

К. П. БЕЛОВ

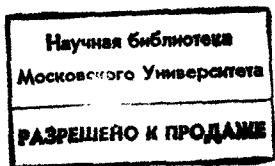
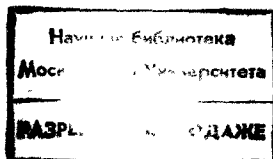
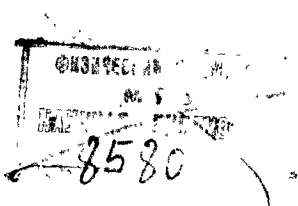
**УПРУГИЕ, ТЕПЛОВЫЕ  
И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ  
ЯВЛЕНИЯ  
В ФЕРРОМАГНИТНЫХ  
МЕТАЛЛАХ**

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ТЕХНИКО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1951 ЛЕНИНГРАД

## АННОТАЦИЯ

Книга посвящена систематическому изложению современных данных об упругих, тепловых и электрических явлениях в ферромагнитных металлах и сплавах (магнитострикция, влияние упругих напряжений на намагниченность, гальваномагнитные и термомагнитные эффекты, тепловое расширение, теплоемкость, электросопротивление и др.).

Книга рассчитана на инженеров, работающих в области исследования, изыскания и применения магнитных материалов, а также может быть полезна студентам соответствующих вузов.



## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	6
<b>Глава I. Основные представления современной теории ферромагнетизма . . . . .</b>	<b>9</b>
§ 1. Элементарные носители магнетизма в ферромагнитных телах . . . . .	9
§ 2. Обменные силы; самопроизвольная намагниченность . . . . .	18
§ 3. Магнитные силы; магнитная структура ферромагнетиков; магнитная анизотропия . . . . .	27
§ 4. Процессы намагничивания и перемагничивания в ферромагнетиках . . . . .	32
Литература к главе I . . . . .	43
<b>Глава II. Магнитострикция . . . . .</b>	<b>45</b>
§ 1. Магнитострикция, обусловленная магнитными и обменными силами . . . . .	45
§ 2. Закон анизотропии Акулова . . . . .	48
§ 3. Линейная магнитострикция при техническом намагничении . . . . .	55
§ 4. Объемная магнитострикция в области технического намагничения . . . . .	65
§ 5. Магнитострикция в области парапроцесса . . . . .	67
§ 6. Зависимость магнитострикции от температуры . . . . .	77
§ 7. Использование измерений магнитострикции при изысканиях и исследованиях магнитных материалов . . . . .	83
§ 8. Практические применения магнитострикции . . . . .	86
§ 9. Методы измерения магнитострикции . . . . .	91
Литература к главе II . . . . .	96
<b>Глава III. Влияние упругих деформаций на намагниченность ферромагнетиков . . . . .</b>	<b>98</b>
§ 1. Магнитоупругие эффекты и магнитострикция; магнитоупругие эффекты, обусловленные обменными и магнитными силами . . . . .	98
§ 2. Влияние упругих напряжений на намагниченность в области вращения и смещения . . . . .	100

§ 3. Магнитоупругий гистерезис и затухание упругих колебаний в ферромагнитных телах . . . . .	108
§ 4. Влияние упругих деформаций на намагниченность ферромагнетиков в области парапроцесса ( $\Delta I_s$ -эффект)	112
а) Методика исследования . . . . .	114
б) Влияние растяжения на намагниченность насыщения инварных сплавов Fe — Ni . . . . .	118
в) Влияние растяжения на намагниченность насыщения инварных сплавов Fe — Pt . . . . .	123
г) $\Delta I_s$ -эффект для никеля вблизи точки Кюри . . . . .	126
д) Теоретическое истолкование $\Delta I_s$ -эффекта . . . . .	129
§ 5. Смещение точки Кюри ферромагнетиков под влиянием упругих напряжений . . . . .	135
а) История вопроса . . . . .	136
б) Вычисление величин смещения точки Кюри при растяжении из данных измерений $\Delta I_s$ -эффекта . . . . .	140
в) О зависимости обменного взаимодействия от межатомного расстояния в ферромагнитных металлах и сплавах . . . . .	145
§ 6. Восприимчивость парапроцесса и объемные эффекты в ферромагнетиках . . . . .	150
§ 7. Магнитоупругий метод измерения деформаций и напряжений . . . . .	153
§ 8. Магнитный метод определения внутренних напряжений . . . . .	158
Литература к главе III . . . . .	161
<b>Глава IV. Аномалии упругости и теплового расширения в ферромагнитных металлах . . . . .</b>	<b>163</b>
§ 1. Механострикция . . . . .	163
§ 2. $\Delta E$ -эффект . . . . .	165
§ 3. Аномалии температурных коэффициентов модулей упругости в ферромагнитных металлах . . . . .	167
§ 4. Аномалии теплового расширения в ферромагнитных металлах . . . . .	169
§ 5. Аномалии теплового расширения в точке Кюри, термодинамическая взаимосвязь объемных и упругих аномалий ферромагнетика с магнитострикционными и магнитоупругими эффектами в области парапроцесса . . . . .	172
§ 6. Природа аномалий теплового расширения сталей типа инвар . . . . .	177
а) Обзор попыток объяснения свойств инварных сталей . . . . .	179
б) Экспериментальные доказательства ферромагнитной природы аномалий теплового расширения инварных сталей . . . . .	182
в) Структурные особенности инварных сталей . . . . .	188
Литература к главе IV . . . . .	193

