от ширины доменов для пластины толщиной 10 микрон при ее различной ширине для значения намагниченности $M_s = 5 \cdot 10^4$ А/м. Плотность магнитостатической энергии уменьшается с увеличением ширины пластинки и с уменьшением ширины доменов D .

Как отмечалось выше, равновесная ширина доменов определяется минимумом суммы магнитостатической энергии магнитных полюсов и энергии доменных границ. Суммарная объемная плотность энергии может быть представлена как

$$W_n = W_m(D) + \frac{\gamma_{zp}}{D}, \quad (3.60)$$

где γ_{zp} – поверхностная плотность энергии доменных границ. Примем величину γ_{zp} равной $0,1 \text{ Дж/м}^2$. На рисунке 25 приведены графики зависимости суммарной плотности энергии от ширины доменов. Из графиков видно, что зависимость $W_n(D)$ имеет минимум при определенных значениях D . При уменьшении ширины пластинки минимум смещается в сторону меньших значений D . На рисунке 26 приведена зависимость равновесной ширины доменов от ширины z_0 пластинки для ее толщины 10 и 50 мкм. Из графиков видно, что чем больше толщина пластинки, тем меньше равновесная ширина доменов D .

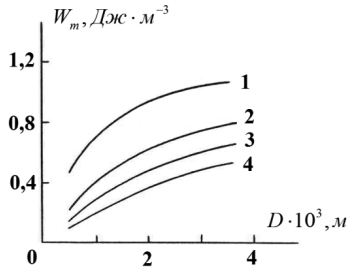


Рис. 24. Зависимости плотности магнитостатической энергии размагничивающих полей от ширины доменов для ферромагнитных полосок толщиной 10 мкм. Кривая 1 соответствует ширине полоски 0,5 мм, 2 – 1 мм, 3 – 1,5 мм, 4 – 2 мм

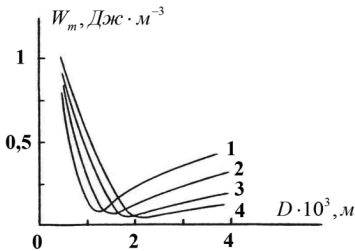


Рис. 25. Зависимость суммарной объемной плотности энергии от ширины доменов для ферромагнитной полоски толщиной 10 мкм. Кривая 1 соответствует ширине полоски 0,5 мм, 2 – 1 мм, 3 – 1,5 мм, 4 – 2 мм

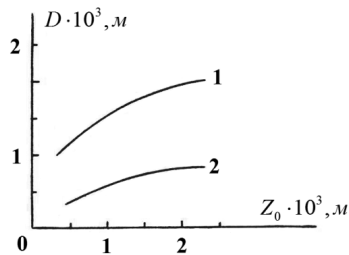


Рис. 26. Расчетные зависимости равновесной ширины доменов от ширины полоски. Кривая 1 соответствует толщине полоски 10 мкм, 2 – 50 мкм

Итак, расчеты показали, что равновесная ширина доменов зависит от геометрических размеров образца, параметров, определяющих поверхностную плотность энергии доменных границ (константы анизотропии и постоянной обменного взаимодействия), и значения намагниченности насыщения M_s .

3.9. Влияние внешнего магнитного поля на ширину доменов

Пусть теперь к рассматриваемой в предыдущем параграфе ферромагнитной пластинке приложено магнитное поле H , направленное перпендикулярно ее оси легкого намагничивания. В результате действия магнитного поля намагниченность в полосовых доменах будет поворачиваться в направлении действия H . При этом изменяется как магнитостатическая энергия из-за уменьшения компоненты намагниченности, перпендикулярной к краю пластинки, так и энергия доменных границ. Изменение магнитостатической энергии пропорционально квадрату косинуса угла поворота намагниченности в доменах. Если в образце существуют блоховские доменные границы, то изменение их энергии также пропорционально квадрату косинуса угла поворота намагниченности. Таким образом, для нахождения значения ширины доменов D необходимо найти минимум выражения

$$W_n = W_m(D) \cos^2 \beta + \frac{\gamma_{cp}}{D} \cos^2 \beta, \quad (3.61)$$

где $\beta = \arcsin\left(\frac{\mu_0 M_s H}{2K}\right)$ – величина угла поворота намагниченности. Так как оба слагаемых в выражении (3.61) с ростом H изменяются пропорционально $\cos^2 \beta$, то изменения ширины доменов D происходить не будет. Как уже отмечалось в предыдущих параграфах, структура доменных границ в результате поворота намагниченности в доменах может изменяться от блоховской к неелевской (блех-неелевский переход). В результате такого изменения структуры границ изменяется и выражение для энергии доменной структуры. Для определения равновесной ширины доменов необходимо найти минимум W_n , которая равна

$$W_n = W_m (D') \cos^2 \beta + \frac{\gamma_{ep}}{D'} (1 - \sin \beta)^2, \quad (3.62)$$

где D' – новое значение ширины доменов, соответствующее минимуму выражения (3.62). Расчеты показывают, что в результате блох-неелевского перехода структуры доменных границ ширина доменов, соответствующая устойчивому состоянию доменной структуры, уменьшается. Чем больше величина магнитного поля, направленного перпендикулярно оси легкого намагничивания пластинки, тем меньше ширина доменов, соответствующая минимуму энергии доменной структуры (рис. 27). Этот вывод подтверждается экспериментальными результатами. Рассмотрим один из таких экспериментов.

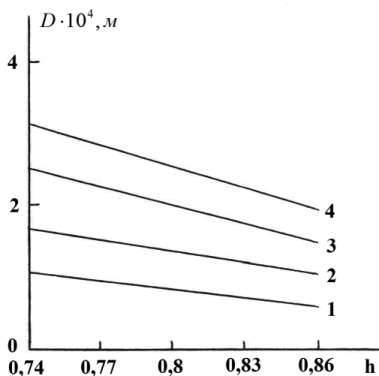


Рис. 27. Зависимости ширины доменов от величины приведенного к полю анизотропии внешнего магнитного поля, направленного вдоль ОН. Кривая 1 соответствует ширине полоски 0,5 мм, 2 – 1 мм, 3 – 2 мм, 4 – 3 мм

При приложении переменного магнитного поля перпендикулярно оси легкого намагничивания полосок из аморфных металлических пленок на основе железа толщиной несколько десятков микрон в них наблюдается колебательное движение доменных границ. Исследуемые образцы имели полосовую доменную структуру, а их ось легкого намагничивания была направлена перпендикулярно длине полоски. Колебательное движение доменных границ было связано с изменением их структуры в результате действия магнитного поля и с изменени-

ем энергетически выгодной ширины доменов. В результате перехода блоховской доменной границы в неелевскую происходило изменение энергии системы и, как следствие этого, уменьшение энергетически выгодной ширины доменов, а в результате обратного перехода неелевской доменной границы в блоховскую ширина доменов вновь возрастала.

Поэтому в результате действия переменного магнитного поля в полосках аморфных металлических пленок и наблюдалось колебательное движение доменных границ.

3.10. Модель однородного вращения намагниченности Стонера – Вольфарта

Рассмотрим теперь ферромагнетик, который находится в однодоменном состоянии. Таким ферромагнетиком может являться, например, тонкая магнитная пленка, разбиение которой на домены энергетически невыгодно из-за большого относительного вклада в общую энергию пленки энергии доменных границ. Пусть угол между осью легкого намагничивания ферромагнетика и приложенным магнитным полем равен α . В результате действия магнитного поля произойдет поворот намагниченности на угол β . Полная энергия ферромагнетика определяется выражением

$$W = K \sin^2 \beta - M_s H \mu_0 \cos(\alpha - \beta), \quad (3.63)$$

где первый член характеризует энергию анизотропии, а второй – энергию взаимодействия намагниченности с внешним магнитным полем. Устойчивое положение намагниченности в домене можно определить из условия минимума энергии $\frac{dW}{d\beta} = 0$, которое может быть переписано в форме:

$$2K \sin \beta \cos \beta - M_s H \mu_0 \sin(\alpha - \beta) = 0. \quad (3.64)$$

Условию минимума энергии соответствует условие существования положительного значения второй производной энергии W по углу β поворота намагниченности в домене

$$2K \cos 2\beta + M_s H \mu_0 \cos(\alpha - \beta) > 0. \quad (3.65)$$

Из выражений (3.64) и (3.65) можно получить зависимость угла поворота намагниченности от величины действующего магнитного поля при его различной ориентации относительно оси легкого намагничивания. Если магнитное поле направлено параллельно оси легкого намагничивания (т. е. $\alpha = 0$), то уравнение для кривой намагничивания можно представить в виде $\frac{\mu_0 M_s H}{2K} = -\cos \beta$. В этом случае полная энергия доменной

структуры минимальна при $\beta = 0$. Когда $H = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$, намагни-

ченность в домене переходит скачком из положения $\beta = 0$ в положение $\beta = \pi$ или наоборот. Поэтому для образцов с коэрцитивной силой, большей, чем поле анизотропии, петля гистерезиса в направлении оси легкого намагничивания прямоугольна.

Если магнитное поле \vec{H} направлено вдоль оси трудного намагничивания (т. е. $\alpha = \pi/2$), то уравнение для кривой намагничивания можно представить в виде $\frac{\mu_0 M_s H}{2K} = \sin \beta$. В этом случае

петля гистерезиса представляет собой прямую линию, проходящую через начало координат и составляющую с осью \vec{H} угол 45° . При значении магнитного поля $H = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$ зависимость

$M(H)$ переходит в прямую, параллельную оси \vec{H} . Таким образом, намагниченность поворачивается обратимо до тех пор, пока приложенное поле H меньше, чем поле анизотропии $H_k = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$.

Когда магнитное поле становится по величине равным полю анизотропии, достигается состояние насыщения в направлении оси трудного намагничивания. При дальнейшем увеличении магнитного поля изменений в ориентации намагниченности не происходит.

Если направление приложенного магнитного поля составляет угол α с направлением оси легкого намагничивания, то с ростом H намагниченность отходит от направления оси легкого намагничивания. В том случае, когда угол между направлением

\vec{H} и \vec{M}_s меньше чем 90° , намагниченность необратимо поворачивается от направления оси легкого намагничивания лишь до тех пор, пока не достигает некоторого критического угла поворота. При достижении критического угла происходит резкий скачок намагниченности в новое положение между направлениями \vec{H} и осью легкого намагничивания. Критическая кривая, описывающая такой процесс перемагничивания, может быть представлена уравнением астроида (рис. 28):

$$(h_L)^{2/3} + (h_T)^{2/3} = 1, \quad (3.66)$$

где $h_L = \frac{H \cos \alpha}{H_k}$, $h_T = \frac{H \sin \alpha}{H_k}$.

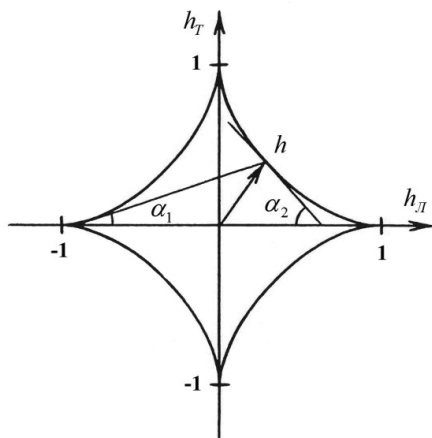


Рис. 28. Критическая кривая процесса перемагничивания

В том случае, когда вектор магнитного поля находится в пределах площади, ограниченной астроидой, происходит обратимый поворот намагниченности в образце, а если вектор магнитного поля выходит за пределы астроида – необратимый. С помощью астроида можно определить устойчивое положение намагниченности при любом значении приложенного магнитного поля. Для этого необходимо из конца вектора магнитного поля провести касательные к ветвям астроида. Если вектор магнитного поля не выходит за пределы области, ограниченной

астроидой, то к ее ветвям можно провести две касательные. Углы между осью h_D и касательными будут определять углы отклонения намагниченности относительно оси легкого намагничивания. Таким образом, в этом случае имеются два устойчивых положения намагниченности. Если же вектор магнитного поля находится за пределами астроиды, то к ее ветвям можно провести лишь одну касательную. Это свидетельствует о том, что имеется только одно устойчивое положение намагниченности. Скачкообразное изменение положения намагниченности происходит в том случае, когда вектор магнитного поля касается одной из ветвей астроиды.

3.11. Магнитоупругие свойства ферромагнетика

Основной магнитоупругой характеристикой ферромагнетика является его постоянная магнитоупругости λ_s , которая показывает, насколько изменяются размеры ферромагнетика при намагничивании его до насыщения. Изменение размеров ферромагнетика при приложении к нему магнитного поля называется магнитоупругим эффектом. Существует и обратный магнитоупругий эффект, который заключается в изменении распределения намагниченности в доменах при приложении к ферромагнетику упругих механических напряжений σ . Знак и абсолютная величина λ_s определяются составом ферромагнетика, особенностями его внутреннего строения, а также зависят от температуры, при которой происходит измерение. Так, как правило, сплавы на основе железа имеют положительную постоянную магнитоупругости, сплавы на основе никеля – отрицательную, а в сплавах на основе кобальта величина λ_s близка к нулю. В свою очередь, магнитоупругая деформация $\varepsilon_{м.у.}$, которую вызывает действие магнитного поля, во многом определяется особенностями распределения намагниченности в доменах ферромагнетика. Величину $\varepsilon_{м.у.}$ можно представить в виде:

$$\varepsilon_{м.у.} = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\langle \sin^2 \beta \rangle - \langle \sin^2 \beta_0 \rangle \right), \quad (3.67)$$

где $\langle \sin^2 \beta_0 \rangle$ – среднее значение квадрата синуса угла поворота намагниченности в доменах относительно оси легкого намагничивания в отсутствие магнитного поля, $\langle \sin^2 \beta \rangle$ – среднее значение квадрата синуса угла поворота намагниченности в доменах относительно оси легкого намагничивания при приложении магнитного поля. Для полосовой доменной структуры выражение (3.67) может быть переписано в виде:

$$\varepsilon_{м.у.} = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\langle \sin^2 \beta \rangle - \frac{1}{3} \right). \quad (3.68)$$

Из выражения (3.67) следует, что процесс смещения 180-градусных доменных границ не приводит к возникновению магнитоупругой деформации, так как не изменяет начального распределения намагниченности в доменах. Магнитоупругую деформацию может вызвать либо поворот намагниченности в доменах, либо смещение не 180-градусных доменных границ.

Изменение размеров ферромагнетика в результате действия магнитного поля приводит и к изменению его модуля упругости. Изменение величины модуля упругости в магнитном поле получило название ΔE -эффекта. Выражение для ΔE -эффекта может быть записано как

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{E_H - E_0}{E_0}, \quad (3.69)$$

где E_0 – значение модуля упругости в размагниченном состоянии, E_H – значение модуля упругости в магнитном поле H . Чем больше величина магнитоупругой деформации, тем больше ΔE -эффект ферромагнетика. Как правило, в результате действия магнитного поля модуль упругости возрастает от своего значения в размагниченном состоянии E_0 до максимального значения в состоянии магнитного насыщения E_s . Однако в сплавах с полосовой доменной структурой, перемагничивание которых осуществляется вращением намагниченности, имеет место так называемый отрицательный ΔE -эффект, связанный с уменьшением модуля упругости в магнитном поле.

3.12. Связь между параметрами доменной структуры и магнитоупругими свойствами ферромагнетика

Рассмотрим ферромагнетик в виде длинной и узкой полоски. Пусть ось легкого намагничивания направлена перпендикулярно длинной стороне полоски. Постоянное магнитное поле H и переменные упругие напряжения σ направлены вдоль длины полоски (рис. 29). В этом случае выражение для энергии доменной структуры можно представить в виде:

$$W = K \sin^2 \beta - \mu_0 M_s H \cos(90^\circ - \beta) - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2(90^\circ - \beta), \quad (3.70)$$

где β – угол поворота намагниченности в доменах. Из условия $dW/d\beta = 0$ найдем величину угла поворота намагниченности β :

$$\beta = \arcsin \left(\frac{\mu_0 M_s H}{2K - 3\lambda_s \sigma} \right). \quad (3.71)$$

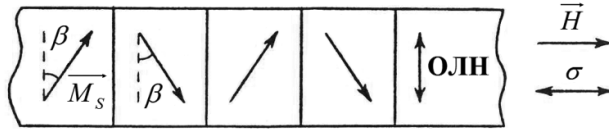


Рис. 29. Поворот намагниченности в доменах под действием внешнего магнитного поля и упругих напряжений

Намагниченность $M = M_s \sin \beta$, которую приобретает полоска в результате действия магнитного поля H и упругих напряжений σ , равна

$$M = \frac{\mu_0 M_s^2 H}{2K - 3\lambda_s \sigma}. \quad (3.72)$$

Магнитная восприимчивость $\chi = dM/dH$ может быть при этом записана как

$$\chi = \frac{\mu_0 M_s^2}{2K - 3\lambda_s \sigma}. \quad (3.73)$$

Как видно из выражения (3.73), магнитная восприимчивость полоски зависит от величины прикладываемых упругих

напряжений. Чем больше величина σ , тем больше магнитная восприимчивость χ . При приближении σ к значению $2K/3\lambda_s$ знаменатель в выражении (3.73) стремится к нулю. Это означает, что намагниченность в доменах полоски в результате действия таких упругих напряжений поворачивается в направлении σ . При этом процессы вращения намагниченности заканчиваются. Как показывают экспериментальные результаты, при $\sigma = 2K/3\lambda_s$ доменная структура рассматриваемого образца также будет иметь полосовой характер, но с ориентацией доменов вдоль линии приложения упругих напряжений. Поэтому под действием магнитного поля перемагничивание полоски будет осуществляться путем смещения доменных границ.

Величину магнитоупругой деформации $\varepsilon_{м.у.}$ можно определить из выражения

$$\varepsilon_{м.у.} = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\sin^2 \beta - \frac{1}{3} \right). \quad (3.74)$$

Суммарная деформация ε , возникающая в ферромагнетике при приложении упругих напряжений, представляет собой сумму упругой $\varepsilon_y = \sigma/E_0$ и магнитоупругой $\varepsilon_{м.у.}$ деформации

$$\varepsilon = \varepsilon_y + \varepsilon_{м.у.} \quad (3.75)$$

Учитывая, что $\frac{1}{E_H} = \left(\frac{d\varepsilon}{d\sigma} \right)_H$, модуль упругости в магнитном поле E_H может быть найден из соотношения

$$\frac{1}{E_H} = \frac{1}{E_0} + \left(\frac{d\varepsilon_{м.у.}}{d\sigma} \right)_H. \quad (3.76)$$

После проведения преобразований получим следующее выражение для определения E_H :

$$\frac{1}{E_H} = \frac{1}{E_0} + \frac{9\lambda_s^2 \mu_0^2 M_s^2 H^2}{(2K - 3\lambda_s \sigma)^3} \quad (3.77)$$

или

$$E_H = \frac{E_0 (2K - 3\lambda_s \sigma)^3}{(2K - 3\lambda_s \sigma)^3 + 9\lambda_s^2 E_0 \mu_0^2 M_s^2 H^2}. \quad (3.78)$$

Выражение для абсолютной величины ΔE -эффекта можно представить в следующем виде:

$$\left| \frac{E_H - E_0}{E_0} \right| = 1 - \frac{9\lambda_s^2 E_0 \mu_0^2 M_s^2 H^2}{(2K - 3\lambda_s \sigma)^3 + 9\lambda_s^2 E_0 \mu_0^2 M_s^2 H^2}. \quad (3.79)$$

Обсудим полученные результаты. Из выражения (3.79) видно, что чем больше магнитострикция ферромагнетика λ_s , тем больше абсолютная величина ΔE -эффекта. Росту абсолютной величины ΔE -эффекта также способствует увеличение намагниченности насыщения M_s и уменьшение константы одноосной анизотропии K . С ростом H , согласно (3.78) и (3.79), должно наблюдаться монотонное уменьшение модуля упругости в магнитном поле и монотонный рост абсолютного значения ΔE -эффекта.

Экспериментальные результаты по изучению магнитоупругих свойств аморфных металлических сплавов на основе переходных металлов, к которым впервые была применена рассматриваемая модель, показывают, что соотношения (3.78) и (3.79) хорошо выполняются в магнитных полях, меньших поля одноосной анизотропии H_k сплавов. В магнитных полях, близких по величине к полю одноосной анизотропии, происходит рост E_H и уменьшение модуля ΔE -эффекта.