<b>Глава V. Электрические и термоэлектрические явления в ферромагнитных металлах . . . . .</b>	<b>194</b>
§ 1. Электрические и термоэлектрические явления в ферромагнетиках, обусловленные магнитными и обменными силами . . . . .	194
§ 2. Зависимость электропроводности и термоэлектродвижущей силы от направления самопроизвольной намагниченности (четные эффекты) . . . . .	198
§ 3. Гальваномагнитный и термомагнитный эффекты в области вращения и смещения . . . . .	201
§ 4. Гальваномагнитный эффект в области парапроцесса . . . . .	206
§ 5. Нечетные гальвано-термомагнитные эффекты в ферромагнитных металлах . . . . .	213
§ 6. Гальвано- и термоупругие эффекты в ферромагнитных металлах . . . . .	217
§ 7. Аномалии электрических свойств в ферромагнитных металлах . . . . .	220
§ 8. Использование измерений гальвано- и термомагнитных эффектов для изучения структурного состояния металлов и сплавов . . . . .	225
§ 9. Методы экспериментального исследования . . . . .	230
Литература к главе V . . . . .	236
<b>Глава VI. Тепловые явления в ферромагнитных металлах . . . . .</b>	<b>238</b>
§ 1. Причина тепловых эффектов в ферромагнетиках . . . . .	238
§ 2. Обратимые тепловые эффекты в области вращения . . . . .	240
§ 3. Тепловые эффекты в области парапроцесса . . . . .	242
§ 4. Аномалии удельной теплоемкости в ферромагнитных металлах . . . . .	248
§ 5. Теплопроводность ферромагнитных металлов . . . . .	250
§ 6. Методы экспериментального исследования обратимых тепловых эффектов, сопутствующих намагничению ферромагнетиков . . . . .	252
Литература к главе VI . . . . .	254

## ПРЕДИСЛОВИЕ

За последние 25—30 лет в развитии учения о ферромагнетизме металлов и сплавов достигнуты значительные успехи, которые привели к весьма важным в практическом отношении открытиям и усовершенствованиям в области магнитных материалов, методов дефектоскопии металлических изделий, конструирования новых электротехнических и радиотехнических приборов и пр. Ведущая роль в создании учения о ферромагнетизме принадлежит отечественным ученым, впервые давшим объяснение природы ферромагнетизма и установившим важные закономерности в протекании процессов намагничивания и сопутствующих им явлений в ферромагнитных материалах.

Достижения в теории ферромагнетизма изложены в ряде книг и обзоров, из которых в первую очередь необходимо отметить фундаментальные монографии советских ученых (Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, ОНТИ, 1939 г.; С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, ГТТИ, 1948 г.). Следует, однако, указать, что вследствие широкого диапазона охватываемого материала в этих монографиях, а также имеющихся обзорах, естественно, не все вопросы могли быть изложены с достаточной полнотой. К такого рода вопросам необходимо отнести обширный круг явлений, связанных с влиянием ферромагнитного состояния и ферромагнитных процессов на различные физические (не магнитные) свойства вещества. К ним принадлежат такие явления, как магнитострикция, гальваномагнитные и термомагнитные эффекты, аномалии в тепловых, электрических, упругих свойствах ферромагнитных металлов.

В упомянутых выше монографиях и обзорах при изложении результатов исследований этих явлений основное внимание обращалось на теоретическую сторону вопроса и недостаточное место отводилось экспериментальной стороне дела. Между тем, в этой области учения о ферромагнетизме

накопился обширный экспериментальный материал, ознакомление с которым представляет большой интерес не только для физиков, но и для инженеров. Дело в том, что в последнее время в технике все в большей и большей степени используются материалы, обладающие магнитоstrictionными, магнитоупругими, гальваномагнитными и гальваноупругими и другими свойствами для конструирования различных приборов и специальных устройств (например, магнитоstrictionные излучатели ультразвука, датчики для изучения механических напряжений в деталях машин и т. п.). Широко известно применение в точном приборостроении таких сплавов, как инвар, элинвар и подобных им, обладающих практически важными аномалиями объемных и упругих свойств. Природа последних непосредственно связана с магнитоstrictionными свойствами этих сплавов. Дальнейшее улучшение и использование сплавов указанного типа невозможно без знания их магнитоstrictionных особенностей. Число этих применений будет, несомненно, увеличиваться по мере расширения наших знаний об упругих, электрических и других явлениях в ферромагнитных металлах и сплавах.

Следует также отметить, что изучение магнитоstrictionных и гальваномагнитных эффектов, сопутствующих намагничению, имеет большое значение в деле изыскания и совершенствования магнитных материалов и новых методов обработки их. Достаточно указать, что свойства сплавов типа пермаллой и влияние на них термообработки в присутствии магнитного поля (термомагнитная обработка) невозможно было бы понять и сознательно регулировать без знания магнитоstrictionных свойств ферромагнитных металлов и сплавов.

Настоящая книга представляет собой попытку систематического изложения современного состояния вопроса об исследовании упругих, тепловых и электрических явлений в ферромагнитных металлах и сплавах и тем самым восполнить пробел, имеющийся сейчас в обзорной и монографической литературе. Автор в своей работе над книгой, по возможности, стремился ввести новый опытный материал, избегая приводить данные, которые уже имеются в существующих обзорах и руководствах. При этом в основном были использованы результаты, полученные в магнитной лаборатории Московского университета. Особенно большое внимание уделено изложению

экспериментальных результатов по изучению объемных, упругих и электрических явлений в ферромагнитных металлах и сплавах, сопутствующих намагничению в области парапроцесса (выше технического насыщения и вблизи точки Кюри). Эти исследования важны в том отношении, что в отличие от соответствующих явлений в области технического намагничивания (смещение границ и вращение), обязанных своим существованием магнитным силам кристаллической решетки, явления в области парапроцесса определяются обменными силами, играющими решающую роль в ферромагнетизме. До сих пор сведения о явлениях, сопутствующих парапроцессу, были скудны. Автор этой книги много занимался изучением последних в различных металлах и сплавах и позволил себе подробнее осветить результаты своих исследований. В практическом отношении указанные результаты важны для понимания природы свойств сталей типа инвар. Материал, относящийся к упругим и электрическим явлениям, сопутствующим процессам смещения и вращения, излагается в более сжатом виде, ибо он освещен достаточно полно в уже существующих монографиях и обзорах.

При написании настоящей книги основное внимание было обращено на изложение общей физической картины явлений, идей и экспериментальных фактов. Благодаря этому книга доступна для инженеров и научных работников, не являющихся специалистами в области ферромагнетизма, а также для студентов университетов и технических учебных заведений, желающих ознакомиться с этой областью физики металлов. Для облегчения чтения первая глава настоящей книги посвящена конспективному изложению основных представлений теории ферромагнетизма. Автор полагает, что менее подготовленному читателю она поможет быстрее овладеть материалом, излагаемым в последующих главах.

Автор выражает глубокую признательность действительному члену АН БССР Н. С. Акулову и проф. С. В. Вонсовскому, а также Д. И. Волкову, К. М. Большой и А. А. Гусеву за ценные советы и замечания, которые они сделали при ознакомлении с рукописью настоящей книги.

---



## ГЛАВА I

# ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА

### § 1. Элементарные носители магнетизма в ферромагнитных телах

Первой и основной задачей теории ферромагнетизма является выяснение природы элементарных носителей магнетизма в ферромагнетиках. Мы знаем, что во всяком веществе элементарными носителями магнетизма являются электроны и ядра атомов. Если электрон в атоме движется по «орбите», то возникает орбитальный магнитный момент, если же мы имеем дело с вращением электрона вокруг «собственной оси», то говорят о спиновом магнитном моменте. Магнитный момент ядра обусловлен находящимися в нем протонами и нейтронами. Ядерный магнитный момент почти в две тысячи раз меньше спинового и орбитального магнитных моментов электрона. Поэтому при рассмотрении магнитных свойств вещества в целом в большинстве случаев им пренебрегают. Можно положить, что магнитные свойства вещества определяются в основном спиновыми и орбитальными магнитными моментами электронов.

Заметим, что представление о спиновом магнитном моменте, как получающемся в результате вращения электрона вокруг «собственной оси», не следует принимать слишком буквально. Оказалось, что величина магнитного момента электрона, рассчитанная на основе полуклассической теории (теории Бора), исходя из величины его заряда и скорости «вращения» в атоме, не согласуется со значениями, получаемыми из опыта. Отсюда следует, что спиновый магнитный момент электрона нельзя трактовать классическим образом. Правиль-

ное толкование магнитных свойств электрона было дано релятивистской квантовой механикой. Было показано, что самые общие положения квантовой механики и теории относительности приводят к уравнениям движения электрона, из которых вытекают численные значения магнитного и механического моментов, полностью согласующиеся со значениями, получаемыми из опыта. Таким образом, наличие спинового магнитного момента у электрона показывает, что законы движения электронов более сложны, чем это предполагалось ранее.

Подобным образом обстоит дело и в отношении орбитального магнитного момента. Развитие квантовой механики привело к заключению, что движение электрона в атоме нельзя представлять как простое вращение вокруг ядра по определенным орбитам. Однако в ферромагнетизме, как и в других областях физики, при известных условиях сохраняют силу и правомерность классические представления, хотя, пользуясь ими, следует всегда иметь в виду их приближенный характер. Поэтому мы будем пользоваться представлением об орбите электрона и соответствующем орбитальном магнитном моменте.