Несоответствие между экспериментально наблюдаемыми результатами и расчетом связано с тем, что в первоначальном выражении для энергии доменной структуры не были учтены все энергетические вклады. В частности, не учтен вклад, связанный с энергией доменных границ. Учет энергии доменных границ позволяет описать экспериментально наблюдаемые зависимости ΔE -эффекта и модуля упругости от величины магнитного поля. Рассмотрим, как влияет структура доменных границ на величины магнитоупругих характеристик магнитострикционных ферромагнетиков.

Выражение для энергии доменной структуры пластинки с учетом энергии блоховских доменных границ может быть представлено как

$$W_1 = K \sin^2 \beta_1 - \mu_0 M_s H \cos(90^\circ - \beta_1) - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2(90^\circ - \beta_1) + \gamma_{\sigma n}^{180} n_1 \cos^2 \beta_1, \quad (3.80)$$

где n_1 – плотность блоховских доменных границ. Из условия $\frac{dW_1}{d\beta_1} = 0$ получим следующее соотношение для угла поворота намагниченности в ферромагнетике с блоховскими доменными границами:

$$\beta_1 = \arcsin \left(\frac{\mu_0 M_s H}{2K - 3\lambda_s \sigma - \gamma_{\sigma n}^{180} n_1} \right). \quad (3.81)$$

После того как в результате действия магнитного поля в ферромагнетике произошел блох-неелевский переход, выражение для доменной структуры с учетом энергии неелевских доменных границ может быть представлено в форме:

$$W_2 = K \sin^2 \beta_2 - \mu_0 M_s H \cos(90^\circ - \beta_2) - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2(90^\circ - \beta_2) + n_2 \gamma_n^{180} (1 - \sin \beta_2)^2, \quad (3.82)$$

где n_2 – плотность неелевских доменных границ. Из условия $\frac{dW_2}{d\beta_2} = 0$ получим выражение для угла поворота β_2 :

$$\beta_2 = \arcsin \left(\frac{\mu_0 M_s H + n_2 \gamma_n^{180}}{2K - 3\lambda_s \sigma + \gamma_n^{180} n_2} \right). \quad (3.83)$$

Подставляя выражения для углов поворота намагниченности в доменах в выражение для величины магнитоупругой деформации (3.74), из (3.75) получим следующие соотношения для модулей упругости в магнитном поле:

$$E_{H1} = E_0 \left\{ 1 + \frac{9\lambda_s^2 M_s^2 H^2 \mu_0 E_0}{(2K - 3\lambda_s \sigma - 2n_1 \gamma_{\sigma n}^{180})^3} \right\}^{-1}, \quad (3.84)$$

$$E_{H2} = E_0 \left\{ 1 + \frac{9\lambda_s^2 (\mu_0 M_s H + 2n_2 \gamma_n^{180}) E_0}{(2K - 3\lambda_s \sigma - 2n_2 \gamma_n^{180})^3} \right\}^{-1}. \quad (3.85)$$

Модуль упругости E_{H1} с ростом H монотонно уменьшается, так как плотность блоховских доменных границ n_1 не зависит от

величины магнитного поля. В свою очередь, плотность неелевских доменных границ n_2 существенно зависит от значения H . В магнитных полях, больших поля блох-неелевского перехода, энергетически выгодная ширина доменов уменьшается, а плотность неелевских доменных границ возрастает. В результате этого модуль упругости E_{H2} в магнитных полях, больших поля блох-неелевского перехода структуры доменных границ, начинает возрастать, а абсолютное значение ΔE -эффекта – уменьшаться. Расчет показывает, что максимум величины модуля ΔE -эффекта и минимум модуля упругости должны наблюдаться в магнитном поле, близком по величине к полю блох-неелевского перехода в структуре доменных границ.

3.13. Зависимость величины ΔE -эффекта от угла между направлением оси легкого намагничивания ферромагнетика и внешним магнитным полем

Рассмотрим ферромагнетик в виде узкой полоски с осью легкого намагничивания, лежащей в плоскости образца. Пусть внешнее магнитное поле и упругие напряжения прикладываются вдоль длины полоски. Определим, как влияет на величину ΔE -эффекта угол между направлением магнитного поля и осью легкого намагничивания ферромагнитной полоски. Рассмотрение будем проводить на основе модели однородного вращения намагниченности в доменах.

Отметим, что ΔE -эффект не равен нулю только в том случае, когда в результате действия магнитного поля происходит намагничивание ферромагнетика. Если ферромагнетик находится в однодоменном состоянии, то приложение магнитного поля, не совпадающего с направлением оси легкого намагничивания, приводит лишь к повороту намагниченности ферромагнетика в направлении действия магнитного поля. Изменение магнитного момента образца при этом не происходит, поэтому и ΔE -эффект в этом случае равен нулю.

Пусть Θ – угол наклона оси легкого намагничивания по отношению к направлению, перпендикулярному длине полоски

(рис. 30). Углы поворота намагниченности в соседних доменах в результате действия магнитного поля \vec{H} , направленного вдоль длины полоски, можно записать в виде:

$$\beta_1 \approx \arcsin \left(\frac{\mu_0 M_s H \cos \Theta}{2K + \mu_0 M_s H \sin \Theta} \right), \quad (3.86)$$

$$\beta_2 \approx \arcsin \left(\frac{\mu_0 M_s H \cos \Theta}{2K - \mu_0 M_s H \sin \Theta} \right). \quad (3.87)$$



Рис. 30. Поворот намагниченности в ферромагнитной полоске с осью легкого намагничивания, ориентированной под углом к направлению, перпендикулярному длине полоски

Согласно модели однородного вращения намагниченности, критическая кривая, описывающая этот процесс, может быть представлена как

$$\left(\frac{H \sin \Theta}{H_k} \right)^{2/3} + \left(\frac{H \cos \Theta}{H_k} \right)^{2/3} = 1. \quad (3.88)$$

Выражение для магнитного поля $H_{кр}$, при котором происходит скачкообразный переход образца в однодоменное состояние, может быть записано в форме:

$$H_{кр} = \frac{H_k}{\sin^{2/3} \Theta + \cos^{2/3} \Theta}. \quad (3.89)$$

Максимум ΔE -эффекта в магнитном поле определяется как

$$\left(\frac{E}{E_0} \right)_{\max} = \frac{3E_0 \lambda_s}{2T_i} \times \quad (3.90)$$

$$\times \left[(\sin^2(\beta_1 + \Theta) \cos^2(\beta_1 + \Theta) + \sin^2(\beta_2 - \Theta) \cos^2(\beta_2 - \Theta)) \right],$$

где T_i – величина внутренних упругих напряжений. Максимум полевой зависимости наблюдается тогда, когда намагничен-

ность образца близка по величине к половине намагниченности насыщения, т. е. $M \approx 0,5M_s$. Это достигается в том случае, если

$$\beta_1 = \frac{\pi}{6} - \frac{\Theta}{2} \text{ и } \beta_2 = \frac{\pi}{6} + \frac{\Theta}{2}.$$

Так как при увеличении угла Θ наклона оси легкого намагничивания величина критического поля $H_{кр}$ уменьшается, то намагниченность в доменах не достигает угла поворота, при котором имеет место максимум величины ΔE -эффекта. На рисунке 31 приведены зависимости максимальной величины ΔE -эффекта от угла Θ при различных значениях приведенного поля $h = \frac{H}{H_k}$. Максимальное значение ΔE -

эффекта при увеличении угла наклона оси легкого намагничивания уменьшается.

Рассмотрим и другой механизм влияния угла наклона оси легкого намагничивания на величину ΔE -эффекта. Вклад в магнитоупругую деформацию от поворота намагниченности в домене, намагниченность в котором первоначально составляла угол, меньший, чем 90° , имеет положительное значение. В свою очередь, поворот намагниченности в соседнем домене (в котором угол между направлением намагниченности и внешним полем больше, чем 90°) дает отрицательный вклад в магнитоупругую деформацию. Чем больше угол наклона оси легкого намагничивания, тем больше этот отрицательный вклад. Таким образом, с увеличением Θ происходит уменьшение $\varepsilon_{м.у.}$. Уменьшение $\varepsilon_{м.у.}$ в свою очередь, ведет к уменьшению величины ΔE -эффекта.

Сделанные выводы подтверждаются результатами эксперимента. На рисунке 32 приведены графики зависимости величины ΔE -эффекта образцов в виде полосок состава $Fe_{81}Mo_9P_{10}$ и $Fe_{81}Mn_9P_{10}$ толщиной 24 мкм и шириной 1–2 мм от угла наклона оси легкого намагничивания по отношению к направлению, перпендикулярному длине полоски. Из рисунка 32 видно, что с увеличением угла наклона оси легкого намагничивания по отношению к направлению, перпендикулярному длинам полосок, происходит уменьшение ΔE -эффекта.

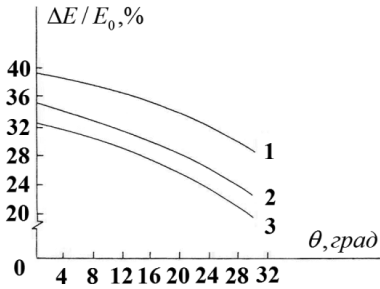


Рис. 31. Зависимости максимальной величины ΔE -эффекта от угла между направлением ОЛН и направлением, перпендикулярным длине образца, при различных значениях приведенного магнитного поля $h = H/H_k$.
Кривая 1 соответствует $h = 0,66$;
2 – $h = 0,57$; 3 – $h = 0,5$

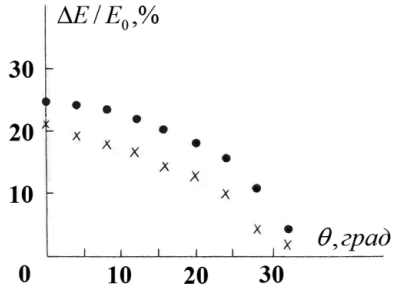


Рис. 32. Зависимость величины ΔE -эффекта от угла наклона ОЛН по отношению к направлению, перпендикулярному длине полоски для сплавов, имеющих составы:
• – $\text{Fe}_{81}\text{Mo}_9\text{P}_{10}$; x – $\text{Fe}_{81}\text{Mn}_9\text{P}_{10}$

3.14. Влияние механических напряжений на магнитные свойства ферромагнетиков

Если ферромагнитный образец имеет отличную от нуля величину константы магнитоstriction λ_s , то прикладываемые к нему механические напряжения оказывают существенное влияние на его магнитные свойства. Так, при приложении механических напряжений значительно изменяются такие характеристики ферромагнитного образца, как поле анизотропии и коэрцитивная сила. Под действием приложенных механических напряжений происходит изменение ориентации оси легкого намагничивания образца и изменение его доменной структуры. Кроме того, механические напряжения могут влиять и на структуру доменных границ. Многочисленные эксперименты показали, что чем больше по абсолютной величине константа магнитоstriction и чем толще исследуемые образцы, тем значительнее изменения магнитных характеристик ферромагнетика, вызванные действием механических напряжений.

Следует отметить и тот факт, что наряду с внешними механическими напряжениями большое влияние на характеристики ферромагнетика оказывают и внутренние напряжения. Суще-

ствование внутренних напряжений в образце может быть обусловлено целым рядом факторов и прежде всего наличием дефектов внутренней структуры образца. Для тонких магнитных пленок большую роль в формировании внутренних напряжений может играть различие коэффициентов температурного расширения подложки и металлической пленки, а также наличие градиента температуры в различных слоях пленки, возникающего в процессе ее получения. Внутренние напряжения в пленках, как правило, имеют анизотропный характер, что приводит к несовпадению оси легкого намагничивания образца с направлением магнитного поля, прикладываемого в процессе его получения.

Рассмотрим вопрос о влиянии механических напряжений на величину поля анизотропии и направление оси легкого намагничивания ферромагнетика на примере тонкой магнитной пленки.

В ферромагнетиках энергия $W_{\text{внр}}$, связанная с приложением механических напряжений, может быть представлена в виде:

$$W_{\text{внр}} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \varphi, \quad (3.91)$$

где σ – величина одноосного механического напряжения, φ – угол между линией прикладываемых напряжений и направлением намагниченности. Будем считать, что в пленке существует система остаточных напряжений T_i , приложенных под углами γ_i к оси легкого намагничивания (рис. 33). Кроме того, к пленке приложено внешнее напряжение σ под углом φ и внешнее магнитное поле \vec{H} под углом α к оси легкого намагничивания. Угол между направлением оси легкого намагничивания и направлением магнитного поля, прикладываемого во время получения пленки, равен ψ . В результате действия рассмотренных факторов намагниченность в пленке поворачивается на угол β по отношению к исходному направлению оси легкого намагничивания. Под действием механических напряжений намагниченность будет стремиться ориентироваться таким образом, чтобы ее направление совпадало с новым направлением оси легкого намагничивания пленки. Поэтому можно считать, что равновесный угол поворота намагниченности в случае действия механических напряжений совпадает с углом поворота оси легкого намагничивания.

Выражение для энергии намагниченности можно представить как

$$W = K \sin^2(\beta + \psi) + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2(\varphi - \beta) + \frac{3}{2} \lambda_s \sum_i T_i \sin^2(\gamma_i - \beta) - M_s H \mu_0 \cos(\alpha - \beta). \quad (3.92)$$

Равновесное значение угла поворота намагниченности φ можно определить из условий минимума энергии системы

$$\frac{dW}{d\beta} = 0 \text{ и } \frac{d^2W}{d\beta^2} > 0.$$

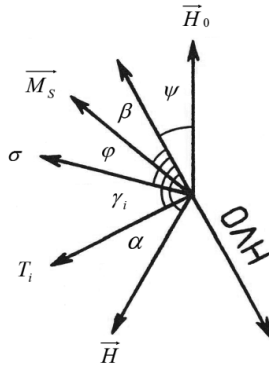


Рис. 33. Факторы, влияющие на направление ОЛН в ферромагнитной пленке

Если к пленке не прикладываются механические напряжения и внешнее магнитное поле, то для состояния, соответствующего минимуму энергии, получаем

$$K \sin 2\psi = \frac{3}{2} \lambda_s \sum_i T_i \sin 2\gamma_i. \quad (3.93)$$

Если внешнее магнитное поле приложено под углом 90° к исходному направлению оси легкого намагничивания, а механическое напряжение отсутствует ($H \neq 0$, $\sigma = 0$, $\alpha = 90^\circ$), то равновесному положению намагниченности в пленке соответствует условие

$$2K \cos 2\psi + 3\lambda_s \sum_i T_i \cos 2\gamma_i - \frac{M_s H \mu_0}{\sin \beta} = 0. \quad (3.94)$$

Из условия $\frac{H}{H_k} = \sin \beta$ получим, что величина поля анизотропии может быть определена как

$$H_k = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \cos 2\psi + \frac{3\lambda_s}{\mu_0 M_s} \sum_i T_i \cos 2\gamma_i. \quad (3.95)$$

Если механические напряжения и внешнее магнитное поле приложены вдоль оси трудного намагничивания ($H \neq 0$, $\alpha = 90^\circ$, $\sigma \neq 0$, $\varphi = 90^\circ$), то из условия равновесного положения намагниченности можно получить новое значение эффективного поля анизотропии H_k^* :

$$H_k^* = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \cos 2\psi + \frac{3\lambda_s}{\mu_0 M_s} \sum_i T_i \cos 2\gamma_i - \frac{3\lambda_s \sigma \mu_0}{M_s}. \quad (3.96)$$

Из выражений (3.95) и (3.96) можно определить изменение поля анизотропии в результате приложения механических напряжений:

$$\Delta H_k = H_k - H_k^* = \frac{3\lambda_s \sigma}{\mu_0 M_s}. \quad (3.97)$$

Если внешнее магнитное поле отсутствует, а напряжения прикладываются под углом β к оси легкого намагничивания ($H = 0$, $\sigma \neq 0$), то из условия равновесия с учетом выражения (3.95) получим следующее уравнение для определения угла поворота намагниченности:

$$M_s H_k \mu_0 \sin 2\beta = 3\lambda_s \sigma \sin 2(\varphi - \beta). \quad (3.98)$$

Равновесное состояние в этом случае может устанавливаться только при определенных значениях углов β и φ .

Теоретические расчеты угла поворота оси легкого намагничивания и изменения поля анизотропии в результате приложения механических напряжений дают следующие зависимости:

$$\operatorname{tg} 2\beta = \frac{k \sin 2\varphi}{1 + k \cos 2\varphi}, \quad (3.99)$$

$$H_k^* = H_k \sqrt{1 + k^2 + 2k \cos \varphi}, \quad (3.100)$$

где $k = \frac{\Delta H_k}{H_k}$. Как показала экспериментальная проверка выражений (3.99) и (3.100), проведенная на железоникелевых пленках, данные соотношения хорошо выполняются в том случае, если угол между направлениями оси легкого намагничивания и приложенных деформаций не превышает 71° . Характер изменения эффективного поля анизотропии H_k^* при приложении механических напряжений зависит от величины угла φ . Так, при $\varphi = 32^\circ$ H_k^* непрерывно возрастает, а при $\varphi = 64^\circ$ H_k^* сначала уменьшается, а затем возрастает.

Таким образом, в результате действия механических напряжений в ферромагнитном образце, имеющем отличную от нуля константу магнитострикции, создается добавочная анизотропия. Эта добавочная анизотропия, складываясь с первоначальной анизотропией образца, вызывает поворот намагниченности в доменах в направлении новой эффективной оси легкого намагничивания. Такой поворот намагниченности в доменах к направлению новой эффективной оси анизотропии приводит к перестройке доменной структуры образца. Так, в железоникелевых пленках и в пленках аморфных металлических сплавов на основе железа, имеющих положительные значения константы магнитострикции, приложение механических напряжений, не совпадающих с их первоначальной осью легкого намагничивания, приводит в конечном итоге к переориентации доменных границ вдоль линии приложения напряжений.

Зависимость коэрцитивной силы доменных границ от величины приложенных механических напряжений весьма сложна и определяется величиной угла между осью легкого намагничивания и линией приложения напряжений, знаком константы магнитострикции и типом механических напряжений. В качестве примера можно рассмотреть два предельных случая, справедливых для железоникелевых пленок с положительным значением константы магнитострикции. Так при приложении растягивающих напряжений, совпадающих с осью легкого намагничивания пленки, коэрцитивная сила доменных границ возрастает. Если же растягивающие напряжения прикладываются вдоль оси трудного намагничивания, то коэрцитивная сила доменных границ уменьшается.

3.15. Гальваномагнитные эффекты

К гальваномагнитным явлениям относятся явления, связанные с действием магнитного поля на электрические характеристики твердых тел, по которым протекает электрический ток. Выделяют следующие виды гальваномагнитных эффектов: эффект магнитосопротивления и эффект Холла. Эффект магнитосопротивления заключается в изменении электрического сопротивления твердого тела в магнитном поле. Эффект Холла представляет собой эффект возникновения электрического поля в направлении, перпендикулярном электрическому току и магнитному полю. Основной причиной гальваномагнитных явлений является влияние магнитного поля на траекторию движения носителей заряда. В различных твердых телах траектории движения носителей заряда могут сильно различаться. Это обуславливает многообразие наблюдаемых гальваномагнитных свойств у твердых тел.

В ферромагнетике наличие спонтанной намагниченности приводит к аномальному характеру зависимости электрических явлений от магнитного поля. Это связано с тем, что на движение электронов проводимости в ферромагнетиках действует не внешнее магнитное поле, а поле, возникающее в результате изменения ориентации намагниченности в доменах под действием внешнего магнитного поля, т. е. электрическое сопротивление ферромагнетика и холловская разность потенциалов представляют собой функции не магнитного поля, а намагниченности.

Аномальное поведение электрического сопротивления ферромагнетика проявляется в том, что ниже температуры Кюри сопротивление ферромагнетика всегда меньше, чем имел бы этот материал, если бы он был неферромагнетиком. При этом изменение удельного электрического сопротивления, обусловленное ферромагнитным упорядочением тела $\Delta\rho_\phi$, пропорционально квадрату намагниченности насыщения ферромагнетика:

$$\Delta\rho \sim aM_s^2, \quad (3.101)$$

где a – постоянная, зависящая от состава ферромагнетика.

Связь между изменением удельного сопротивления $\Delta\rho = \rho - \rho_0$ и намагниченностью ферромагнетика в магнитных полях, меньших, чем поле насыщения, может быть представлена в следующем виде:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = b(M_s^2 - M^2(H)), \quad (3.102)$$

где ρ_0 – удельное электрическое сопротивление в отсутствие магнитного поля, b – постоянная, практически не зависящая от температуры, $M(H)$ – намагниченность ферромагнетика в магнитном поле H . Эффект изменения сопротивления в магнитном поле относится к разряду четных эффектов. Это означает, что изменение направления намагниченности ферромагнетика на противоположное не оказывает влияния ни на величину, ни на знак эффекта магнитосопротивления. Эффект изменения электрического сопротивления под действием магнитного поля, направленного перпендикулярно току, называется поперечным эффектом магнитосопротивления. В ферромагнетиках электрическое сопротивление изменяется и при параллельной ориентации магнитного поля и тока. В этом случае эффект изменения сопротивления носит название продольного эффекта магнитосопротивления.

Рассмотрим процесс протекания электрического тока в изотропном однодоменном ферромагнетике, помещенном в магнитное поле. Напряженность электрического поля \vec{E} в этом случае может быть определена из следующего выражения:

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + \vec{n}(\vec{j}\vec{n})(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) + \rho_h(\vec{n} \times \vec{j}), \quad (3.103)$$

где \vec{n} – единичный вектор, определяющий направление намагниченности, \vec{j} – векторная величина, равная по абсолютному значению плотности тока, ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} – удельные электрические сопротивления образца в случаях приложения магнитного поля параллельно и перпендикулярно току, ρ_h – удельное холловское сопротивление ферромагнетика.

Так как эффект магнитосопротивления определяется положением намагниченности относительно электрического тока, то на величину этого эффекта существенное влияние должны оказывать процессы перестройки доменной структуры ферромагнетика в результате действия магнитного поля. Зная характер процесса перестройки доменной структуры под действием магнитного поля, можно определить зависимость величины эффекта

магнитосопротивления от H . В свою очередь, на основании зависимости ρ от H могут быть сделаны некоторые выводы о характере распределения намагниченности и об определяющем механизме перемагничивания ферромагнетика.

3.16. Эффект магнитоимпеданса

Импедансом элемента электрической цепи называют его полное сопротивление переменному току. В комплексном виде импеданс может быть выражен следующим образом:

$$\dot{Z} = R + jX, \quad (3.104)$$

где $j = \sqrt{-1}$, R – активная компонента импеданса, X – реактивная компонента, которая в общем случае представлена индуктивной и емкостной составляющими.

Импеданс проводника, согласно представлениям, развитым в рамках классической электродинамики, зависит от глубины скин-слоя, т. е. от глубины проникновения переменного тока в проводник. Для неферромагнитного проводника глубина скин-слоя определяется выражением:

$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu_0}}$, где ρ – удельное

сопротивление постоянному току, f – частота переменного тока, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная. В случае ферромагнитного проводника магнитное поле переменного тока будет периодически перемагничивать его в направлении, перпендикулярном направлению протекания тока. Поэтому в выражении для скин-слоя необходимо учесть поперечную магнитную проницаемость проводника:

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu_t \mu_0}}, \quad (3.105)$$

где μ_t – эффективная поперечная магнитная проницаемость (поперечная к направлению протекания переменного тока).

Известно, что магнитная проницаемость ферромагнетика может изменяться под действием внешнего магнитного поля, механических напряжений, температуры и т. д. Вследствие этого будет изменяться и импеданс ферромагнитного проводника.

Наиболее актуальными средами для изучения воздействия внешних факторов на импеданс являются аморфные и нанокристаллические магнитомягкие сплавы. Это связано с рекордно большими значениями магнитной проницаемости, наблюдаемыми в данных материалах.

Эффектом магнитоимпеданса (МИ) называют изменение полного сопротивления проводника ($\dot{Z} = R + jX$) переменному электрическому току во внешнем магнитном поле H . Большой магнитный импеданс может быть реализован как в аморфных и нанокристаллических сплавах на основе переходных металлов, так и в поликристаллических (пермаллой), отличающихся хорошими магнитомягкими свойствами, такими как высокие значения магнитной проницаемости и намагниченности насыщения, малые коэрцитивная сила и магнитострикция.

Если относительное изменение импеданса превышает 100 %, то говорят о гигантском магнитном импедансе (GMI, ГМИ), или ГМИ-эффекте. В настоящее время МИ изучен в следующих магнитомягких ферромагнитных материалах: аморфных проволоках и лентах, в нанокристаллических и кристаллических материалах. ГМИ-эффект обнаружен в пермалловых нитях и проволоках, в тонких магнитных пленках и многослойных структурах. Изучены особенности магнитных свойств и условия их формирования, позволяющие достичь высоких значений МИ-эффекта и его чувствительности к магнитному полю.

Наибольшее значение величины МИ-эффекта наблюдались в материалах с низкими значениями константы магнитострикции насыщения (аморфные металлические сплавы на основе кобальта, нанокристаллические сплавы на основе железа и т. д.). Это связано с малой величиной константы эффективной одноосной анизотропии в этих материалах.

В одних случаях для определения относительной величины МИ-эффекта, используют следующее соотношение:

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{Z(H) - Z(H_{\max})}{Z(H_{\max})} \cdot 100\%, \quad (3.106)$$

где $Z(H)$ – импеданс образца в магнитном поле H , $Z(H_{\max})$ – импеданс образца в максимальном магнитном поле, приложен-

ном к образцу. В этом случае величина $\Delta Z/Z$, которую принято называть МИ-отношением, всегда положительна.

В работах других авторов МИ-отношение рассчитывается как

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{Z(H) - Z_0}{Z_0} \cdot 100\%, \quad (3.107)$$

где Z_0 – величина импеданса образца в отсутствие внешнего магнитного поля (начальный импеданс). При таком подходе величина МИ-отношения может быть не только положительной, но и отрицательной. Вышеуказанными особенностями определения относительных значений МИ-эффекта обусловлено то, что в ряде работ встречаются термины «положительный эффект магнитоимпеданса» ($\Delta Z/Z > 0$) и «отрицательный эффект магнитоимпеданса» ($\Delta Z/Z < 0$). Подобное разделение условно и не носит фундаментального характера.

В соответствии с представлениями классической электродинамики магнитоимпеданс обусловлен влиянием внешнего магнитного поля на распределение плотности переменного тока по сечению проводника, что связано с проявлением скин-эффекта.

При протекании переменного тока через проводник в виде ленты его магнитное поле будет периодически перемагничивать проводник в направлении, перпендикулярном направлению тока. Поэтому импеданс проводника будет определяться эффективной поперечной магнитной проницаемостью. Введение понятия эффективной магнитной проницаемости вызвано тем, что в переменных магнитных полях вследствие скин-эффекта плотность тока неодинакова по сечению проводника, следовательно, неодинаково и создаваемое им магнитное поле, и мы можем говорить только о некотором среднем его значении.

Как известно, величина эффективной магнитной проницаемости ферромагнетика во многом определяется доменной структурой и процессами ее перемагничивания. Переменное магнитное поле тока, протекающего по ферромагнитному проводнику, определяет процессы перемагничивания доменной структуры, задавая некоторую величину эффективной магнитной проницаемости. Приложение внешнего магнитного поля к проводнику приводит к перестройке доменной структуры, что вызывает изменения по следующей цепочке: эффективная маг-

нитная проницаемость μ_i – толщина скин-слоя δ – импеданс Z . Для наблюдения МИ-эффекта необходимо, чтобы поперечная магнитная проницаемость имела большую величину и значительно изменялась во внешнем магнитном поле, то есть для существования МИ-эффекта принципиальным является магнитная мягкость материала.

Перемагничивание при условии существования доменной структуры будет определяться двумя основными процессами: смещение доменных границ и вращение намагниченности. Исходя из сказанного, можно записать выражение для магнитной проницаемости:

$$\mu(f) = \mu_{см}(f) + \mu_{вр}(f), \quad (3.108)$$

где $\mu_{см}$ – магнитная проницаемость, определяемая смещением доменных границ, $\mu_{вр}$ – магнитная проницаемость, определяемая вращением намагниченности. Отметим, что в общем случае проницаемости μ , $\mu_{см}$ и $\mu_{вр}$ являются комплексными величинами.

Выделяют следующие основные модели, удовлетворительно описывающие МИ-эффект, каждая в своем диапазоне частот переменного тока:

- 1) квазистатические модели;
- 2) модели вихревых токов;
- 3) доменные модели;
- 4) высокочастотные модели.

Рассмотрим эти модели подробнее.

1. Квазистатические модели применимы до частот возбуждения тока порядка единиц мегагерц, то есть когда скин-эффект выражен слабо. Модели данной группы построены на допущении, что при перемагничивании проводника магнитным полем переменного тока в присутствии внешнего постоянного магнитного поля намагниченность успевает достигать равновесного состояния в каждый момент времени. Для расчета импеданса необходимо знать значение эффективной поперечной проницаемости, которая определяется из условия минимума свободной энергии доменной структуры.

Проведем рассуждения на примере ферромагнитной пленки с одноосной плоскостной анизотропией и периодической поло-

совой доменной структурой. Поле переменного тока h будем считать однородным, лежащим в плоскости пленки перпендикулярно внешнему постоянному магнитному полю H_0 .

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно оси легкого намагничивания. Тогда, если перемагничивание осуществляется в основном путем смещения доменных границ, зависимость поперечной восприимчивости движения доменных границ от внешнего магнитного поля можно определить как

$$\chi_{tcm} = \frac{4\mu_0 M_s^2}{\beta} \left(1 - \frac{H_0^2}{H_K^2} \right), \quad (3.109)$$

где H_K – поле поперечной анизотропии, β – коэффициент закрепления доменных границ. Из этого выражения следует, что с ростом напряженности внешнего магнитного поля будет наблюдаться уменьшение поперечной восприимчивости, а следовательно, и поперечной проницаемости. Полевая зависимость импеданса будет иметь один пик (рис.34, кривая а).

Если перемагничивание осуществляется в основном путем вращения намагниченности, то расчеты приводят к следующему выражению для поперечной магнитной восприимчивости:

$$\chi_{tsp} = \frac{M_s \cos^2 \theta_0}{H_0 \cos \theta_0 + H_K \cos 2\theta_0}, \quad (3.110)$$

где θ_0 – угол между направлением внешнего магнитного поля и намагниченностью в доменах. В этом случае с ростом напряженности внешнего магнитного поля будет наблюдаться рост поперечной проницаемости до тех пор, пока она не достигнет максимума при $H_0 = H_K$. С дальнейшим ростом H_0 будет происходить уменьшение поперечной проницаемости. Таким же образом будет вести себя и импеданс проводника во внешнем магнитном поле. Другими словами, полевая зависимость будет иметь два пика (рис. 34, кривая б).

Далее рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле H_0 параллельно ОЛН. В этом случае переменное магнитное поле h не влияет на доменные стенки, и перемагничивание осуществляется только путем вращения намагниченности. Тогда поперечная восприимчивость запишется следующим образом:

$$\chi_{t\text{ep}} = \frac{M_s}{H_K} \left(1 - \frac{M_0}{M_s} \frac{H_0}{H_K} \right) / \left(1 - \frac{H_0^2}{H_K^2} \right), \quad (3.111)$$

где M_0 – общая намагниченность. Полевая зависимость восприимчивости будет иметь вид, представленный на рис. 34 (кривая с). Наличие двух пиков является следствием гистерезиса. Несмотря на то что квазистатические модели не объясняют частотные зависимости импеданса и некоторые другие особенности, они все же полезны для качественного анализа полевых зависимостей импеданса.

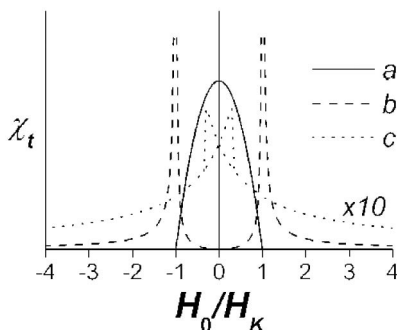


Рис. 34. Расчетная зависимость поперечной восприимчивости магнитоодноосной пленки от внешнего магнитного поля для случаев: (а) H_0 перпендикулярно легкой оси, превалирует движение доменных стенок; (б) H_0 перпендикулярно легкой оси, превалирует вращение намагниченности; (с) H_0 параллельно легкой оси

В рамках квазистатических моделей изменение импеданса в магнитном поле можно связать с так называемым магнитоиндуктивным эффектом. Данный эффект обусловлен внутренней индуктивностью проводника $L_i(\mu_t)$, которая, как и толщина скин-слоя, зависит от эффективной магнитной проницаемости μ_t . Импеданс проводника, определяемый магнитоиндуктивным эффектом, может быть записан в виде:

$$Z = R_{DC} - j\omega L_i(\mu_t). \quad (3.112)$$

Отметим, что магнитоиндуктивный эффект имеет место и на более высоких частотах, однако по сравнению с изменениями импеданса, вызванными изменением толщины скин-слоя, он очень мал и им обычно пренебрегают при анализе зависимостей импеданса от внешнего магнитного поля.

2. Модели вихревых токов применимы до частот порядка 100 МГц. В рамках этих моделей учитывается, что с ростом частоты переменного тока происходит подавление движения доменных стенок вихревыми токами. В аморфных и нанокристаллических магнитомягких материалах движение доменных стенок практически полностью прекращается на частотах от сотен килогерц до нескольких мегагерц, и основную роль в перемагничивании начинают играть процессы вращения намагниченности, скин-эффект становится хорошо выраженным. Изменение преобладающего механизма перемагничивания отражается на характере полевых зависимостей импеданса, полученных на разных частотах, что особенно хорошо прослеживается в случае, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно ОЛН. Действительно, с ростом частоты переменного тока при указанной взаимной ориентации внешнего поля и ОЛН наблюдается переход от полевой зависимости импеданса с одним пиком (обусловлено преобладанием процессов движения доменных границ) к зависимости с двумя пиками (обусловлено преобладанием процессов вращения намагниченности).

Для проводника с прямоугольным сечением выражение для импеданса, определяемого скин-эффектом, может быть представлено в виде:

$$Z = R_{DC} \left[(1-j) \frac{d}{2\delta} \right] \times \coth \left[(1-j) \frac{d}{2\delta} \right], \quad (3.113)$$

где $R_{DC} = \rho \frac{l}{ad}$ – сопротивление постоянному току; l , a , d – длина, ширина, толщина исследуемой ленты соответственно.

3. Доменная модель разработана для описания магнитоимпедансного эффекта в магнитомягких проволоках с периодической доменной структурой. Эта модель позволяет описывать особенности поведения магнитоимпеданса указанных объектов на частотах до 100 МГц более строго, чем модель вихревых токов.

Выводы из описанных моделей касательно полевых зависимостей импеданса при различных взаимных ориентациях ОЛН, внешнего магнитного поля и переменного тока качественно подтверждаются в эксперименте (рис. 35).

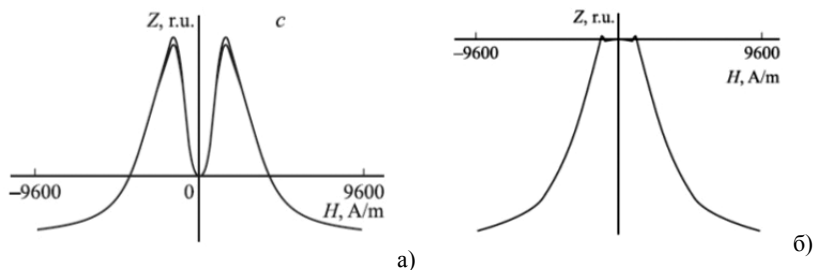


Рис. 35. Зависимости импеданса аморфных лент сплава $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Mo}_{1.5}\text{Si}_{16.5}\text{B}_{11}$ от величины внешнего постоянного магнитного поля для случаев: а) ось ленты перпендикулярна переменному току и внешнему магнитному полю; б) ось ленты параллельна переменному току и внешнему магнитному полю

4. На частотах переменного тока порядка единиц гигагерц и выше для теоретического описания МИ-эффекта необходимо учитывать ферромагнитную релаксацию. Теория ГМИ на высоких частотах строится на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения движения магнитного момента Ландау – Лифшица. Отметим, что подходы, используемые для решения указанных уравнений, заимствованы из теории ферромагнитного резонанса. Вообще ферромагнитный резонанс и магнитоимпедансный эффект на высоких частотах имеет одну и ту же природу. При теоретическом описании МИ на высоких частотах необходимо также учитывать, что магнитная проницаемость является тензорной величиной, что существенно усложняет решение уравнений Максвелла и Ландау – Лифшица. На настоящий момент рассчитаны тензоры магнитной проницаемости для проволок с аксиальной, циркулярной и смешанной анизотропией, а также для аморфных тонких пленок. В высокочастотной области модели МИ делятся на две группы, в зависимости от того, учитывается обменное взаимодействие или нет. Это: 1) электромагнитные модели и 2) обменные модели. В рамках высокочастотных моделей можно получить выражение для минимально возможной толщины скин-слоя $\delta_{\min} \sim 10^{-7}$ м. То есть МИ-элементы субмикронных размеров принципиально не могут быть получены.

Высокая чувствительность данного эффекта к внешнему магнитному полю и механическим напряжениям может быть использована при создании чувствительных элементов датчиков различных физических величин.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ

1. Дайте определение понятиям «коэрцитивная сила», «остаточная намагниченность», «намагниченность насыщения», «ось легкого намагничивания», «ось трудного намагничивания», «магнитострикция».

2. В чем причина образования доменной структуры ферромагнетиков?

3. Какие параметры ферромагнетика определяют тип его доменных границ?

4. Чем определяется размер доменов у ферромагнетика?

5. Чем обусловлено существование тонкой магнитной структуры доменов в ферромагнетиках? Что такое угловая и амплитудная дисперсии анизотропии?

6. Дайте определение термина «фактор качества» тонкой ферромагнитной пленки. Объясните, что этот термин характеризует.

7. Дайте характеристику «закритическому» состоянию тонких ферромагнитных пленок.

8. Перечислите основные механизмы перемагничивания ферромагнитных материалов.

9. Используя модель Стонера – Вольфарта, определите критическое поле однородного вращения намагниченности для однодоменного ферромагнитного образца с полем анизотропии 100 А/м при перемагничивании его под углом к ОЛН: а – 30, б – 45, в – 60°.

10. Определите величину поля блох-неелевского перехода структуры доменных границ при перемагничивании ферромагнетика магнитным полем, приложенным под углом 60° к его ОЛН. Величина поля анизотропии 1000 А/м, плотность энергии блоховских доменных границ 2 Дж/м², а плотность энергии неелевских – 6 Дж/м². Процессами смещения доменных границ пренебречь.

11. Как влияет структура доменных границ на магнитную восприимчивость ферромагнетика при перемагничивании его вдоль оси трудного намагничивания?

12. Перечислите основные магнитоупругие и гальваномагнитные эффекты в ферромагнетиках и укажите основные параметры ферромагнетиков, которыми определяются величины этих эффектов.

13. Определите изменение величины поля анизотропии и угол поворота ОЛН при приложении к ферромагнетiku с $\lambda_s = 3 \cdot 10^{-5}$ и $K = 200$ Дж/м³ упругих растягивающих напряжений $\sigma = 1 \cdot 10^6$ Па, ориентированных под углом: а – 30, б – 45, в – 60° к его ОЛН.

14. В чем заключается эффект магнитоимпеданса? Перечислите основные модели, описывающие магнитоимпедансный эффект.

ЧАСТЬ 4. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

4.1. Методы наблюдения магнитной доменной структуры ферромагнетиков

4.1.1. Метод порошковых фигур

Метод порошковых фигур заключается в том, что при нанесении на поверхность ферромагнитного образца суспензии, в которой взвешен магнитный порошок, его частицы притягиваются к тем местам образца, где дивергенция магнитного поля достигает наибольших значений. Этим местам соответствуют различного рода магнитные неоднородности на поверхности ферромагнитного образца и, в частности, области перехода намагниченности от одного домена к другому, т. е. доменные границы.

Магнитный порошок взвешивается в жидкости с той целью, чтобы отдельные частицы могли свободно перемещаться под воздействием очень малых сил. Вследствие броуновского движения частицы перемещаются в суспензии до тех пор, пока не будут захвачены магнитными полями рассеяния. Равновесное распределение магнитных частиц определяется конфигурацией доменных границ и структурными дефектами на поверхности ферромагнетика.

При исследовании ферромагнитных образцов, имеющих гладкую поверхность, влияние полей рассеяния от поверхностных дефектов исключается. Это позволяет выявить магнитную доменную структуру образца, картина которой не искажена полями рассеяния от дефектов на его поверхности. Магнитные частицы при этом будут распределяться над доменными границами ферромагнетика. Плотность магнитных частиц над доменными границами ферромагнетика определяется величиной полей рассеяния, созда-

ваемых этими границами. Поэтому метод порошковых фигур дает возможность определить тип доменных границ в образце.

Рассмотренный метод визуализации магнитной доменной структуры ферромагнетика достаточно прост, что позволяет его широко использовать для контроля изделий из ферромагнитных материалов и анализа доменной структуры магнитных пленок. Основным недостатком метода является то, что в связи с инерцией частиц магнитного порошка суспензия, наносимая на образец, может оказывать влияние на движение доменных границ. Это обстоятельство затрудняет использование данного метода при исследовании процессов перемагничивания в ферромагнетике. Недостатком метода является также невозможность проведения температурных исследований.