Для теории ферромагнетизма важно, прежде всего, решить вопрос о том, какой из указанных магнитных моментов, орбитальный или спиновый, обуславливает намагничивание ферромагнитных тел. Этот вопрос был разрешен с помощью опытов, идея которых состоит в следующем. Атом, помещенный в магнитное поле, поворачивается по полю и при этом, подобно гироскопу в поле тяготения, прецессирует вокруг направления магнитного поля. Это означает, что атом обладает не только магнитным моментом, но и вращательным механическим моментом. Накладывая магнитное поле различной величины, мы, вообще говоря, изменяем не только ориентацию магнитного момента атома, но и одновременно его механический момент или, иными словами, его угол прецессии. Опыты, в которых наблюдаются эти изменения, носят название магнетомеханических; они позволяют определить численную величину  $g$  — отношение магнитного момента атома к его механическому моменту (гиромагнитное отношение).

Теория атома устанавливает, что если магнитный и механический моменты атомов создаются только орбитальным

движением электронов, то отношение магнитного момента атома к механическому равно:

$$g_{\text{орб}} = \frac{1}{2} \frac{e}{mc},$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона и  $c$  — скорость света. Если же магнитный и механический моменты атома создаются спином электрона, то это отношение вдвое больше:

$$g_{\text{сп}} = \frac{e}{mc}.$$

При одновременном участии орбитальных и спиновых моментов коэффициент при  $\frac{e}{mc}$  принимает значения между 1 и  $\frac{1}{2}$ . Таким образом, определяя из магнетомеханических опытов величину гиромангнитного отношения, мы можем установить, какие элементарные «магнитчики» участвуют в магнетизме тела: спиновые, орбитальные или оба вместе.

Практически магнетомеханические опыты осуществляются следующим образом. Если тело поместить в магнитное поле, то магнитные моменты атомов не только повернутся по полю, но в результате прецессии изменят свои моменты количества движения. Согласно закону сохранения момента количества движения это должно привести к тому, что тело в целом также повернется на некоторый угол. Последнее можно было бы наблюдать в опытах с намагничиванием металлического стержня, вертикально подвешенного на нити (рис. 1); при наложении магнитного поля стержень должен повернуться, что должно привести к закручиванию нити.

Величина этого закручивания весьма мала и поэтому непосредственно наблюдать ее трудно, однако она может быть увеличена, если на стержень наложить переменное магнитное поле соответствующей частоты. Поле вызывает периодическое

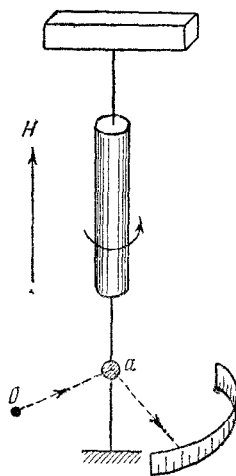


Рис. 1. Схема магнетомеханического опыта.

Стержень при включении магнитного поля поворачивается вследствие того, что атомы обладают гиромеханическими свойствами.

перемагничивание стержня и соответствующее периодическое закручивание нити с зеркальцем  $a$ . Когда частота переменного поля совпадет с собственной частотой колебаний закручивающейся системы, то амплитуда колебаний зеркальца вследствие резонанса сильно увеличится и достигнет значений, доступных наблюдению. Подобные опыты впервые были осуществлены Эйнштейном и де Гаазом.

Магнетомеханические свойства атомов проявляются также в другом явлении, замеченном Барнетом. Если стержень подвергнуть быстрому вращению вокруг его оси, то даже при отсутствии какого-либо внешнего поля возникнет намагничивание в направлении оси вращения. Последний эффект аналогичен следующему механическому явлению. Если укрепить на подставке гироскоп (которому в нашем случае соответствуют атомы тела) и привести ее (кристаллический скелет твердого тела) во вращение, то ось вращения гироскопа будет стремиться ориентироваться в направлении оси вращения подставки (чему в нашем случае соответствует направление намагничивания тела). Явление, наблюдаемое Барнетом, имеет, таким образом, ту же природу, что и эффект Эйнштейна и де Гааза.

Как первый, так и второй эффекты позволили определить численные значения гиромагнитного отношения  $g$  для различных веществ. При этом для ряда ферромагнитных металлов и сплавов было найдено, что  $g$  вдвое больше, чем это следовало бы, если бы элементарными «магнитиками» являлись орбитальные магнитные моменты. Данные, полученные из магнетомеханических опытов, свидетельствуют о том, что в намагничивании ферромагнетиков орбитальные магнитные моменты практически не принимают участия и что внешнее поле влияет главным образом на ориентацию спиновых магнитных моментов. Таким образом, магнетомеханические опыты дают непосредственные экспериментальные доказательства того, что элементарными носителями магнетизма в ферромагнетиках являются спиновые магнитные моменты электронов.