Фотография доменной структуры магнитной пленки, выявленной методом порошковых фигур, приведена на рис. 36.

4.1.2. Магнитооптические методы

Магнитооптические методы наблюдения доменной структуры ферромагнетиков основаны на явлении изменения поляризационного состояния света при взаимодействии с магнитоупорядоченными средами. В зависимости от того, проходит свет через вещество или отражается от его поверхности, различают магнитооптические эффекты Фарадея и Керра.

Эффект Фарадея заключается во вращении плоскости поляризации линейно поляризованного света, проходящего через вещество, имеющего компоненту намагниченности вдоль направления распространения света (рис. 37).

Феноменологическое объяснение эффекта Фарадея заключается в том, что в общем случае намагниченное вещество нельзя охарактеризовать лишь одним показателем преломления n . В результате действия магнитного поля показатели преломления (n_+ и n_-) для циркулярно правополяризованного и левополяризованного света становятся различными. Поэтому при прохождении света через магнитоупорядоченное вещество его циркулярно лево- и правополяризованные составляющие распространяются с различными фазовыми скоростями. Плоскость поляризации линейно поляризованного монохроматического света с

длиной волны λ , прошедшего в веществе расстояние d , поворачивается на угол $\theta = \pi d(n_+ - n_-) / \lambda$. В слабых магнитных полях разность $(n_+ - n_-)$ линейно зависит от напряженности магнитного поля H , и в общем случае угол поворота плоскости поляризации Φ определяется соотношением:

$$\Phi = VHd, \quad (4.1)$$

где V – постоянная Верде, зависящая от свойств вещества, длины волны света и температуры. В магнитоупорядоченных веществах угол Φ пропорционален не напряженности магнитного поля H , а намагниченности материала. При этом отношение Φ/d может достигать значения 10^6 град/см.



Рис. 36. Изображение доменных границ, полученное методом порошковых фигур Акулова – Биттера

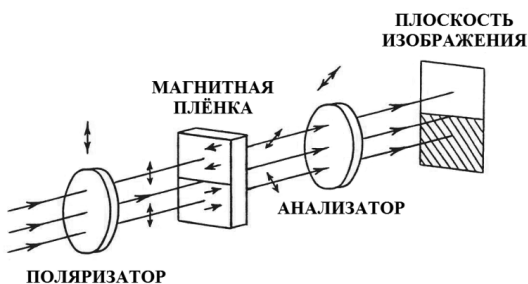


Рис. 37. Формирование контраста доменной структуры магнитооптическим методом Фарадея

Оптическая анизотропия намагниченной среды проявляется и при отражении света от ее поверхности. Эффект влияния намагниченной среды на интенсивность и состояние поляризации света, отраженного от поверхности этой среды, получил название магнитооптического эффекта Керра: полярный, меридиональный и экваториальный магнитооптические эффекты Керра.

Полярный магнитооптический эффект Керра проявляется во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности поляризации после отражения линейно поляризованного света от поверхности намагниченного вещества. Полярный эффект наблюдается при ориентации вектора намагниченности

перпендикулярно отражающей поверхности и параллельно плоскости падения света (рис. 38, а).

Аналогичное изменение поляризационного состояния падающего линейно поляризованного света происходит и при меридиональном эффекте Керра. Меридиональному эффекту Керра соответствует параллельная ориентация вектора намагниченности как к отражающей поверхности, так и к плоскости падения света (рис. 38, б). Если плоскость поляризации падающего линейно поляризованного света составляет некоторый угол с плоскостью падения, то полярный и меридиональный эффекты проявляются также и в линейных по намагниченности изменениях интенсивности отраженного света. Общей чертой этих эффектов является и отличное от нуля значение проекции волнового вектора световой волны на направление намагниченности вещества, что обуславливает их сходство с эффектом Фарадея. На основании этого их относят к одному классу – продольным магнитооптическим эффектам.

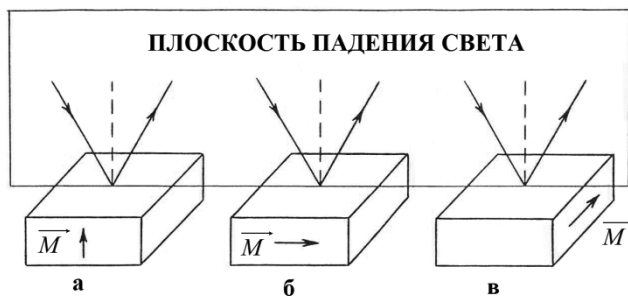


Рис. 38. Магнитооптические эффекты Керра:
а – полярный; б – меридиональный; в – экваториальный

При экваториальном магнитооптическом эффекте Керра происходят изменение интенсивности и фазовый сдвиг линейно поляризованного света, отраженного от намагниченной среды. Экваториальный эффект Керра наблюдается при расположении вектора намагниченности образца перпендикулярно плоскости падения света и параллельно отражающей поверхности (рис. 38, в). В случае экваториального эффекта Керра проекция волнового вектора на направление намагниченности вещества равна нулю.

Поэтому экваториальный эффект Керра относят к классу поперечных магнитооптических эффектов.

На рисунке 39 приведено изображение магнитной доменной структуры ферромагнитного образца, полученное на магнитооптической установке (рис. 40) с использованием меридионального эффекта Керра. Как видно из рисунка 39, противоположно намагниченные домены представляют собой темные и светлые области.



Рис. 39. Изображение магнитной доменной структуры, полученное при помощи меридионального эффекта Керра

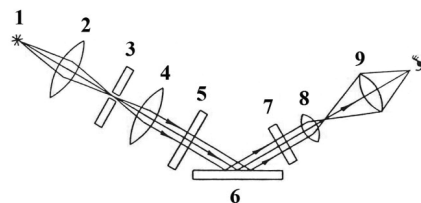


Рис. 40. Установка для наблюдения доменной структуры методом магнитооптического эффекта Керра: 1 – источник света; 2 – конденсор; 3 – диафрагма; 4 – коллиматор; 5 – поляризатор; 6 – исследуемый образец; 7 – анализатор; 8 – объектив; 9 – окуляр

Магнитооптические методы исследования доменной структуры обладают целым рядом преимуществ. К ним относятся простота метода, его безынерционность, возможность многократного использования образцов, широкий интервал температур, при которых возможно проведение исследований. Кроме того, использование магнитооптического эффекта Керра позволяет исследовать как массивные, так и тонкопленочные образцы. Недостатком метода является его малая разрешающая способность, не позволяющая наблюдать структуру доменных границ.

4.1.3. Электронно-оптический метод

Электронно-оптический метод исследования доменной структуры применим лишь к очень тонким магнитным образцам. Поэтому на практике он используется для изучения доменной структуры и процессов перемагничивания тонких магнитных пленок.

На движущиеся в магнитном поле электроны действует сила Лоренца, пропорциональная векторному произведению скорости электрона \vec{V} и магнитной индукции поля \vec{B}

$$\vec{F}_l \sim [\vec{V} \times \vec{B}]. \quad (4.2)$$

Скорость движущегося в колонне электронного микроскопа электрона зависит от величины ускоряющего напряжения:

$$V = \sqrt{\frac{2Ue}{m_e}}, \quad (4.3)$$

где e – заряд электрона, m_e – его масса. В свою очередь, величина магнитной индукции определяется намагниченностью M исследуемого образца и напряженностью поля рассеяния H_p :

$$B = \mu_0(M + H_p). \quad (4.4)$$

Схематично траектория движения электронов вблизи магнитной пленки представлена на рис. 41. Результирующий угол отклонения электронов от первоначального, нормального к плоскости пленки, направления движения β равен

$$\beta = \beta_M - 2\beta_H, \quad (4.5)$$

где β_M – представляет собой угол отклонения электронов, обусловленный взаимодействием с намагниченностью пленки, а β_H – угол отклонения электронов, обусловленный их взаимодействием с полями рассеяния образца. С учетом (4.2), (4.3) и (4.4) получим, что

$$\beta_M = \mu_0 M_x D \sqrt{\frac{e}{2Um_e}}, \quad (4.6)$$

где D – толщина магнитного образца, M_x – компонента намагниченности образца вдоль оси x . Под воздействием полей рассеяния электроны отклоняются в противоположном направлении на величину угла $2\beta_H$, равного

$$2\beta_H = 2\mu_0 \sqrt{\frac{e}{2Um_e}} \int_0^\infty H_x(z) dz, \quad (4.7)$$

где H_x – компонента напряженности поля рассеяния вдоль оси x . Таким образом, результирующий угол отклонения

$$\beta = \mu_0 \sqrt{\frac{e}{2Um_e}} \left(M_x D - 2 \int_0^\infty H_x(z) dz \right). \quad (4.8)$$

Подынтегральная функция в выражении (4.8) определяется геометрическими параметрами образца. Для пермаллоевых пленок, толщина которых много меньше их длины и ширины, величина угла отклонения β составляет примерно 10^{-4} радиана.

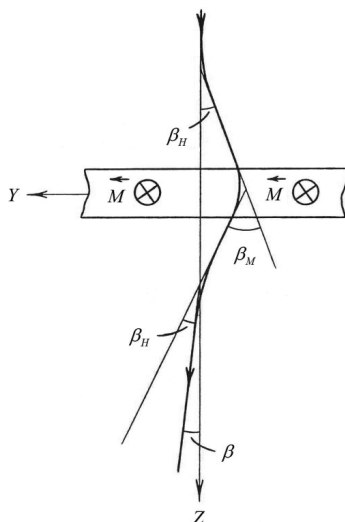


Рис. 41. Траектория движения электронов вблизи магнитной пленки

Локальные изменения в распределении намагниченности \vec{M} (доменные границы, рябь намагниченности) приводят к изменению величины и направления угла отклонения электронного луча. Поэтому интенсивность потока электронов в различных участках плоскости изображения будет различна. Это и позволяет идентифицировать особенности доменной структуры ферромагнитных образцов.

Принципиальная схема электронного микроскопа включает в себя источник электронов, конденсорную систему, объективную линзу и проекционную систему (рис. 42). Источником электронов является электронная пушка, состоящая из катода, фокусирующего электрода и анода. Электронный луч, пройдя сквозь

объект, попадет в объективную линзу, которая создает увеличенное изображение объекта. С целью получения больших увеличений используются дополнительные линзы. Увеличение конечного изображения на экране определяется произведением увеличений, создаваемых объективной, промежуточной и проекционной линзами.

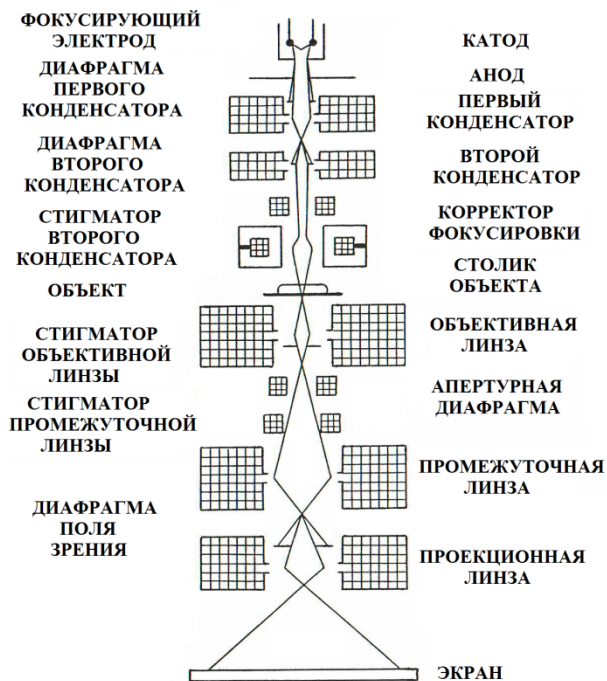


Рис. 42. Принципиальная схема электронного микроскопа

Существует несколько способов визуализации магнитной доменной структуры с использованием электронного микроскопа.

Способ дефокусированного (теневого) изображения заключается в том, что на экране формируют увеличенное изображение распределения интенсивности электронов выше или ниже плоскости образца (рис. 43).

То есть фокальной плоскости объективной линзы соответствует теневое изображение распределения намагниченности в

пленке. Изображение самой пленки при этом является нерезким. Изображения доменных границ в зависимости от направления намагниченности в соседних доменах представляют собой темные и светлые линии (рис. 44, а). Ширина полученных на экране доменных границ пропорциональна $2z\beta \pm d$, где d – ширина доменных границ в магнитной пленке, z – расстояние от поверхности пленки до плоскости наблюдения. Если $z = 0$, то контраст в полученном изображении отсутствует. При достаточно больших $z \approx 0,1$ м способ дефокусированного изображения позволяет фиксировать малейшие изменения намагниченности (рис. 45).

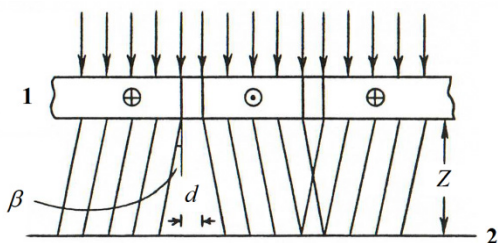


Рис. 43. Формирование изображения магнитной доменной структуры способом дефокусировки:
1 – магнитная пленка, 2 – плоскость наблюдения

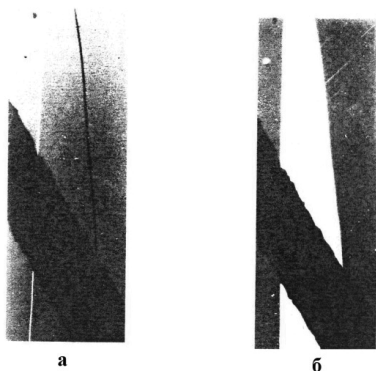


Рис. 44. Электронно-микроскопические изображения магнитных доменов, полученные способами: а – дефокусировки, б – неодинаковой освещенности



Рис. 45. Электронно-микроскопическое изображение ряби намагниченности, полученное способом дефокусировки

Способ неодинаковой освещенности связан с возникновением магнитного контраста в результате пропускания через апертурную диафрагму электронов, которые, взаимодействуя с намагниченностью образца, имели одинаковое направление отклонения от первоначальной траектории движения (рис. 46). Если в пленке существуют домены с антипараллельным направлением векторов намагниченности, то в фокальной плоскости объектива будет сформировано два изображения источника электронов. Так как углы отклонения электронов при прохождении магнитной пленки малы, то расстояние между этими двумя изображениями не превышает 1 мкм. Это расстояние меньше, чем диаметр апертурной диафрагмы. Поэтому отцентрированная апертурная диафрагма не дает контраста в изображении доменов с разным направлением намагниченности.

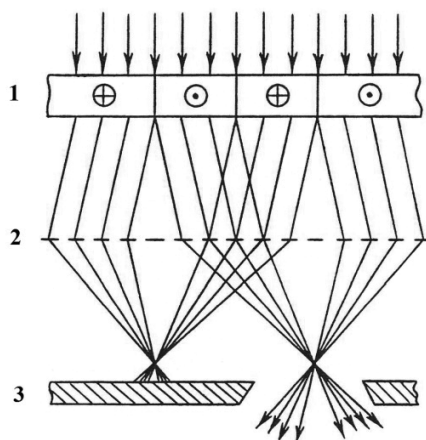


Рис. 46. Формирование изображения магнитной доменной структуры способом неодинаковой освещенности: 1 – магнитная пленка, 2 – объективная линза, 3 – апертурная диафрагма

При смещении диафрагмы относительно оптической оси микроскопа часть электронов, прошедших через участки пленки с различным направлением намагниченности, задерживается диафрагмой, и соответствующие домены на экране выглядят темными. Домены с антипараллельным направлением намагниченности выглядят на экране светлыми (рис. 44, б). Смещая

апертурную диафрагму в другую сторону от оптической оси, можно изменить контраст доменов на противоположный.

Электронно-оптический метод имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами наблюдения доменной структуры. К ним относятся высокое разрешение, возможность выявления типа доменных границ, возможность определения величины поля анизотропии и его амплитудной дисперсии. Основными недостатками метода являются относительная сложность проведения исследований, узкий интервал толщин исследуемых образцов (100–1000 Å), непригодность образца к многократному использованию.

4.2. Исследование быстропротекающих процессов перемагничивания

Экспериментальные исследования быстропротекающих процессов перемагничивания в ферромагнетиках представляют определенные трудности. Эти трудности можно исключить, используя в качестве объектов исследования ферромагнетики, находящиеся в тонкопленочном состоянии. Важными для исследования процессов перемагничивания преимуществами тонких магнитных пленок по сравнению с массивными ферромагнетиками являются наличие у пленок сквозной доменной структуры, слабое влияние на процессы перемагничивания вихревых токов и низкое значение размагничивающего фактора в плоскости образцов.

В общем случае установка для исследования быстропротекающих процессов перемагничивания состоит из следующих основных элементов: источника импульсов тока, системы проводников, преобразующих импульсы тока в импульсы магнитного поля, и устройства, позволяющего фиксировать изменение магнитного состояния образца. В зависимости от поставленных задач методики исследования имеют отличительные особенности.

При изучении динамических свойств доменных границ в тонких магнитных пленках широкое распространение получил метод прерываемого намагничивания. В методе прерываемого намагничивания скорость движения доменной границы V определяется как отношение пройденного ею расстояния S к времени воздействия на ферромагнитный образец импульса внешнего магнитного поля:

$$V = \frac{S}{n\tau}, \quad (4.9)$$

где τ – длительность импульса магнитного поля, n – количество импульсов поля. При использовании такого способа определения скорости движения доменных границ необходимо, чтобы среднее значение V определялось амплитудным значением перемагничивающего импульса. Исходя из этого, временные параметры импульса магнитного поля можно представить следующим образом:

$$\tau_n + \tau_{cp} \ll \tau \gg t; \quad \tau < T, \quad (4.10)$$

где τ_n – время нарастания импульса (длительность фронта), τ_{cp} – длительность среза импульса, t – время релаксации доменной границы, T – время перемагничивания всего образца при данном значении напряженности магнитного поля. Из налагаемых ограничений на временные параметры импульсов магнитного поля следует, что их форма должна быть прямоугольной.

Для формирования импульсов магнитного поля необходимо прежде всего получить соответствующие импульсы тока. С этой целью обычно используют генераторы, позволяющие формировать импульсы тока с амплитудой до 100 А и с длительностью фронта и среза импульса порядка 1 нс. Затем для формирования импульсов магнитного поля выбирается такая система проводников, проходя по которой, импульс тока, создающий магнитное поле, претерпевал бы минимальные искажения. С этой целью можно успешно использовать полосковые линии и системы одновитковых колец.

Блок-схема установки для измерения скорости движения доменных границ приведена на рис. 47. Прямоугольные импульсы тока формируются генератором (3). В том случае, если для формирования импульсов тока используется генератор на тиратронах, поджигание тиратронов производится усиленными по напряжению импульсами, снимаемыми с генератора (4). Длительность импульсов тока, поступающих на перемагничивающее устройство, их время нарастания и среза контролируется при помощи осциллографа (9). Преобразование прямоугольных импульсов тока в импульсы магнитного поля производится

парой одновитковых колец (6), либо полосковой линией. Перемагничивание пленки в квазистатических магнитных полях осуществляется двумя парами взаимно ортогональных катушек Гельмгольца (17), (18), питание которых осуществляется от источника постоянного тока – (5). Для создания переменного магнитного поля используется источник (12). Контроль токов, протекающих по катушкам Гельмгольца, осуществляется амперметрами (10) и (11).

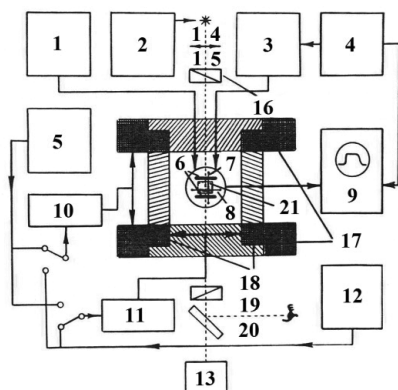


Рис. 47. Блок-схема установки для измерения скорости движения доменных границ

Зарождение доменных границ в магнитной пленке (21) производится внешними градиентными магнитными полями, создаваемыми при протекании постоянного тока от источника (1) по прямолинейным проводникам (7), (8), расположенными под исследуемым образцом. При этом для формирования продольных (расположенных вдоль оси легкого намагничивания) доменных границ необходимо одновременное приложение двух внешних магнитных полей. Одно из них, локальное, формируется прямолинейными проводниками (7), расположенными вдоль оси легкого намагничивания, и ориентировано в направлении оси трудного намагничивания. Другое создается парой катушек Гельмгольца (17) и направлено вдоль оси легкого намагничивания.

Наблюдение за изменением магнитного состояния образца производится визуально с использованием меридионального

эффекта Керра. Оптическая система включает в себя источник света (14), питание которого осуществляется от стабилизированного источника тока (2), конденсор (15), поляризатор (16), анализатор (19), систему зеркал (20), фоторегистрирующее устройство (13).

4.3. Определение основных магнитных параметров ферромагнетиков из кривых циклического перемагничивания

Одной из основных характеристик ферромагнитного материала является зависимость между его намагниченностью M (магнитной индукцией B) и напряженностью H внешнего магнитного поля. Такая зависимость получила название кривой намагничивания. С учетом того, что кривые намагничивания зависят не только от физических свойств материала и внешних условий, но и от последовательности прохождения образцом различных магнитных состояний, принято различать несколько их видов:

1. Кривые первоначального намагничивания представляют собой последовательность значений M или B образца от монотонно возрастающей величины H из начального состояния с $M = 0$ ($B = 0$) и $H = 0$.

2. Кривые циклического перемагничивания (петли гистерезиса) – зависимости $M(H)$ или $B(H)$, получаемые после многократного прохождения определенного интервала значений H в прямом и обратном направлениях.

3. Основные (коммутационные) кривые намагничивания, характеризующие геометрическое место вершин симметричных петель гистерезиса.

4. Безгистерезисные (идеальные) кривые намагничивания отражают зависимость $M(H)$, характерную для состояний образца, которые при каждом значении H обладают наименьшей свободной энергией, т. е. являются наиболее устойчивыми состояниями.

Такие характеристики ферромагнитных материалов, как намагниченность насыщения, остаточная намагниченность, коэрцитивная сила, поле анизотропии, могут быть определены из кривых циклического перемагничивания. Для получения петли

гистерезиса необходимы создание циклически изменяющегося, однородного в занимаемом образцом объеме внешнего магнитного поля и регистрация магнитного состояния материала.

Наиболее широкое распространение получил магнитооптический метод регистрации магнитного состояния образца. Основными достоинствами этого метода являются применимость в практически неограниченном частотном диапазоне переменных магнитных полей, возможности измерения локальных (с площади поверхности порядка 1 мкм^2) магнитных характеристик и непосредственного определения намагниченности материала. Наряду с магнитооптическим методом часто используется и магнитоэлектрический (индукционный) способ измерения магнитных параметров, являющийся достаточно информативным, обеспечивающий возможность автоматизации измерений, высокую надежность, а также простоту конструкции и эксплуатации измерительной установки.

Блок-схема измерительной установки, сочетающей в себе магнитооптический и индукционный каналы регистрации магнитного состояния исследуемого образца, приведена на рис. 48.

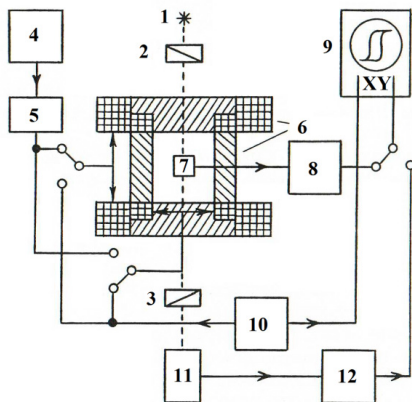


Рис. 48. Блок-схема установки для осциллографирования петель гистерезиса:

1 – источник излучения; 2 – поляризатор; 3 – анализатор;

4 – источник постоянного тока; 5 – амперметр;

6 – перемещающее устройство, состоящее

из двух взаимно ортогональных пар катушек Гельмгольца; 7 – исследуемый образец со съемной катушкой; 8, 12 – усилители; 9 – осциллограф;

10 – генератор синусоидального тока; 11 – фотоприемное устройство

При индукционном способе регистрируется магнитный поток, охватываемый съемной катушкой. Возможны два варианта ее расположения. В первом варианте исследуемый образец помещается внутри съемной катушки, во втором – вблизи от нее. Преимущество первого варианта связано с более высоким значением снимаемого сигнала и, соответственно, с большим отношением «сигнал – шум». Второй вариант является более универсальным способом, позволяющим проводить исследования образцов различных размеров, а также регистрировать изменения магнитного состояния различных пленочных объектов, нанесенных на одну подложку.

Возникающая в съемной катушке электродвижущая сила (ЭДС) определяется как изменением магнитного потока, связанного с изменением магнитного состояния образца, так и изменением магнитного потока, создаваемого ЭДС, наводимой перемагничивающим устройством. С целью исключения ЭДС, наводимой перемагничивающим устройством, используется дополнительная компенсационная катушка, конструкционно полностью аналогичная съемной катушке, включаемая в электрическую цепь последовательно с ней и удаленная от исследуемого образца. Вращением компенсационной катушки относительно съемной находится такое их взаимное расположение, при котором в отсутствие исследуемого образца сигнал, наводимый в съемной катушке перемагничивающим устройством, полностью компенсируется. В этом случае при наличии исследуемого образца на выходе системы, состоящей из съемной и компенсационной катушек, возникает напряжение, связанное только с изменением намагниченности образца. После усиления сигнал с системы, состоящей из съемной и компенсационной катушек или фотоприемного устройства, поступает на Y-вход регистратора (осциллографа). На X-вход регистратора подается сигнал, пропорциональный напряженности внешнего перемагничивающего поля. Он может сниматься как с активного сопротивления в цепи «генератор – перемагничивающее устройство», так и с катушки, индуктивно связанной с перемагничивающим устройством.

Методы определения магнитных параметров ферромагнетиков рассмотрим на примере использования индукционного канала регистрации магнитного состояния материала.

Коэрцитивной силой ферромагнетика в общем случае называют магнитное поле, необходимое для того, чтобы перевести ферромагнетик из состояния остаточной намагниченности в размагниченное состояние. Таким образом, определение коэрцитивной силы, исходя из зависимости намагниченности образца от напряженности внешнего магнитного поля, сводится к получению предельной петли гистерезиса. Для ее наблюдения переменное магнитное поле и нормаль к плоскости съемной катушки должны быть ориентированы вдоль оси легкого намагничивания исследуемого образца, а величина перемагничивающего поля должна иметь такое значение, чтобы его дальнейший рост не оказывал влияния на ширину петли гистерезиса (рис. 49, а). Коэрцитивная сила в этом случае определяется как половина ширины предельной петли гистерезиса.

В сильных магнитных полях величина магнитного потока, охватываемого съемной катушкой и пропорционального магнитной индукции B (намагниченности M) образца, становится практически неизменной. Максимально возможное значение магнитной индукции, соответствующее данному материалу, называется индукцией насыщения B_s . Ее величину можно определить экстраполяцией участка предельной петли гистерезиса, для которого выполняется условие $d\Phi/dH = 0$ (где Φ – величина магнитного потока), на ось Φ и сопоставлением полученного значения Φ_s с величиной магнитного потока эталонного образца, имеющего аналогичные геометрические параметры и точно известное значение магнитной индукции насыщения.

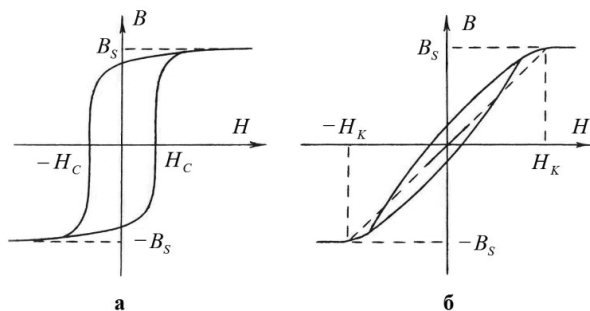


Рис. 49. Петли гистерезиса ферромагнетика с одноосной анизотропией, соответствующие: а – оси легкого намагничивания; б – оси трудного намагничивания

Для определения величины поля анизотропии ферромагнитного образца используют следующий способ. Исследуемый образец размещается таким образом, чтобы перемагничивающее поле и нормаль к плоскости съемной катушки были направлены вдоль оси трудного намагничивания. Петля гистерезиса при малом значении перемагничивающего поля близка к прямой линии, что соответствует перемагничиванию образца путем однородного вращения намагниченности. Согласно теории однородного вращения намагниченности $\sin\beta = \mu_0 H M_s / 2K$, где β – угол поворота намагниченности относительно оси легкого намагничивания, $2K/\mu_0 M_s = H_k$, K – константа одноосной анизотропии. Таким образом, компонента намагниченности исследуемого образца в направлении оси трудного намагничивания достигает значения намагниченности насыщения (т. е. $\beta = 90^\circ$) тогда, когда значение внешнего магнитного поля становится равным полю анизотропии. Следовательно, если полученную экспериментальную линейную зависимость $B(H)$ экстраполировать к значению B_s данного образца, то соответствующее этой величине магнитной индукции значение внешнего магнитного поля H будет равно полю анизотропии H_k (рис. 49, б). Раскрытие петли гистерезиса, измеренной вдоль оси трудного намагничивания, в сильных магнитных полях обусловлено дисперсией намагниченности материала.

Еще один способ определения поля анизотропии заключается в следующем. Ферромагнетик, имеющий одноосную анизотропию, перемагничивают во взаимно перпендикулярных переменном и постоянном магнитных полях, направленных под углом к оси легкого намагничивания. Нормаль к плоскости съемной катушки ориентирована вдоль оси приложения переменного магнитного поля. Из теории однородного вращения намагниченности следует, что для рассматриваемого случая петля гистерезиса описывается выражениями:

$$\Phi = \Phi_0 \cos(\gamma - \beta), \quad h_{\sim} = \frac{1 - h \left[\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} + \frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \right]}{\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} - \frac{\cos \alpha}{\sin \beta}}, \quad (4.11)$$

где γ – угол между нормалью n к плоскости съемной катушки и осью легкого намагничивания, β – угол между вектором намаг-

ниченности и осью легкого намагничивания, α – угол между внешним магнитным полем и осью легкого намагничивания, Φ – магнитный поток, охватываемый съемной катушкой, h_{\sim} – приведенное к H_k переменное магнитное поле H_{\sim} , h – приведенное к H_k постоянное магнитное поле H .

Если $\gamma = \alpha = 45^0$, то анализ системы (4.11) значительно упрощается. При $h = 0$, согласно модели однородного вращения намагниченности Стонера – Вольфарта, скачкообразное изменение ориентации намагниченности происходит в симметрично расположенных относительно начала координат точках, лежащих на ветвях астроида. При этом петля гистерезиса является симметричной (рис. 50, а). При включении и дальнейшем росте

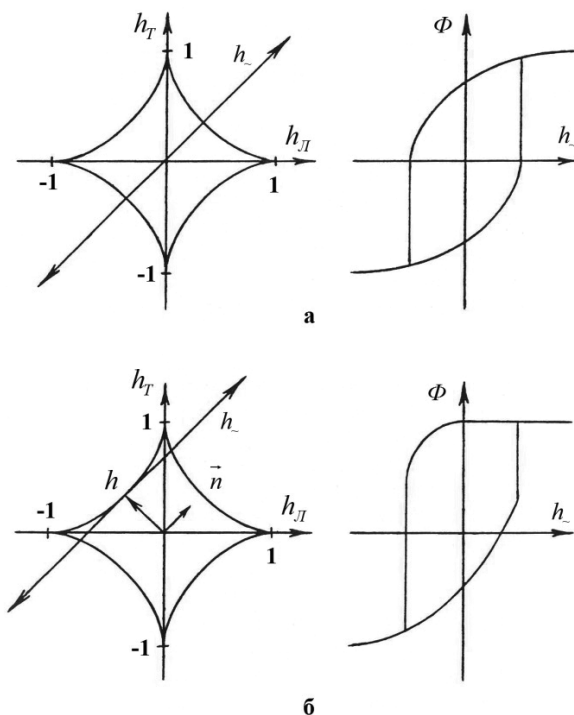


Рис. 50. Петли гистерезиса ферромагнетика с одноосной анизотропией при перемагничивании во взаимно перпендикулярных переменном $h_{\sim} = H_{\sim}/H_k$ и постоянном $h = H/H_k$ магнитных полях, направленных под углом 45^0 к оси легкого намагничивания: $h_{\perp} = H_{\perp}/H_k$; $h_{\sim} = H_{\sim}/H_k$. а) $h = 0$, б) $h = 0,5$

приведенного поля h симметрия петли гистерезиса нарушается. Это проявляется в спрямлении одной из ветвей петли гистерезиса. При $h = 0,5$ годограф магнитного поля касается астроида, что, как следует из (4.11), сопровождается появлением на петле гистерезиса горизонтального участка, соответствующего одному из направлений переменного магнитного поля (рис. 50, б). Таким образом, нахождение величины поля анизотропии заключается в установлении значения постоянного магнитного поля H , при котором наблюдается полное спрямление одной из ветви петли гистерезиса. Для исключения влияния нескомпенсированного внешнего поля на точность определения поля анизотропии сначала находят значение поля H_1 , соответствующего спрямлению верхней ветви петли гистерезиса, затем поля H_2 , при котором наблюдается спрямление нижней ветви петли гистерезиса. Величина H_k высчитывается как сумма полученных значений H_1 и H_2 . Относительная погрешность в определении величины поля анизотропии данным методом не превышает 2 %.

4.4. Исследование магнитоупругих характеристик ферромагнетика методом резонанса – антирезонанса

Для исследования поведения ряда магнитоупругих характеристик ферромагнитных сплавов, таких как величины модуля упругости в магнитном поле, коэффициента магнитомеханической связи и т. д., в настоящее время широко используется так называемый метод резонанса – антирезонанса. Сущность этого метода заключается в определении частот резонанса и антирезонанса магнитоупругих колебаний, распространяющихся по исследуемому ферромагнитному образцу. Рассмотрим наиболее применяемый способ для определения частот магнитоупругих колебаний.

Магнитоупругие колебания в ферромагнитном образце с ненулевой величиной магнитострикции возникают при приложении к нему переменного магнитного поля. В том случае, если перемагничивание исследуемого образца протекает путем поворота намагниченности в доменах, величину магнитоупругой деформации $\epsilon_{m,y}$ можно определить из следующего выражения:

$$\varepsilon_{\text{м.у.}} = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\langle \sin^2 \beta \rangle - \langle \sin^2 \beta_0 \rangle \right), \quad (4.12)$$

где $\langle \sin^2 \beta_0 \rangle$ и $\langle \sin^2 \beta \rangle$ определяют усредненное распределение намагниченности в образце до и после приложения к нему магнитного поля.

Условию возникновения резонанса магнитоупругих колебаний в образце соответствует условие возникновения в нем стоячих магнитоупругих волн. Это достигается в том случае, когда длина волны распространяющихся колебаний λ такова, что выполняется следующее условие:

$$(2n+1) \frac{\lambda}{2} = l, \quad (4.13)$$

где l – размер ферромагнитного образца в направлении распространения магнитоупругих волн, n – целое число. Таким образом, если в направлении распространения магнитоупругих колебаний размер ферромагнитного образца таков, что на нем укладывается нечетное число полуволен колебаний, то наблюдается резонанс колебаний. Стоячие волны характеризуются периодическим распределением пучностей и узлов колебаний, т. е. областей, где амплитуда колебаний достигает соответственно максимальной и минимальной величин. Изменяя условия возбуждения магнитоупругих колебаний путем изменения частоты переменного возбуждающего магнитного поля, можно изменять число узлов и пучностей в образце.

Для определения условий возникновения магнитоупругого резонанса и антирезонанса на ферромагнитный образец наматывается катушка индуктивности, которая служит как регистрирующее устройство. Ось катушки совпадает с направлением распространения магнитоупругих волн. При приложении переменного магнитного поля в регистрирующей катушке возникает ЭДС, обусловленная как действием внешнего магнитного поля и колебаниями намагниченности в ферромагнетике, так и колебаниями ферромагнитного образца в катушке, связанными с распространением магнитоупругих волн. Чем больше амплитуда таких колебаний, тем больше величина ЭДС в регистрирующей катушке. Обычно размеры регистрирующей катушки меньше,

чем размер образца в направлении распространения магнитоупругих волн. В связи с этим амплитуда сигнала, снимаемая с регистрирующей катушки, сильно зависит от ее расположения относительно ферромагнитного образца и от того, является ли закрепленным один из концов образца.

Изменяя частоту переменного магнитного поля, действующего на ферромагнитный образец, можно изменить длину волны распространяющихся магнитоупругих колебаний и, следовательно, изменить величины резонансных и антирезонансных частот. При этом в зависимости от частоты переменного магнитного поля будет изменяться и амплитуда снимаемого с катушки сигнала.

На условия возникновения резонанса и антирезонанса магнитоупругих волн большое влияние оказывает величина и ориентация внешнего постоянного магнитного поля. Поэтому при изменении величины и ориентации подмагничивающего постоянного магнитного поля происходят изменения как частот магнитоупругого резонанса, так и амплитуды сигнала, снимаемого с регистрирующей катушки.

На практике, как правило, при исследовании магнитоупругих параметров ферромагнетика измеряют комплексный импеданс регистрирующей катушки Z , который определяют из выражения

$$Z = \frac{|U_r|}{|I_{ex}|} \exp(i\vartheta), \quad (4.14)$$

где U_r – регистрируемое напряжение на измерительной катушке, I_{ex} – ток возбуждения катушки переменного магнитного поля, ϑ – относительный фазовый угол между U_r и I_{ex} . При этом максимуму Z соответствует расположение в области регистрирующей катушки пучности стоячей волны, а минимуму Z – узла стоячей волны.

Основными измеряемыми методом резонанса – антирезонанса величинами являются модуль упругости в магнитном поле E_H , скорость распространения магнитоупругих волн V и коэффициент магнитомеханической связи k . Коэффициент магнитомеханической связи k определяет эффективность преобразо-

вания ферромагнитным образцом энергии переменного магнитного поля W_h в энергию магнитоупругих колебаний W_{mex}

$$k = \sqrt{\frac{W_{mex}}{W_h}}. \quad (4.15)$$

Измеряя частоты переменного магнитного поля $f_{max,z}$ и $f_{min,z}$, при которых комплексный импеданс регистрирующей катушки максимален и минимален, можно определить значение коэффициента магнитомеханической связи из выражения

$$k = \sqrt{1 - \frac{f_{max,z}}{f_{min,z}}}. \quad (4.16)$$

Величину ΔE -эффекта можно вычислить из соотношения

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{k^2}{1 - k^2}. \quad (4.17)$$

Физический смысл частот магнитоупругого резонанса и антирезонанса заключается в том, что они определяют величины модулей упругости ферромагнитного образца в условиях сохранения в образце постоянной индукции E_B и постоянного поля E_H :

$$E_B = 4l^2 \rho f_{min,z}^2, \quad (4.18)$$

$$E_H = 4l^2 \rho f_{max,z}^2, \quad (4.19)$$

где ρ – плотность образца. В свою очередь, скорости распространения магнитоупругих волн V_B и V_H в условиях сохранения в образце постоянной индукции и постоянного поля можно представить как

$$V_B = 2lf_{min,z}, \quad (4.20)$$

$$V_H = 2lf_{max,z}. \quad (4.21)$$

Блок-схема установки по изучению магнитоупругих характеристик ферромагнитных образцов приведена на рис. 51. На тонкую полосу магнитострикционного материала (6) наматывается катушка (L_1), которая работает как регистрирующее устройство при изменении величины магнитного потока. Сборка помещается в катушку (L_2), генерирующую возбуждающие колебания. Вся система располагается между двумя катушками Гельмгольца, создающими постоянное магнитное поле. Распо-

ложение катушек переменного и постоянного магнитного поля относительно полоски таково, что создаваемые ими магнитные поля направлены вдоль длины исследуемого образца. Для формирования переменного магнитного поля используется генератор синусоидальных колебаний (2), для создания постоянного магнитного поля – источник постоянного тока (3). Сигнал с регистрирующей катушки после прохождения им усилителя – преобразователя (1) поступает либо на вертикальный вход осциллографа (4), либо в графопостроитель (5).