Рассмотрим теперь строение атомов ферромагнитных веществ (в изолированном состоянии). Как известно, электроны в атомах занимают различные энергетические уровни, определяемые квантовыми числами. Для наглядности часто поль-

зуются представлением о том, что в атоме имеются более или менее резко разграниченные оболочки, содержащие определенное количество электронов, обращающихся вокруг ядра. Некоторые из оболочек в свою очередь подразделяются на слои или подоболочки. В теории атома принято различные оболочки и подоболочки обозначать индексами  $1s$ ,  $2s$ ,  $2p$ ,  $3s$ ,  $3p$ ,  $3d$ ,  $4s$  и т. д. При этом цифра указывает номер оболочки, а буквой обозначается подоболочка. Электроны в атоме всегда стремятся занять места в оболочках и подоболочках, лежащих ближе к ядру, как более выгодных в энергетическом отношении.

Поэтому при образовании электронных оболочек атома, как правило, сначала заполняются оболочки и подоболочки, расположенные ближе к ядру, а затем уже более удаленные. Однако есть атомы, у которых эта последовательность заполнения мест электронами нарушается. Именно, максимальное число электронов в каждой оболочке не всегда достигается к моменту начала образования следующей оболочки. Тогда в атоме появляются так называемые незаполненные оболочки и подоболочки. Элементы, состоящие из таких атомов, называются переходными; к ним принадлежат, в частности, и элементы, обладающие ферромагнитными свойствами (Fe, Co, Ni, Gd).

Посмотрим теперь, каким образом устроен атом ферромагнитного металла, например железа, и какими магнитными свойствами он обладает, будучи в изолированном состоянии, а также находясь в окружении других атомов железа. Атом железа содержит 26 электронов, которые можно подразделить на четыре оболочки. Первая, самая внутренняя оболочка содержит два электрона ( $1s$ -электроны), вторая — восемь ( $2s$ - и  $2p$ -электроны), третья — 14 ( $3s$ -,  $3p$ -,  $3d$ -электроны) и последняя — два ( $4s$ -электроны). При этом вторая оболочка состоит из двух ( $s$  и  $p$ ), а третья — из трех ( $s$ ,  $p$  и  $d$ ) подоболочек (рис. 2). Третья и четвертая оболочки атома не достроены: при нормальной достройке в первой из них должно было быть 18 электронов, а во второй — 32. Недостающие четыре электрона в третьей оболочке приходятся на подоболочку  $3d$ . В электронных оболочках некоторые электроны имеют спины, ориентированные в одном направлении, другие — в прямо противоположном; эти направления

спинов для последующего удобно обозначить положительными и отрицательными знаками. Рис. 2 показывает, сколько электронов с положительными и отрицательными спинами имеется в каждой оболочке атома железа; мы видим, что первая и вторая оболочки содержат одинаковое число электронов с положительными и отрицательными спинами. Магнитные спиновые моменты электронов в каждой из этих оболочек взаимно компенсируют друг друга так, что последние в магнитном отношении являются нейтральными.

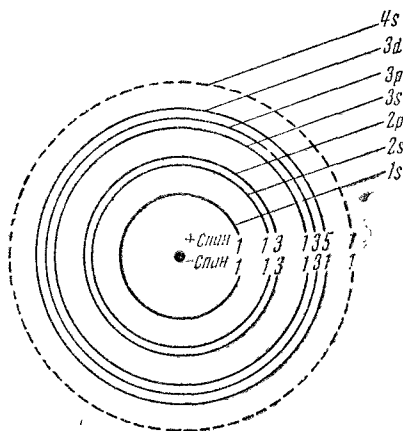


Рис. 2. Электронные оболочки и подоболочки в атоме железа.

Электроны незаполненной подоболочки  $3d$  являются элементарными «магнитиками» железа.

В третьей оболочке первые две подоболочки  $3s$  и  $3p$ , как видно из рис. 2, нейтральны в магнитном отношении, тогда как в подоболочке  $3d$  имеется пять электронов с положительным спином и один с отрицательным. Таким образом, четыре электронных спина из подоболочки  $3d$  остаются нескомпенсированными, а следовательно, весь атом в целом имеет определенный результирующий магнитный момент. Наружные — «валентные» — электроны атома железа, находящиеся в оболочке  $4s$ , в общем случае также могут быть нескомпенсированы. Опыты установили, однако, что эти

электроны (вообще очень слабо связанные с атомом) существенно не могут менять магнитного момента атома.

Итак, элементарными «магнетиками» являются не все электроны атома железа, а только небольшая часть их. В атомах никеля в создании магнитного момента атома принимает участие еще меньшее число электронов, чем в железе.

В изолированных атомах железа и никеля орбитальные движения электронов также дают некоторый магнитный момент. Однако если эти атомы становятся частью металла, то магнитное поле не производит заметного действия на электронные орбиты, и они почти не участвуют в создании магнитных моментов атомов. Это доказывают магнетомеханические опыты, о которых упоминалось выше. Причины такого «замораживания» электронных орбит в атомах ферромагнитных металлов в настоящее время еще не совсем ясны.

Экспериментальные исследования показывают, что вещества, имеющие атомы с недостроенными оболочками, всегда обладают своеобразными магнитными свойствами. Согласно таблице Менделеева атомы с незаполненными оболочками имеют элементы переходной группы: Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Pd, Pt, редкоземельные элементы: Gd, Dy, Er, Yb и др. Эти элементы, как правило, всегда обнаруживают сильный парамагнетизм, а некоторые из них — Fe, Ni, Co и Gd — ферромагнетизм.

Из всего сказанного следует, что одним из условий существования ферромагнетизма является, прежде всего, наличие нескомпенсированных магнитных спиновых моментов, которые могут возникать только в атомах с незаполненными оболочками. Однако последнее условие только необходимо, но еще не достаточно, ибо незаполненные оболочки имеют и элементы, не обладающие ферромагнитными свойствами. Ниже мы увидим, что для возникновения ферромагнетизма необходимо второе условие — наличие электрического взаимодействия квантовомеханической природы между спинами соседних атомов (обменные силы).

Величина результирующего магнитного момента атома может быть определена из измерений намагниченности насыщения  $I_0$  (экстраполированной к абсолютному нулю). Разделив ее значение на число атомов в единице объема ферромагнетика, получим, что в среднем на каждый атом никеля,

кобальта, железа и гадолиния приходится соответственно 0,6; 1,7; 2,2 и 7,1 магнетона Бора. Магнетон Бора — единица магнитного момента, численно равная магнитному моменту спина электрона ( $0,9273 \cdot 10^{-20}$  CGSM).

Если же исходить из наличия числа «нескомпенсированных спинов» в незаполненных оболочках тех же элементов, то мы должны были бы получить соответственно 2, 3, 4 и 7 магнетонов Бора на атом. Указанная «дробность» магнитных моментов была наблюдаена также и для ферромагнитных сплавов. До сих пор исчерпывающего объяснения явлению «дробности» атомных магнитных моментов не дано, несмотря на ряд попыток в этом направлении [8].

Анализ экспериментального материала показывает, что число электронных спинов в атоме, принимающих участие в намагничивании, может изменяться в зависимости от того, в каких условиях находится атом (в изолированном состоянии или в металле, какие соседние атомы окружают данный атом и пр.),

Изучение сплавов ферромагнитных металлов с неферромагнитными показывает, что магнитные моменты атомов железа, никеля и кобальта в таких сплавах могут меняться благодаря тому, что число электронов в их незаполненных оболочках изменяется за счет валентных электронов, переходящих от атомов неферромагнитных элементов. Последнее обстоятельство очень хорошо можно проиллюстрировать на примере сплавов никеля с медью, цинком, алюминием, кремнием и сурьмой. Рассмотрим сначала случай, когда к металлическому никелю добавляются атомы меди. Замена одного атома никеля в решетке медно-никелевого сплава одним атомом меди эквивалентна добавлению одного электрона, поскольку атом меди имеет один валентный  $4s$ -электрон. Этот электрон стремится занять в сплаве место с наименьшей энергией и находит его в подоболочке  $3d$  никеля скорее, чем в атоме меди, к которому он первоначально принадлежал. Это понижает магнитный момент атома никеля на один магнетон Бора, вследствие чего результирующий момент всего сплава в целом также понижается. Дальнейшее добавление меди к никелю уменьшает магнитный момент атома никеля до тех пор, пока все пустые места в подоболочке  $3d$  не будут заполнены. Это будет соответствовать нулевому значению результирующего магнит-



ного момента сплава (при  $0^\circ \text{K}$ ). Последнее имеет место тогда, когда в медно-никелевом сплаве (рис. 3) содержится 60% атомов меди. На рис. 3 также показано, как изменяется результирующий магнитный момент при добавлении к никелю атомов цинка (два валентных электрона), алюминия (три электрона), кремния (четыре электрона), сурьмы (пять электронов). Видно, что при добавлении цинка к никелю этот момент падает в два

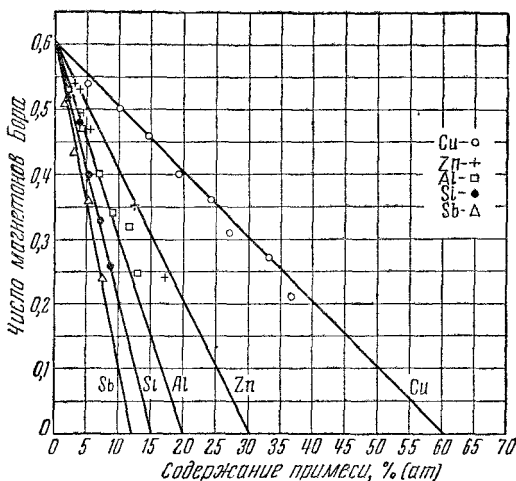


Рис. 3. Изменение среднего числа магнетонов Бора на атом в никелевых сплавах в зависимости от содержания легирующих элементов.