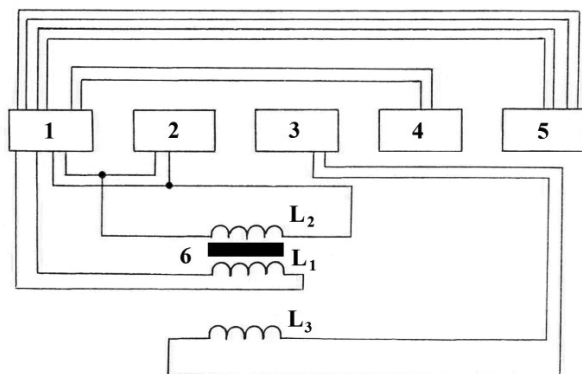


Рис. 51. Блок-схема установки по изучению магнитоупругих свойств ферромагнитных образцов методом резонанса – антирезонанса

Следует отметить, что наряду с возбуждением магнитоупругих волн переменным магнитным полем в методе резонанса – антирезонанса часто используется и другой способ возбуждения магнитоупругих колебаний – переменными упругими деформациями. Обе разновидности метода резонанса – антирезонанса дают адекватные результаты в том случае, если величина переменного магнитного поля и величина, характеризующая упругие напряжения $3\lambda_s\sigma/M_s$, значительно меньше поля анизотропии ферромагнитного образца. В противном случае разновидности метода могут дать качественно различные результаты.

4.5. Измерение параметров ферромагнитных образцов гальваномагнитным методом

Основным источником сведений о магнитных характеристиках материала, определяемых гальваномагнитным методом, является петля гистерезиса эффекта магнитосопротивления. Петля гистерезиса эффекта магнитосопротивления представляет собой кривую изменения электрического сопротивления ферромагнитного образца в зависимости от величины магнитного поля за полный цикл перемагничивания. Остановимся коротко на вопросе, связанном с возможностью теоретического построения петли магнитосопротивления.

Для некоторого упрощения задачи воспользуемся следующими приближениями. Будем считать, что исследуемый ферромагнитный образец представляет собой тонкую ферромагнитную пленку, которая имеет лишь одну ось легкого намагничивания, расположенную в плоскости пленки. Считаем также, что перемагничивание пленки осуществляется путем однородного вращения намагниченности. Согласно модели однородного вращения намагниченности Стонера – Вольфарта, равновесное распределение намагниченности в пленке для каждого значения магнитного поля можно определить, решая уравнения (3.64) и (3.65). Подставляя найденные значения углов поворота намагниченности в уравнение (3.103), можно построить петлю гистерезиса эффекта магнитосопротивления. Конкретный вид петли гистерезиса тонкой ферромагнитной пленки определяется в этом случае ориентацией относительно друг друга внешнего магнитного поля, оси легкого намагничивания и электрического тока. В зависимости от взаимной ориентации направлений магнитного поля, оси легкого намагничивания и электрического тока можно выделить предельные типы петель гистерезиса эффекта магнитосопротивления, два из которых соответствуют параллельной ориентации тока и внешнего магнитного поля и называются продольными петлями гистерезиса магнитосопротивления и два типа петель гистерезиса, соответствующих перпендикулярной ориентации тока и внешнего магнитного поля, называемых поперечными петлями. Таким образом, имеем:

1) продольную петлю гистерезиса в направлении оси легкого намагничивания, т. е. соответствующую параллельной ориентации ОЛН, электрического тока и внешнего магнитного поля;

2) продольную петлю гистерезиса в направлении оси трудного намагничивания, т. е. соответствующую перпендикулярной ориентации ОЛН и внешнего магнитного поля. При этом магнитное поле направлено параллельно протекающему электрическому току;

3) поперечную петлю гистерезиса в направлении оси легкого намагничивания. Данная петля соответствует параллельной ориентации внешнего магнитного поля и ОЛН, которые перпендикулярны направлению электрического тока;

4) поперечную петлю гистерезиса в направлении оси трудного намагничивания. При этом внешнее магнитное поле перпендикулярно как ОЛН, так и направлению протекания электрического тока.

Математическое описание петель гистерезиса в этом случае оказывается довольно простым. Так, поперечная петля гистерезиса эффекта магнитосопротивления в направлении оси трудного намагничивания описывается выражением

$$\rho(H) - \rho_{\perp} = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \frac{H^2}{H_k^2}, \quad (4.22)$$

где $\rho(H)$ – удельное сопротивление ферромагнетика в магнитном поле H , ρ_{\parallel} , ρ_{\perp} – удельные сопротивления ферромагнетика в случаях приложения магнитного поля параллельно и перпендикулярно току соответственно.

Продольная петля гистерезиса эффекта магнитосопротивления в направлении оси трудного намагничивания может быть определена из соотношения

$$\rho(H) - \rho_{\perp} = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \left(1 - \frac{H^2}{H_k^2} \right). \quad (4.23)$$

На основе модели однородного вращения намагниченности можно построить петли гистерезиса эффекта магнитосопротивления и при другой ориентации магнитного поля и тока относительно оси легкого намагничивания пленки. На рисунке 52 приведены теоретические петли гистерезиса эффекта магнитосо-

противления при перемагничивании пленки под углами 45° и -45° относительно оси легкого намагничивания. Угол между электрическим током и осью легкого намагничивания равен 60° .

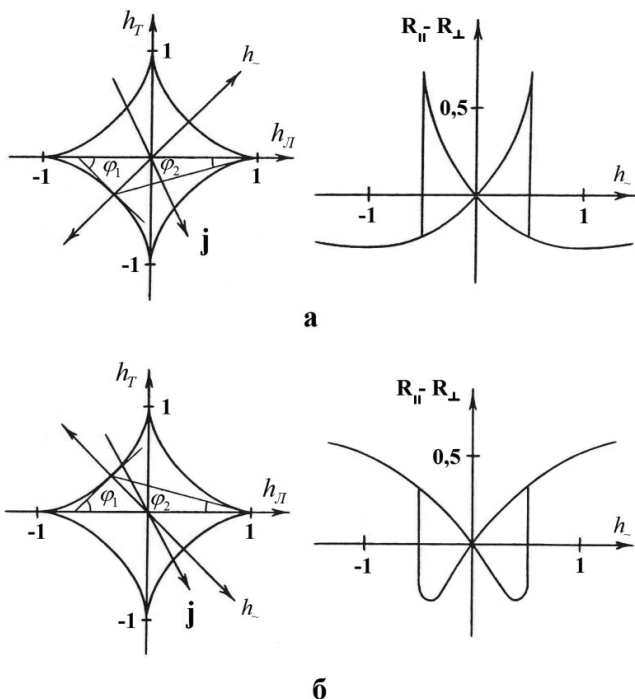


Рис. 52. Теоретические петли гистерезиса эффекта магнитосопротивления:
 а – при приложении магнитного поля под углом 45° к ОЛН;
 б – при приложении магнитного поля под углом -45° к ОЛН ферромагнетика с одноосной анизотропией при перемагничивании во взаимно перпендикулярных постоянных $h_L = H_L/H_K$; $h_T = H_T/H_K$ и переменном $h_{\perp} = H_{\perp}/H_K$

Экспериментально наблюдаемые петли гистерезиса эффекта магнитосопротивления могут иногда существенно отличаться от теоретически рассчитанных. Это связано прежде всего с тем, что в некоторых случаях большую роль при перемагничивании пленок играют процессы смещения доменных границ. Кроме того, в пленках большое влияние на протекание процессов перемагничивания оказывает угловая дисперсия осей анизотропии, приводящая к разностороннему вращению намагниченности в

образце, и амплитудная дисперсия анизотропии (различие H_k по величине), приводящая к тому, что различные участки пленки перемагничиваются при разном значении действующего магнитного поля. Тем не менее, несмотря на вышеперечисленные факторы, простые модельные представления процесса перемагничивания позволяют предсказать петли гистерезиса эффекта магнитосопротивления, которые качественно соответствуют экспериментально наблюдаемым.

Рассмотрим вопрос, связанный с возможностью определения гальваномагнитным методом коэрцитивной силы и поля анизотропии. При перемагничивании пленок точно вдоль оси легкого намагничивания петля гистерезиса должна вырождаться в прямую линию. Однако петли гистерезиса эффекта магнитосопротивления в направлении оси легкого намагничивания имеют характерные экстремумы (рис. 53). Принято считать, что магнитное поле, которое соответствует экстремумам, является коэрцитивной силой образца. Такое утверждение основано на результатах одновременного наблюдения петель гистерезиса эффекта магнитосопротивления ферромагнитного образца и его доменной структуры.

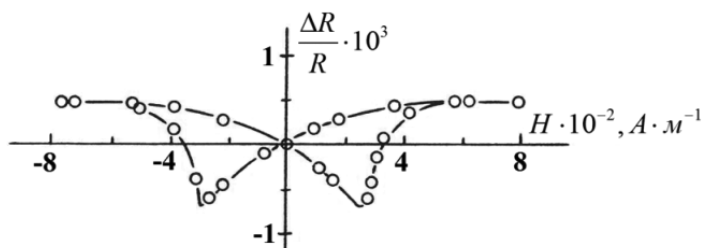


Рис. 53. Петля гистерезиса эффекта магнитосопротивления в направлении оси легкого намагничивания

Гальваномагнитный метод позволяет определить и другую характеристику магнитных пленок – поле анизотропии. Наиболее просто измерить поле анизотропии образца по петле гистерезиса эффекта магнитосопротивления в направлении оси трудного намагничивания. В этом случае пленка намагничивается до насыщения в направлении оси легкого намагничивания, а затем перемагничивается в направлении оси трудного намагничивания.

Экстраполяция частного безгистерезисного цикла петли к насыщению дает значение поля анизотропии пленки. Имеются также и другие гальваноманнитные методы определения поля анизотропии. Наиболее точным методом является метод Кобелева, сущность которого заключается в следующем.

Как следует из модели однородного вращения Стонера – Вольфарта, поведение намагниченности в магнитном поле может быть описано уравнением астроида (3.66). В этом случае, когда вектор магнитного поля находится в области, ограниченной астроидой, существуют два устойчивых состояния намагниченности в пленке, а когда вне астроида – только одно. В методе Кобелева магнитная пленка перемагничивается переменным магнитным полем, направленным под некоторым углом к оси легкого намагничивания. В направлении, перпендикулярном переменному магнитному полю, прикладывается постоянное магнитное поле. При некотором значении постоянного поля годограф результирующего магнитного поля совпадает с касательной к астроиде (рис. 54). Этот момент улавливается по изменению вида петли гистерезиса эффекта магнитосопротивления. Одна из ветвей петли гистерезиса спрямляется. Зная угол между перемагничивающим полем и направлением оси легкого намагничивания, можно определить поле анизотропии образца.

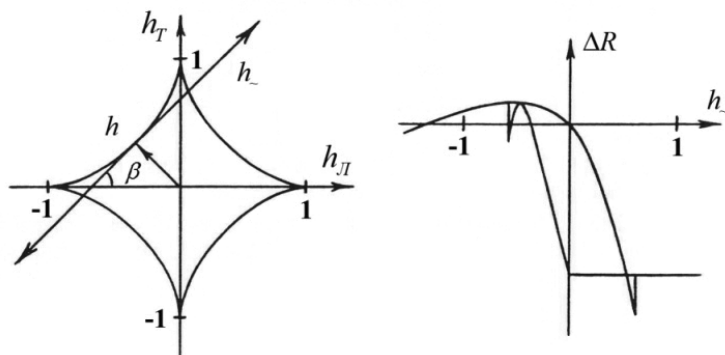


Рис. 54. Петля гистерезиса эффекта магнитосопротивления при перемагничивании ферромагнетика с одноосной анизотропией во взаимно перпендикулярных переменном $h_{\perp} = H_{\perp}/H_K$ и постоянном $h = H/H_K$ магнитных полях, направленных под углом $\beta = 45^\circ$ к оси легкого намагничивания: $h_{\parallel} = H_{\parallel}/H_K$; $h_T = H_T/H_K$

Рассмотрим методику эксперимента при гальваномагнитных измерениях магнитных характеристик образцов. Наиболее удобным методом является метод осциллографирования. Метод осциллографирования позволяет быстро и точно регистрировать необратимые изменения, которые происходят в ферромагнитном образце. Принципиальная схема установки для осциллографирования петель гистерезиса эффекта магнитосопротивления представлена на рис. 55.

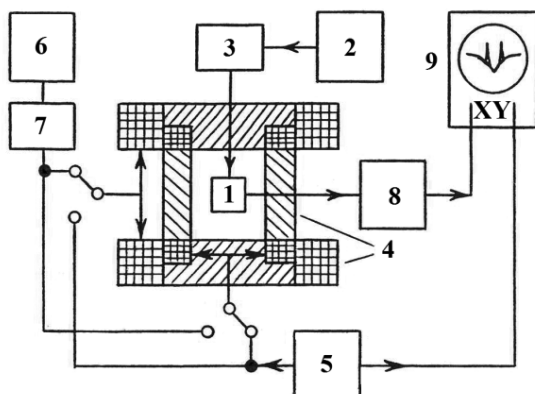


Рис. 55. Блок-схема установки для осциллографирования петель гистерезиса эффекта магнитосопротивления

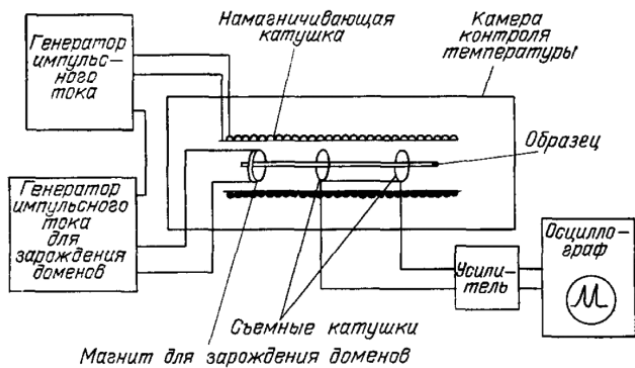
По пленке (1) пропускается постоянный ток в несколько миллиампер от источника (2). Величина тока контролируется миллиамперметром (3). Внешнее магнитное поле создается парой взаимно ортогональных колец Гельмгольца (4). Для формирования переменного магнитного поля используется генератор синусоидальных колебаний (5), а постоянного магнитного поля – стабилизированный источник постоянного тока (6). Величина постоянного магнитного поля контролируется амперметром (7). Сигнал, снимаемый с пленки, подается на усилитель (8) и поступает на вертикальный вход осциллографа (9). Развертка петли гистерезиса осуществляется сигналом, снимаемым с генератора (5).

4.6. Изучение динамики движения доменных границ методом Сикстуса – Тонкса

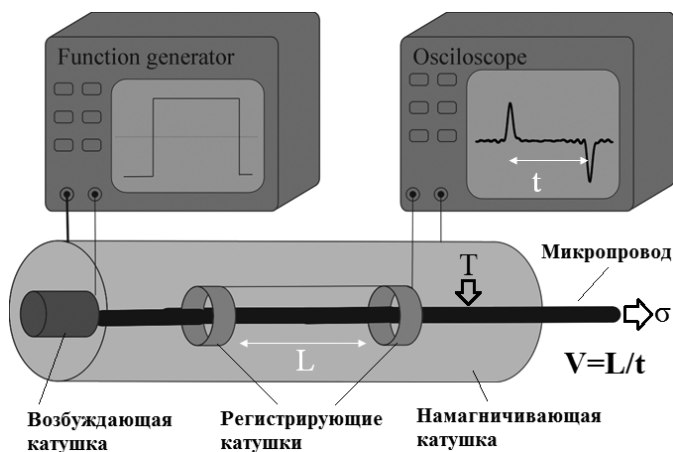
Первым методом исследования динамики доменных границ ферромагнетиков был метод Сикстуса – Тонкса (30-е гг. прошлого века). Суть метода состоит в измерении времени пробега доменной границы заданного расстояния вдоль тонкого и длинного образца из исследуемого материала.

Первоначально этот метод использовался для исследования скорости движения доменных границ в Fe-Ni-проводах. Именно в этих работах было впервые введено понятие доменной границы как граничного слоя между двумя противоположно намагниченными доменами.

Время пробега доменной границы измерялось с помощью баллистического гальванометра, включенного в цепь одной из ламп ждущего мультивибратора. Ток через эту лампу начинался в момент пересечения доменной границей первой катушки и кончался в момент пересечения ею второй катушки. Было обнаружено, что зависимость $v(H)$ линейна до скоростей 250 м/с. В более поздних работах этот метод был использован для исследований динамики доменных границ ортоферритов. Образец феррита имел форму стержня прямоугольного сечения 2×2 мм и длиной 50 мм. На одном конце стержня с помощью локальной катушки создавался домен, намагниченный противоположно остальной части стержня и отделенный от нее единственной доменной границей (рис. 56, а). В начальный момент времени в катушку, внутри которой находился исследуемый образец, подавался импульс тока, равновесие доменов нарушалось, и доменная граница двигалась вдоль стержня. При пересечении границей двух миниатюрных катушек в них возникают импульсы напряжения, регистрируемые на экране осциллографа. Разделив расстояние между катушками на время задержки между двумя импульсами, легко найти искомую величину скорости. Следует подчеркнуть, что многие современные методы исследования динамики доменных границ являются видоизменениями методики Сикстуса – Тонкса.



а



б

Рис. 56. Схема методики Сикстуса – Тонкса по измерению скорости доменных границ

Так, например, в настоящее время этот метод используется для исследования динамики движения доменных границ в аморфных и нанокристаллических магнитных микропроводах (микропроводах), подвергшихся различного рода внешним воздействиям: упругой и пластической деформациям σ , температуры T и т. д. (рис. 56, б).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ

1. Какие ограничения при проведении экспериментальных исследований доменной структуры накладывает использование для ее наблюдения метода порошковых фигур?

2. На чем основаны магнитооптические методы наблюдения доменной структуры магнитоупорядоченных сред?

3. Перечислите разновидности магнитооптического эффекта Керра, их общие и отличительные черты.

4. Охарактеризуйте основные преимущества магнитооптических методов наблюдения доменной структуры по сравнению с методом порошковых фигур.

5. Чем обусловлено возникновение магнитного контраста при наблюдении доменной структуры электронно-оптическим методом?

6. Какие существуют способы формирования изображения доменной структуры при использовании электронно-оптического метода? Дайте их характеристику.

7. В чем заключается основное преимущество электронно-оптического метода наблюдения доменной структуры по сравнению с другими методами?

8. Какие требования к временным параметрам импульса магнитного поля предъявляются при исследовании динамики движения доменных границ методом прерываемого намагничивания?

9. Перечислите основные виды кривых намагничивания ферромагнитных образцов.

10. Какие существуют способы определения поля анизотропии тонких ферромагнитных пленок? В чем заключается способ определения поля анизотропии с использованием модели Стонера – Вольфарта?

11. На чем основано измерение магнитоупругих характеристик ферромагнетика методом резонанса – антирезонанса?

12. Поясните физический смысл коэффициента магнитомеханической связи.

13. Перечислите предельные виды петель гистерезиса эффекта магнитосопротивления. Укажите соответствующие ориентации ОЛН, магнитного поля и направления протекания тока.

14. Дайте характеристику гальваномагнитному методу определения коэрцитивной силы и поля анизотропии ферромагнитных материалов.

15. Объясните основную суть метода Сикстуса – Тонкса по изучению динамики движения доменных границ.

ЧАСТЬ 5. ЛАБОРАТОРНЫЕ УСТАНОВКИ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

5.1. Определение динамических магнитных характеристик аморфных металлических сплавов индукционным методом

На рисунке 57 представлена блок-схема автоматизированной установки для исследования динамических магнитных характеристик ферромагнитных материалов в виде лент и проволок индукционным методом. Установка посредством измерения динамических магнитных петель гистерезиса позволяет исследовать частотные зависимости магнитных параметров материала, таких как магнитная проницаемость, коэрцитивная сила, остаточная магнитная индукция, индукция насыщения, энергия потерь на перемагничивание, и их изменения, возникающие под действием механических деформаций.

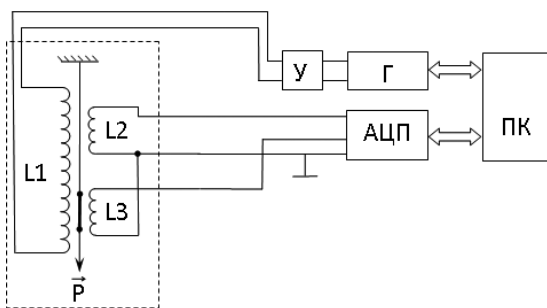


Рис. 57. Блок-схема установки для исследования динамических магнитных характеристик ферромагнитных материалов индукционным методом

Установка создана на базе АЦП ЛА-н150-14РС1 и генератора ГСПФ-053. Для управления измерениями и обработки полученных результатов создано специализированное программ-

ное обеспечение, позволяющее осуществлять выбор режимов перемагничивания и измерения, установку начальных условий эксперимента (частоты и напряжения сигнала генератора), автоматическую запись результатов измерений в удобном для обработки виде и отображение их в виде графика на экране монитора.