раза быстрее, чем при добавлении меди; при добавлении алюминия — *втрое* быстрее; кремния — *вчетверо* и сурьмы — *впятеро*. Результаты этих опытов легко объясняются, если предположить, что добавляемые атомы, так же как и в случае сплава никель—медь, отдают свои валентные  $4s$ -электроны, которые и заполняют подоболочку  $3d$  в атомах никеля. При этом атомы цинка, алюминия, кремния и сурьмы отдают, очевидно, в 2, 3, 4 и 5 раз больше  $4s$ -электронов, чем атомы меди. Следует, однако, отметить, что в случае других ферромагнитных сплавов дело обстоит гораздо сложнее, и приведенное объяснение не всегда применимо.

## § 2. Обменные силы; самопроизвольная намагниченность

Если бы магнитные моменты атомов ферромагнетика не взаимодействовали между собой, то вследствие теплового движения их невозможно было бы полностью ориентировать даже с помощью самого сильного поля, какое может быть получено в настоящее время в лаборатории. Так приблизительно дело обстоит в случае обычных парамагнетиков, у которых взаимодействие между магнитными моментами атомов относительно мало.

Характерной же особенностью ферромагнетиков является то, что они уже в сравнительно слабых магнитных полях намагничиваются почти до полного насыщения, т. е. почти до полной ориентации магнитных моментов атомов. Для того чтобы объяснить магнитные свойства ферромагнетиков, необходимо было предположить наличие каких-то сил взаимодействия между магнитными моментами атомов, помогающих ориентировать последние вопреки силам теплового движения.

Впервые предположение о существовании внутренних сил, помогающих намагничению ферромагнетиков, было высказано в 1892 г. русским ученым Б. Л. Розингом [1]; более детально эта идея была развита в 1907 г. в работах П. Вейсса [2].

Вейсс полагал, что, помимо приложенного внешнего поля  $H$ , действующего на магнитные моменты атомов ферромагнетика, существует еще некое внутримолекулярное поле  $H_i$ , величина которого пропорциональна намагниченности насыщения  $I_s$ :

$$H_i = NI_s,$$

где  $N$  — постоянная внутримолекулярного поля. Таким образом, общее поле, действующее внутри ферромагнетика, равно

$$H_{\text{общ}} = H + NI_s.$$

Если  $H = 0$ , то ферромагнетик все равно остается намагниченным, ибо внутри него параллельная ориентация магнитных моментов поддерживается полем  $H_i$ . Это состояние ориентированных в одном направлении магнитных моментов Вейсс назвал спонтанной или самопроизвольной намагниченностью; с помощью ее он дал общее описание целому ряду наблюдаемых на опыте ферромагнитных явлений.

Основываясь на указанном предположении и используя аппарат статистики Больцмана для подсчета ориентаций магнитных моментов атомов при наличии теплового движения, действующего расстраивающим образом на эти ориентации моментов, он установил зависимость самопроизвольной намагниченности  $I_s$  от температуры:

$$I_s = I_0 L(NI_s + H) \frac{\mu}{kT}. \quad (1)$$

Здесь  $L$  — функция типа  $\text{sh}$  или  $\text{th}$ ,  $I_0$  — намагниченность насыщения при  $0^\circ\text{K}$  (абсолютное насыщение),  $\mu$  — величина магнитного момента, приходящегося на один атом ферромагнетика, и  $k$  — постоянная Больцмана. Эта формула дает качественно правильное описание зависимости  $I_s$  от  $T$  для чистого железа, никеля и кобальта и носит название уравнения магнитного состояния ферромагнетика.

Природа внутримолекулярного поля  $H_i$  оставалась долгое время неясной. Вначале делались попытки объяснить его наличием обыкновенного магнитного взаимодействия между магнитными моментами атомов ферромагнетика. Простые расчеты, однако, показывали, что энергия теплового движения атомов гораздо больше, чем энергия, обусловленная магнитным взаимодействием атомов. Последняя настолько мала, что даже при температуре жидкого воздуха тепловое движение препятствовало бы образованию устойчивых конфигураций параллельных магнитных моментов (т. е. самопроизвольной намагниченности) и тело вело бы себя скорее как парамагнитное, а не ферромагнитное. Советский ученый Дорфман [3] впервые экспериментальным путем показал, что молекулярное поле имеет немагнитную природу, и тем самым направил мысль исследователей, работающих в области теории ферромагнетизма, искать разгадку природы внутримолекулярного поля Розинга — Вейсса в другом направлении. В его опытах производилось наблюдение за отклонениями пучков быстрых электронов ( $\beta$ -лучей) при прохождении через намагниченную никелевую фольгу (рис. 4). Если бы между атомами никеля существовали сильные магнитные поля, достаточные для создания ферромагнетизма, то они должны были бы сильно отклонять электроны. Однако на опыте этого не наблюдалось; след, создаваемый электронами на фотопластинке,

поставленной на пути электронного пучка после прохождения никелевой фольги, смещался весьма незначительно.