Установка состоит из персонального компьютера ПК, генератора Г, усилителя У, намагничивающей катушки (соленоида) L1 и измерительных катушек L2 и L3. Катушка L2 предназначена для измерения напряженности магнитного поля внутри соленоида L1. Катушка L3 предназначена для измерения магнитной индукции исследуемого образца, помещенного в нее и являющегося ее сердечником; к исследуемому образцу может прикладываться нагрузка Р.

Сигнал с генератора, управляемого компьютером, поступает на усилитель У, к которому подключен соленоид L1. В соленоиде создается переменное электромагнитное поле. Величина намагничивающего поля определяется по значению ЭДС (E^{L2}), наведенной в измерительной катушке L2, следующим образом:

$$H(t) = -\frac{1}{\mu_0 n S} \sum_{i=1}^t E_i^{L2} \Delta t, \quad (5.1)$$

где μ_0 – магнитная постоянная $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, n – число витков измерительной катушки L2, S – площадь сечения измерительной катушки L2, E^{L2} – ЭДС индукции, наведенная в измерительной катушке L2, Δt – время между отсчетами $\Delta t = 1/f_{\text{дискр}}$, где $f_{\text{дискр}}$ – частота дискретизации АЦП.

Величина магнитной индукции исследуемого образца определяется по значению ЭДС (E^{L3}), наведенной в измерительной обмотке L3, и для случая, когда площадь сечения измерительной катушки больше площади сечения образца ($S_{\text{кат}} > S_{\text{обр}}$), рассчитывается так:

$$B(t) = -\frac{1}{NS_{\text{обр}}} \left[\sum_{i=1}^t E_i^{L3} \Delta t \right] - \frac{\mu_0 H(t) (S_{\text{кат}} - S_{\text{обр}})}{S_{\text{обр}}}, \quad (5.2)$$

где N – число витков измерительной катушки L3, E^{L3} – ЭДС индукции, наведенная в измерительной катушке L3, $S_{\text{обр}}$ – пло-

щадь поперечного сечения образца, $S_{кат}$ – площадь сечения измерительной катушки L3.

Величины остаточной индукции B_r и коэрцитивной силы H_c находятся из полученной зависимости $B(H)$.

Дифференциальная магнитная проницаемость находится из соотношения

$$\mu_{oi} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B_i}{\Delta H_i} . \quad (5.3)$$

Плотность энергии потерь на перемагничивание рассчитывается как площадь петли гистерезиса

$$W = \sum_{i=1}^T H_i \times \Delta B_i , \quad (5.4)$$

где T – количество отсчетов в одном периоде перемагничивания.

Коэффициент прямоугольности рассчитывался как отношение остаточной магнитной индукции к амплитуде магнитной индукции:

$$K_n = \frac{B_r}{B_m} . \quad (5.5)$$

Применение формул (5.1–5.5) справедливо при условии $f_{дискр} \gg f_{генератора}$.

Основные характеристики установки. Диапазон частот намагничивающего поля – от 20 Гц до 20 кГц. Максимальное значение напряженности магнитного поля может достигать 20 000 А/м на частоте 20 Гц и 1500 А/м на частоте 20 кГц. Форма намагничивающего сигнала – как синусоидальная, так и специальной формы. Диапазон измерения магнитной индукции практически не ограничен. АЦП имеет два синхронных канала. Максимальная частота дискретизации АЦП – 10 МГц. Полоса пропускания АЦП 0–500 кГц. Уровень шумов регистрируемого сигнала не превышает 0,1 % от измеряемой величины.

Относительные погрешности измерения магнитных характеристик индукционным методом не превышают для магнитной индукции B 1 %. Относительная погрешность измерения внешнего магнитного поля H составляет 1 %, внешних упругих растягивающих напряжений – не превышает 4–6 %.

5.2. Определение температурных зависимостей динамических магнитных характеристик ферромагнитных материалов

На рисунке 58 представлена блок-схема автоматизированной установки для исследования температурных зависимостей динамических магнитных характеристик ферромагнитных проволок и лент. Установка посредством измерения динамических магнитных петель гистерезиса позволяет исследовать частотные зависимости магнитных параметров материала, таких как магнитная проницаемость, коэрцитивная сила, остаточная магнитная индукция, индукция насыщения, энергия потерь на перемагничивание, и их изменения, возникающие под действием температуры.

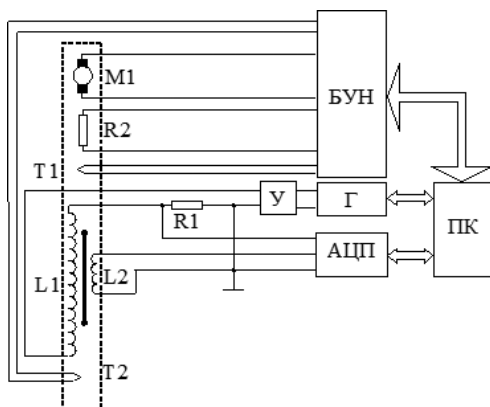


Рис. 58. Блок-схема установки по измерению температурных зависимостей динамических магнитных характеристик

Установка создана на базе АЦП ЛА-н150-14РС1 и генератора ГСПФ-053. Для управления измерениями и обработки полученных результатов разработано специализированное программное обеспечение, позволяющее осуществлять выбор режимов перемагничивания и измерения, установку начальных условий эксперимента (частоты и напряжения сигнала генератора), автоматическую запись результатов измерений в удобном для обработки виде и отображение их в виде графика на экране монитора.

Установка состоит из персонального компьютера ПК, генератора Г, усилителя У, намагничивающей катушки (соленоида)

L1, аналого-цифрового преобразователя АЦП, измерительной катушки L2, резистора R1, нагревательного элемента R2, компрессора M1, термодатчик T1, T2 и блока управления нагревом БУН. Сопротивление R1 предназначено для измерения тока в намагничивающем соленоиде L1, для последующего расчета намагничивающего поля. Катушка L2 предназначена для измерения магнитной индукции исследуемого образца, помещенного в нее, и являющегося ее сердечником; нагревательный элемент R2 предназначен для нагрева рабочего газа; компрессор M1 подает нагретый рабочий газ в камеру, где установлен образец, блок управления нагревом регулирует работу компрессора и нагревательного элемента. Управление АЦП, Г и БУН осуществляется ПК при помощи специально разработанного ПО.

Сигнал с генератора, управляемого компьютером, поступает на усилитель У, к которому подключен соленоид L1. В соленоиде создается переменное электромагнитное поле. Величина намагничивающего поля определяется по значению напряжения (E^{R1}), измеренного на сопротивлении R1, следующим образом:

$$H = \mu_0 n \frac{E^{R1}}{R_1}, \quad (5.6)$$

где μ_0 – магнитная постоянная $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, n – плотность катушки витков в намагничивающей катушке, E^{R1} – значение напряжения на сопротивлении R1, R_1 – величина сопротивления R1.

Величина магнитной индукции исследуемого образца определяется по значению ЭДС (E^{L2}), наведенной в измерительной обмотке L2 и для случая, когда площадь сечения измерительной катушки больше площади сечения образца ($S_{кат} > S_{обр}$), рассчитывается так:

$$B_t = -\frac{1}{NS_{обр}} \left[\sum_{i=1}^t E_i^{L2} \Delta t \right] - \frac{\mu_0 H_t (S_{кат} - S_{обр})}{S_{обр}}, \quad (5.7)$$

где N – число витков измерительной катушки L2, E^{L2} – ЭДС индукции, наведенная в измерительной катушке L2, $S_{обр}$ – площадь поперечного сечения образца, $S_{кат}$ – площадь сечения измерительной катушки L2.

Величины остаточной индукции B_r и коэрцитивной силы H_c находятся из полученной зависимости $B(H)$.

Дифференциальная магнитная проницаемость находится из соотношения (5.3)

$$\mu_{oi} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B_i}{\Delta H_i}.$$

Плотность энергии потерь на перемагничивание рассчитывается как площадь петли гистерезиса:

$$W = \sum_{i=1}^T H_i \times \Delta B_i, \quad (5.8)$$

где T – количество отсчетов в одном периоде перемагничивания.

Коэффициент прямоугольности рассчитывался как отношение остаточной магнитной индукции к амплитуде магнитной индукции:

$$K_n = \frac{B_r}{B_m}. \quad (5.9)$$

Применение формул (5.6–5.9) справедливо при условии $f_{\text{дискр}} \gg f_{\text{генератора}}$.

Основные характеристики установки. Диапазон рабочих температур от 20 до 300 °С. Рабочим газом может быть как воздух, так и любой другой газ. Диапазон частот намагничивающего поля – от 20 Гц до 20 кГц. Максимальное значение напряженности магнитного поля может достигать 20 000 А/м на частоте 20 Гц и 1500 А/м на частоте 20 кГц. Форма намагничивающего сигнала – как синусоидальная, так и специальной формы. Диапазон измерения магнитной индукции практически не ограничен. АЦП имеет два синхронных канала. Максимальная частота дискретизации АЦП – 10 МГц. Полоса пропускания АЦП 0–500 кГц. Уровень шумов регистрируемого сигнала не превышает 0,1 % от измеряемой величины.

Относительные погрешности измерения магнитных характеристик индукционным методом не превышают для магнитной индукции B – 1 %. Относительная погрешность измерения внешнего магнитного поля H составляет 1 %, температуры – не превышает 2 %.

5.3. Установка по измерению магнитоупругих параметров магнестрикционных ферромагнетиков

Измерение величины ΔE -эффекта, скорости распространения магнитоупругих колебаний и коэффициента магнитомеханической связи проводится по методу резонанса – антирезонанса. Исследуемыми образцами являются узкие полоски, вырезанные вдоль оси прокатки аморфных металлических лент на основе железа, а также магнестрикционные проволоки, прошедшие предварительную термическую, термомагнитную обработку, или обработку постоянным (переменным) электрическим током.

Принцип действия установки по измерению ΔE -эффекта, скорости распространения магнитоупругих колебаний и продольного коэффициента магнитомеханической связи в аморфных металлических лентах и проволоках основывается на изменении комплексного сопротивления катушки, содержащей магнестрикционный образец вблизи механического резонанса. Блок-схема измерительной установки представлена на рис. 59.

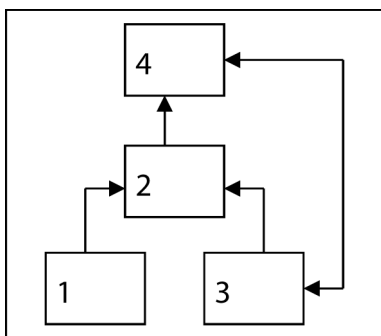


Рис. 59. Блок-схема установки по измерению ΔE -эффекта и скорости распространения магнитоупругих колебаний аморфных металлических сплавов методом резонанса – антирезонанса:
1 – источник постоянного тока, 2 – измерительное устройство, 3 – генераторный блок X1-53, 4 – измерительный блок X1-53

Измерительное устройство (2) состояло из двух коаксиальных соленоидов, приемной (регистрирующей) катушки и образца, закрепленных в специальном держателе. В одном соленоиде

(возбуждающий соленоид) с помощью генераторного блока (3) возбуждается переменное магнитное поле амплитудой $h \approx 1 \text{ А/м}$. Во втором соленоиде (подмагничивающий соленоид) источником постоянного тока (1) создается постоянное магнитное поле. Съемная катушка подключена к индикаторному блоку (4). Блоки (3) и (4) представляют собой прибор для исследования амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) X1-53.

Работа прибора строится на измерении амплитуды зондирующего сигнала, прошедшего через измерительное устройство, в установленном диапазоне частот. На экране прибора наблюдается амплитудно-частотная характеристика исследуемого устройства.

Конструкция регистрирующей катушки была выполнена так, чтобы амплитуда и фаза возникающей в ней ЭДС совпадали с амплитудой и фазой питающего возбуждающий соленоид напряжения. Импеданс регистрирующей катушки можно представить в виде:

$$Z = \frac{U_p}{I_b} \exp(i\theta), \quad (5.10)$$

где U_p – регистрируемое напряжение; I_b – ток возбуждения; θ – фазовый угол между U_p и I_b . Анализ комплексного сопротивления Z проводился по методу резонанса – антирезонанса, когда Z_{max} и Z_{min} фиксируются с помощью прибора АЧХ X1-53. Изменяемыми величинами являются резонансная f_r частота переменного возбуждающего магнитного поля, при котором импеданс регистрирующей катушки максимален, и антирезонансная f_a частота переменного возбуждающего магнитного поля, при котором импеданс регистрирующей катушки минимален.

На экране прибора X1-53 наблюдается амплитудно-частотная характеристика регистрирующей катушки с образцом. По данным на панели прибора можно судить об амплитуде, резонансной и антирезонансной частотах амплитудно-частотной характеристики регистрирующей катушки с образцом (рис. 60).

Экспериментально определяя частоты резонанса и антирезонанса, можно вычислить значения ΔE -эффекта, $V_{m.e}$ и k_{33} .

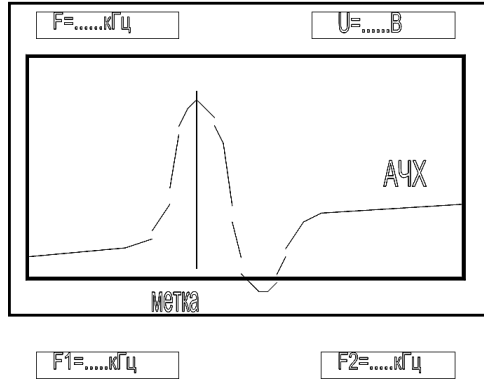


Рис. 60. Отображение АЧХ регистрирующей катушки с образцом на экране прибора Х1-53; $F1$ – начальная частота интервала измерений АЧХ, $F2$ – конечная частота интервала измерений АЧХ, F – частота, на которой производится измерение АЧХ, U – напряжение сигнала, снимаемое с регистрирующей катушки с образцом

Величина ΔE -эффекта рассчитывается из выражения

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{E_H - E_0}{E_0} = \frac{f_r^2 - f_{r,H \approx 0}^2}{f_{r,H \approx 0}^2}. \quad (5.11)$$

В ряде случаев измеряется также дефект модуля упругости

$$\frac{\Delta E}{E_H} = \frac{E_S - E_H}{E_H} = \frac{f_a^2 - f_r^2}{f_r^2}. \quad (5.12)$$

В выражениях (5.11) и (5.12) E_H – модуль упругости образца в постоянном магнитном поле ($E_H = 4l^2 \rho f_r^2$), E_0 – модуль упругости образца в отсутствие магнитного поля ($E_0 = 4l^2 \rho f_{r,H \approx 0}^2$, $f_{r,H \approx 0}$ – частота магнитоупругого резонанса при $H = 3 \div 5 \text{ A/m}$), E_S – модуль упругости образца в магнитном поле насыщения: $E_S = 4l^2 \rho f_a^2$, l – размер ферромагнитного образца в направлении распространения магнитоупругих волн, ρ – плотность образца. Скорость распространения магнитоупругих колебаний $V_{m.e}$ определяется как

$$V_{m.e} = 2lf_r, \quad (5.13)$$

коэффициент магнитомеханической связи k_{33} как

$$k^2 = 1 - f_r^2 / f_a^2. \quad (5.14)$$

Относительные погрешности измерения магнитоупругих характеристик аморфных металлических лент и проволок на основе железа методом резонанса – антирезонанса составляют для величин ΔE -эффекта и k_{33} не более 3%. Относительная погрешность измерения амплитуды постоянного подмагничивающего поля не превышает 1%.

Описанная выше установка позволяет производить температурные исследования магнитоупругих свойств ферромагнетиков. Остановимся коротко на устройстве температурной приставки.

Температурная приставка является дополнительным модулем устройства регистрации выходного сигнала. Температурная приставка позволяет проводить дополнительно исследования по влиянию температуры на магнитные характеристики образца в интервале от 30 до 450 °С.

Температурная приставка (рис. 61) состоит из капилляра (2), изготовленного из стекла. На капилляр (2) намотана регистрирующая катушка (3), которая представляет собой серебряный провод, защищенный слоем стеклоткани. Помимо этого, для дополнительной защиты от температуры провод и слой стеклоткани пропитаны специальным термостойким лаком. Термопара (6), которая используется для контроля температуры нагрева, расположена в непосредственной близости от регистрирующей катушки и самого исследуемого образца. Безындукционный нагревательный элемент (5) расположен в непосредственной близости от указанных элементов температурной приставки и исследуемого образца (1).

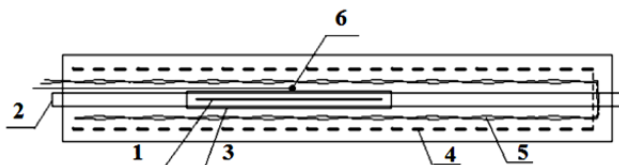


Рис. 61. Температурная приставка: 1 – исследуемый образец; 2 – стеклянный капилляр; 3 – регистрирующая катушка; 4 – намагничивающий соленоид; 5 – безындукционный нагревательный элемент; 6 – хромель-алюмелевая термопара

Нагревательный элемент из нихрома представляет собой провод, сложенный вдвое и плотно скрученный. Провод скручен для того, чтобы минимизировать электромагнитные помехи излучения. Нагревательный элемент, помимо этого, покрыт лаковой изоляцией, выдерживающей высокие температуры. Поверх нагревательного элемента располагается асбестовый теплоизолирующий слой. На стеклянный каркас устройства регистрации выходного сигнала намотана катушка возбуждения, которая состоит из медного провода, покрытого лаковой изоляцией. Непосредственно сам исследуемый образец (1) помещается внутрь стеклянного капилляра (2) до уровня регистрирующей катушки (3). Необходимое положение исследуемого образца достигается наличием специального стопорного упора в стеклянном капилляре. Процесс измерения магнитоупругих характеристик исследуемых образцов аналогичен процессу их измерения без температурной приставки. Относительная погрешность измерений амплитуды постоянного магнитного поля не превышает 1 %.

5.4. Установка для проведения термомагнитной обработки аморфных металлических лент и проволок

Рассмотрим основные элементы установки по проведению предварительной обработки аморфных металлических лент и проволок на основе переходных металлов.

Целью проведения термомагнитной обработки аморфных металлических проволок и лент на основе железа является снятие внутренних закалочных напряжений и наведение в них одноосной анизотропии. В лентах, вырезанных в виде узких полосок, одноосная анизотропия наводится перпендикулярно линии прокатки ленты. Для достижения поставленной цели установка должна обеспечивать заданный интервал температур обработки исследуемых проволок и лент, поддержку стабильного уровня температуры в течение длительного времени, необходимую глубину вакуума.

Установка обеспечивает следующие режимы предварительной обработки образцов аморфных металлических лент и проволок:

- 1) термической обработки в вакууме в отсутствие магнитного поля;
- 2) вакуумной термомагнитной обработки в постоянном магнитном поле;
- 3) вакуумной термомагнитной обработки в переменном магнитном поле.

Схематическое изображение нагревательного устройства представлено на рис. 62. Для регулировки входного напряжения на печи используются два регулируемых лабораторных автотрансформатора (1), которые позволяют производить плавную настройку выходного напряжения. Для контроля над входным напряжением на печь используется вольтметр v1, присоединенный к выходам второго автотрансформатора.

Установка позволяет нагревать исследуемые образцы до 650 °С. Для контроля температуры обработки в конструкцию включен вольтметр v2, присоединенный к термопаре хромель-алюмель (4), находящейся в печи (2) рядом с герметичной колбой (3). Показания вольтметра v2 соотносятся с данными градуировочной таблицы термопары с учетом поправки на комнатную температуру. Температура в печи регулируется входным напряжением.

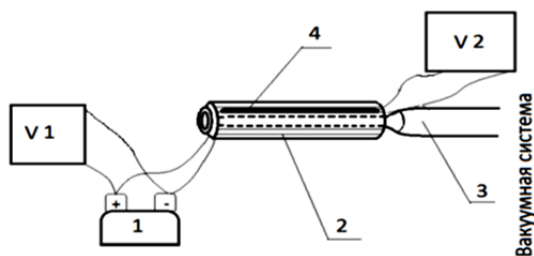


Рис. 62. Нагревательное устройство установки для проведения термомагнитной обработки

Длина колбы нагревательного устройства составляет $1,5 \cdot 10^{-1}$ м, длина образца – $6 \cdot 10^{-2}$ м. Наиболее важным является контроль температуры в области колбы от $4,5 \cdot 10^{-2}$ до $1,05 \cdot 10^{-1}$ м, так как в этой области располагается образец при проведении обработки.

Образцы помещаются в стеклянную колбу, которую присоединяют к вакуумной системе. При обработке исследуемых лент

и проволока был получен вакуум, соответствующий остаточному давлению около 10^{-3} мм рт. ст. Вакуум позволяет избежать окисления образцов при проведении термомагнитной обработки и, следовательно, ухудшения его магнитных и магнитоупругих свойств. Для создания вакуума используется пластинчато-роторный насос с масляным уплотнением 2НВР-5ДМ (рис. 63). Для контроля над степенью остаточного давления в систему включен вакуумметр ионизационно-термопарный (ВИТ-2) в комплекте с преобразователем манометрическим термопарным (ПМТ-2).

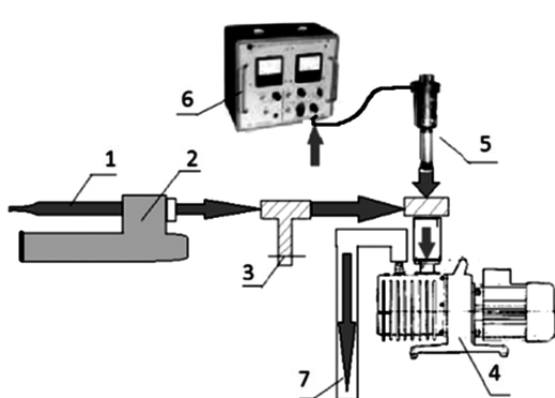


Рис. 63. Вакуумная система: 1 – колба с исследуемым образцом; 2 – подставка; 3 – клапан для выравнивания давлений; 4 – вакуумный насос; 5 – манометрический термопарный преобразователь ПМТ-2; 6 – вакуумметр

Постоянное магнитное поле напряженностью $7 \cdot 10^4$ А/м в процессе обработки создается при помощи постоянного магнита.

5.5. Установка для исследования скорости движения доменных границ ферромагнетиков методом Сикстуса – Тонкса

На рисунке 64 представлена установка для измерения полевых зависимостей скорости движения доменной границы в аморфных ферромагнитных проволоках и их изменений под действием температуры и механических напряжений. Установка также позволяет проводить измерение статических и динамиче-

ских петель гистерезиса в аморфных ферромагнитных проволоках и лентах при изменении температуры их нагрева и приложения растягивающих напряжений.

Измерение скорости движения доменной границы в аморфной проволоке. Проволока помещается в соленоид L1, создающий намагничивающее поле. Величина и форма сигнала намагничивающего поля задается генератором G и широкополосным усилителем тока У4. Намагничивающее поле регистрируется посредством измерения силы тока, протекающего в соленоиде L1 при помощи шунта R1, усилителя У3 и АЦП.

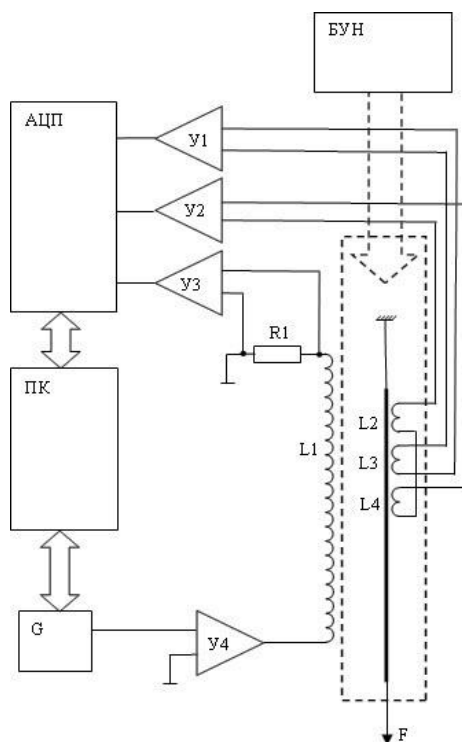


Рис. 64. Блок-схема установки по исследованию динамики доменных границ ферромагнетиков: У1, У2, У3 – широкополосные измерительные усилители; У4 – широкополосный усилитель тока; L1 – намагничивающий соленоид; L2, L3, L4 – измерительные катушки; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; ПК – персональный компьютер со специальным программным обеспечением; G – генератор сигналов специальной формы; БУН – блок управления нагревом

Для измерения скорости движения доменной границы перемагничивание образца осуществляется сигналом прямоугольной формы. Движение доменной границы начинается в момент изменения направления намагничивания в ядре проволоки. Измерительные катушки L2 и L4, включенные дифференциально, служат для регистрации времени прохождения доменной границы через них. Дифференциальное включение катушек L2 и L4 необходимо для исключения влияния процессов вращения намагниченности, происходящих в приповерхностной области образца. При прохождении доменной границы через измерительную катушку L2 в ней наводится импульс ЭДС положительной полярности, а при дальнейшем движении доменной границы и прохождении ее через измерительную катушку L4 – импульс ЭДС отрицательной полярности. Импульсы поступают на АЦП через усилитель У2. Отношение расстояния между измерительными катушками L2 и L4 к разности времени прохождения доменной границы через измерительные катушки L2 и L4 определяет скорость движения доменной границы. Специальная система крепления образца позволяет проводить измерения в зависимости от растягивающих напряжений F . Блок управления нагревом БУН служит для создания высоких температур в процессе измерения. Нагрев образца осуществляется горячим воздухом или инертным газом. При проведении измерений отдельно контролируется температура разогретого газа и образца.

Например, в проволоках состава $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$ длиной 0,1 м и диаметром 130–140 мкм, прошедших предварительную обработку постоянным электрическим током 700 мА на воздухе, скорость движения доменных границ изменялась в интервале от 8 000 до 600 м/с при возрастании намагничивающего поля от 30 до 130 А/м.

Измерение магнитных характеристик образцов из проволок и лент. Измерительная катушка L3 и усилитель У1 служат для регистрации ЭДС индукции, интегрируя которую, вычисляют магнитные характеристики образца. При перемагничивании образца сигналом прямоугольной формы вычисляются квазистатические магнитные характеристики. При перемагничивании сигналом синусоидальной или треугольной формы вычисляются динамические магнитные характеристики образца.

Оценивая энергии сигналов, регистрируемых на измерительных катушках L2, L3 и L4, проводят расчет объема образца, перемещающегося за счет вращения намагниченности и смещения доменных границ.

5.6. Автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии магнитомягких материалов

Автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии применяется для исследования влияния внешних воздействий на импедансные свойства магнитомягких материалов. Комплекс позволяет исследовать в широком частотном диапазоне совместное влияние на импеданс образцов, его активную и реактивную компоненты внешнего магнитного поля, температуры, упругих растягивающих напряжений и подмагничивающего тока.

Автоматизированный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии разработан для изучения совместного влияния магнитного поля, упругих напряжений, температуры и подмагничивающего тока на импеданс аморфных и нанокристаллических. (рис. 65). Измерительный комплекс может быть использован для исследования МИ-эффекта как в магнитомягких проволоках и фольгах, имеющих широкое практическое применение, так и в материалах другой геометрии.

Комплекс обладает следующими возможностями и характеристиками.

1. Измерение импеданса и его компонент от 10 мОм до 40 МОм в диапазоне 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. Погрешность измерения импеданса определяется его величиной и соответствующей частотой переменного тока и составляет от 0,1 до 3 %.

2. Измерение электросопротивления от 0,01 Ом до 100 МОм на постоянном токе с погрешностью от 0,05 до 0,1 %.

3. Изменение напряженности внешнего магнитного поля, воздействующего на образец, в диапазоне от 0 до 150 Э с погрешностью установки 1 %.

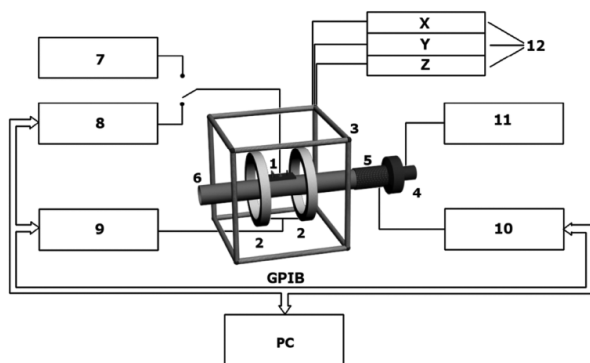


Рис. 65. Функциональная схема измерительного комплекса магнитоимпедансной спектроскопии: 1 – измерительная ячейка; 2 – перематничивающее устройство; 3 – компенсационная система; 4 – нагнетатель воздуха; 5 – нагревательный элемент; 6 – воздуховод; 7 – блок измерения электросопротивления образцов на постоянном токе; 8 – анализатор импеданса; 9 – источник питания перематничивающего устройства; 10 – источник питания нагревательного элемента; 11 – источник питания нагнетателя воздуха; 12 – источники питания компенсационной системы

4. Варьирование температуры образца в диапазоне от 20 до 400 °С с точностью установки $\pm 0,5$ °С (с возможностью расширения температурного диапазона от –60 до 500 °С).

5. Создание механических напряжений внешней силой до 10 Н в измерительной ячейке, адаптированной для исследований проволок и фольг сечением от 10^{-6} до 10^{-9} м².

Немаловажной особенностью комплекса является возможность автоматической компенсации собственного импеданса измерительной ячейки 1 (см. рис. 65). Необходимость данной операции обусловлена тем, что собственный импеданс измерительной ячейки и соединительных проводов возрастает с увеличением частоты переменного тока, что на высоких частотах может существенно повлиять на результат измерений.

Условно комплекс можно разделить на несколько функциональных частей. Основой измерительной части комплекса является прецизионный анализатор импеданса Agilent 4294A. Она также включает блок измерения электросопротивления образцов на постоянном токе. Ввиду того что при закреплении образца в измерительной ячейке с использованием пайки возможно изменение его структуры, а применение токопроводящих клеев не

обеспечивает требуемой механической прочности, закрепление образца в контактах измерительной ячейки производится механически. Контакты ячейки изготовлены из посеребрянной латуни, что обеспечило их малое удельное сопротивление, достаточно высокую стойкость к окислению при нагреве и механическую прочность. Основание ячейки изготовлено из микалекса, обладающего требуемыми прочностью, термостойкостью и диэлектрическими свойствами.

К воздействующей части относятся перемагничивающее и деформирующее устройства и термоблок. Исполнительный механизм деформирующего устройства позволяет воздействовать на образец дискретно изменяющейся аксиально направленной внешней силой. С этой целью для создания растягивающих напряжений один из контактов измерительной ячейки закреплен на ее основании неподвижно, другой контакт имеет шарнирное соединение с основанием ячейки. Максимальное значение воздействующей внешней силы ограничено конструкцией ячейки и равно 10 Н. Дискретность изменения внешней силы – 0,01 Н.

Для создания внешнего квазистатического магнитного поля используется пара колец Гельмгольца (2), в центре которых располагается измерительная ячейка (1) с образцом (см. рис. 65). Питание данного перемагничивающего устройства осуществляется от программируемого источника тока (9) с возможностью изменения полярности напряжения. Кольца Гельмгольца снабжены поворотным механизмом, позволяющим изменять угол между вектором напряженности внешнего магнитного поля и осью образца в диапазоне от 0 до 180°, а при проведении температурных исследований – в диапазоне 0–35°.

Так как исследуемые материалы относятся к магнитомягким, при их изучении необходима компенсация геомагнитного и техногенного магнитного полей. Для этого используются компенсационная система (3), состоящая из трех пар катушек, расположенных в ортогональных плоскостях. Питание каждой пары катушек осуществляется от отдельного источника (12) (см. рис. 65).

Источник постоянного тока, используемый совместно с анализатором, позволяет проводить исследования влияния на импеданс постоянного подмагничивающего тока, протекающего по образцу. Максимальная величина подмагничивающего тока составляет 100 мА.

При проведении температурных исследований для уменьшения воздействия электромагнитных полей от теплоисточников необходимо разместить их на максимально возможном расстоянии от исследуемого образца и ограничить их тепловое воздействие областью размещения измерительной ячейки. При использовании радиационного нагрева выполнение этого условия затруднительно. Также при использовании такого вида нагрева ввиду малых размеров исследуемых образцов процесс измерения температуры образца и контроль равномерности его нагрева проблематичны. Поэтому для проведения температурных исследований магнитоимпеданса был выбран способ нагрева образца потоком воздуха заданной температуры. Для проведения данных исследований в комплексе предусмотрен термоблок, состоящий из нагнетателя воздуха (4), нагревательного элемента (5) и теплоизолированного воздуховода (6) (см. рис. 65). Воздух с помощью нагнетателя продувается через нагревательный элемент и воздуховод. Нагнетатель и нагревательный элемент вынесены за пределы магнитной компенсационной системы. Измерительная ячейка располагается на воздуховоде таким образом, что образец находится в центре потока нагретого воздуха соосно с ним. Дюралюминиевый воздуховод также выполняет функцию защитного экрана от электромагнитных полей. Температура воздуха и скорость его потока регулируются источниками питания нагревательного элемента (10) и нагнетателя воздуха (11) (рис. 65). Для контроля температуры образца используются два термоэлектрических преобразователя ТХК-типа. Рабочие спай термопреобразователей располагаются в непосредственной близости от концов образца. Так как длина исследуемых образцов может достигать нескольких сантиметров, скорость потока воздуха подбирается таким образом, чтобы градиент температуры вдоль образца был минимален. Сигнал с термопреобразователей фиксируется и оцифровывается с помощью АЦП (термопреобразователи и АЦП на рисунках не показаны).

Для автоматизации процесса измерений было разработано специальное программное обеспечение. Анализатор импеданса (8), источники питания перемагничивающего устройства (9) и нагревательного элемента (10) соединены с персональным компьютером по интерфейсу GPIB, АЦП по интерфейсу PCI. Разра-

ботанная 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.

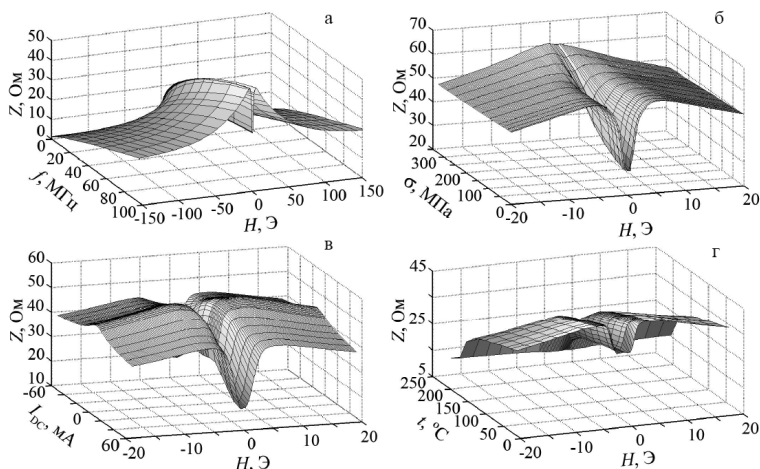


Рис. 66. Зависимость импеданса Z аморфных проволок на основе кобальта от внешнего магнитного поля H . Варьируемые параметры: а – частота переменного тока f ; б – упругое напряжение σ ; в – подмагничивающий ток I_{DC} ; г – температура t

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 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 σ , величины подмагничивающего тока I_{DC} и температуры t (рис. 66).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В пособии рассмотрены физические основы и модельные представления процессов, определяющих магнитные свойства твердых тел. Особое внимание при этом уделено вопросам, связанным с процессами формирования и изменения доменной структуры ферромагнитных материалов, а также наблюдаемым в них магнитоупругим, гальваномагнитным и магнитоимпедансным эффектам. Кроме того, в пособии описаны некоторые современные методы изучения магнитных характеристик ферромагнитных материалов и представлены лабораторные установки по исследованию динамики движения доменных границ, магнитных, магнитоупругих, магнитоимпедансных свойств ферромагнетиков, а также установка для проведения термомагнитной обработки ферромагнитных образцов.

Пособие состоит из пяти частей, логически связанных между собой. Каждая часть снабжена контрольными вопросами и заданиями.

Учебное пособие рекомендуется для бакалавров, магистрантов и аспирантов физических факультетов университетов, специализирующихся в области физики конденсированного состояния вещества и физики магнитных явлений; для студентов направления подготовки 210100 «Электроника и наноэлектроника» (дисциплины «Физика магнитных явлений» и «Магнитные материалы твердотельной электроники») и других смежных направлений.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений / Г. С. Кринчик. – М. : МГУ, 1985. – 382 с.
2. Ивановский В. И. Физика магнитных явлений / В. И. Ивановский, Л. А. Черникова. – М. : МГУ, 1981. – 411 с.
3. Мишин Д. Д. Магнитные материалы / Д. Д. Мишин. – М. : Высш. шк., 1991. – 384 с.
4. Кондаурова Г. С. Доменная структура магнетиков / Г. С. Кондаурова, Л. Г. Оноприенко. – Свердловск : Урал. гос. ун-т, 1988. – 135 с.
5. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма / С. Тикадзуми. – М. : Мир, 1983. – Т. 1. – 391 с.
6. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма / С. Тикадзуми. – М. : Мир, 1987. – Т. 2. – 420 с.
7. Суху Р. Магнитные тонкие пленки / Р. Суху. – М. : Мир, 1967. – 422 с.
8. Праттон М. Тонкие ферромагнитные пленки / М. Праттон. – Л. : Судостроение, 1967. – 247 с.
9. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах / А. Хуберт. – М. : Мир, 1977. – 306 с.
10. Каганов М. И. Природа магнетизма / М. И. Каганов, В. М. Цукерник. – М. : Наука. – 192 с.
11. Киренский Л. В. Магнетизм / Л. В. Киренский. – М. : Наука, 1967. – 196 с.
12. Белов К. П. Магнитострикционные явления и их техническое применение / К. П. Белов. – М. : Наука, 1987. – 169 с.
13. Магнетизм и магнитные материалы. Терминологический справочник / под ред. Ф. В. Лисовского, Л. И. Антонова. – М. : Вагриус, 1997. – 240 с.
14. Чечерников В. И. Магнитные измерения / В. И. Чечерников. – М. : Изд-во МГУ, 1969. – 388 с.
15. Барьяхтар В. Г. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках / В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин // Успехи физ. наук. – 1985. – Т. 146. – С. 417–458.
16. Varga R. Magnetization processes in glass-coated microwires with positive magnetostriction / R. Varga // Acta physica slovacica. – 2012. – Vol. 62, N 5. – P. 411–518.
17. Семиров А. В. Автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии магнитомягких материалов / А. В. Семиров, А. А. Моисеев, Д. А. Букреев, В. О. Кудрявцев, А. А. Гав-

рилюк, Г. В. Захаров, М. С. Деревянко. – Науч. приборостроение. – 2010. – Т. 20, № 2. – С. 42–45.

18. Золотухин И. В. Новые направления физического материаловедения : учеб. пособие / И. В. Золотухин, Ю. Е. Калинин, О. В. Стогней. – Воронеж : Изд-во ВГУ, 2000. – 360 с.

19. Coey J. M. D. Magnetism and magnetic materials / J. M. D. Coey. – Published in the United States of America by Cambridge University Press, N. Y., 2010.

20. Физика, технологии и техника магнитных материалов : учеб. пособие / под общ. ред. В. О. Васьяковского. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2010. – 248 с.

21. Hubert A. Magnetic domains: The analysis of magnetic microstructures / A. Hubert, R. Shafer. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998.

22. Liu Yi. Handbook of advanced magnetic materials. Volume I: Advanced magnetic materials: nanostructural effects / Yi Liu, David J. Sellmyer, Daisuke Shindo. – Springer Science + Business Media, 2006.

23. Боровик Е. С. Лекции по магнетизму / Е. С. Боровик, В. В. Еременко, А. С. Мильнер. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 512 с.

24. O'Handley Robert C. Modern Magnetic Materials. Principles and Applications / Robert C. O'Handley. – N. Y. : John Wiley & Sons, 2000. – P. 727.

25. Букреев Д. А. Влияние температуры и упругих деформаций на магнитоимпеданс аморфных и нанокристаллических магнитомягких лент : дис. ... канд. физ.-мат. наук / Д. А. Букреев. – Иркутск, 2011. – 142 с.

26. Hilzinger R. Magnetic materials. Fundamentals, products, properties, applications / R. Hilzinger, W. Rodewald. – VACUUMSCHMELZE GmbH&Co. KG, Hanau, Germany, 2013. – 608 с.

Учебное издание

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Гаврилюк Алексей Александрович
Семиров Александр Владимирович
Морозова Наталья Викторовна
Голыгин Евгений Александрович

ISBN 978-5-9624-1105-7

Редактор В. В. Попова
Дизайн обложки: П. О. Ершов

Темплан 2014 г. Поз. 189.
Подписано в печать 22.11.14. Формат 60x90/16.
Усл. печ. л. 10,1. Уч.-изд. л. 9,1. Тираж 100 экз. Заказ 249.

Издательство ИГУ
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 36