Как известно, в области атомных явлений, в которых принимают участие электронные оболочки атомов, имеются лишь два типа сил: магнитные и электрические. Сейчас же возникла мысль искать объяснение природы внутримолекулярного поля Розинга — Вейсса в электрическом взаимодействии элементарных носителей магнетизма в ферромагнетиках — спинов электронов. Поскольку существование у электрона спина является чисто квантовомеханическим эффектом, чуждым классической теории, то ясно — это объяснение должно носить квантовый характер. Возможность возникновения самопроизвольной намагниченности за счет электрических сил вытекает из следующих качественных соображений.

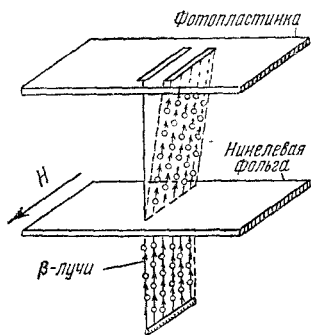


Рис. 4. Схема опыта, доказывающего, что самопроизвольная намагниченность ферромагнетика не может быть обусловлена магнитным взаимодействием его атомов.

создаваемого спинами. Такая зависимость энергии системы электронов от «спиновой» намагниченности является следствием принципа Паули — одного из основных законов квантовой механики. В случае системы невзаимодействующих электронов («идеальный» электронный газ) принцип Паули приводит к тому, что состояние системы электронов будет наиболее энергетически выгодным, когда результирующий магнитный момент спинов равен нулю (спиновые моменты располагаются попарно противоположно друг другу). Так обстоит дело для системы невзаимодействующих электронов.

Совершенно по-иному будет обстоять дело, если между электронами существует электростатическое взаимодействие.

Из квантовой механики следует, что энергия системы электронов зависит от того, как ориентированы относительно друг друга спины электронов, т. е. полная энергия системы электронов будет определяться, прежде всего, величиной результирующего магнитного момента,

Квантовомеханические расчеты показывают, что в этом случае состояние системы электронов будет более энергетически выгодным, когда спиновые магнитные моменты ориентированы одинаковым образом, т. е. состояние тела будет более устойчивым, когда в нем имеется самопроизвольная намагниченность.

Таким образом, возникновение самопроизвольной намагниченности в ферромагнетиках есть естественный результат, вытекающий из квантовомеханической природы взаимодействия спиновых моментов электронов. Впервые эта идея была высказана в Советском Союзе Френкелем [4] в 1928 г. Она послужила отправным пунктом для всех последующих теорий самопроизвольной намагниченности. Для определения величины энергии, приводящей к самопроизвольной ориентации спиновых магнитных моментов электронов, обычно рассматривается система квантовомеханических уравнений, описывающих с известным приближением взаимодействие между электронами и ядрами соседних атомов в ферромагнетике. При решении этих уравнений применяется обычно упрощенный прием, допускаемый квантовой механикой, а именно, предполагается, что электрон данного атома может оказаться вблизи ядра соседнего атома и, наоборот, электрон соседнего атома может оказаться вблизи ядра данного атома. Здесь как бы происходит обмен электронами между атомами. Вследствие этого обстоятельства указанная энергия получила название обменной, а силы взаимодействия — обменных.

Помимо ферромагнетизма, обменные силы обуславливают гомеополярную химическую связь атомов при образовании молекул. Этот вид взаимодействия весьма распространен в природе; он играет весьма важную роль в целом ряде физических и химических явлений.

Гейзенберг [5], используя идею обменного взаимодействия электронов соседних атомов, разработал теорию ферромагнетизма, из которой, в частности, вытекает соотношение для температурной зависимости самопроизвольной намагниченности:

$$I_s = I_0 \operatorname{th} \left( \frac{z A I_s}{2 k I_0 T} + \frac{\mu H}{k T} \right), \quad (2)$$

где  $z$  — координационное число (число соседних атомов, окружающих данный атом в ферромагнитной решетке),  $A$  — величина, характеризующая энергию обменного взаимодействия,

называемая обменным интегралом. Если в соотношении (2) положить  $\frac{zA}{2I_0\mu} = N$ , то получим уравнение магнитного состояния в форме, которую ввел Вейсс [см. формулу (1)].

Соотношение (2) показывает, что и при  $H = 0$  в ферромагнетике имеет место намагниченность:

$$I_s = I_0 \operatorname{th} \left( \frac{zA I_s}{2kI_0 T} \right). \quad (3)$$

Эта намагниченность поддерживается благодаря тому, что обменные силы ориентируют магнитные спины в одном и том же направлении. С повышением температуры она, однако, быстро падает. Полагая в (3)

$$\frac{z}{2k} A = \theta, \quad (4)$$

можно написать:

$$\frac{I_s}{I_0} = \operatorname{th} \left( \frac{I_s}{\frac{I_0}{\theta}} \right). \quad (5)$$

Здесь  $\theta$  имеет размерность температуры и носит название температуры Кюри. Соотношение (5) показывает нам, что самопроизвольная намагниченность (при  $H = 0$ ) описывается функцией, одинаковой для всех материалов, если она выражена в долях ее значения при абсолютном нуле  $I_0$ , а температура — в долях температуры Кюри  $\theta$ . На рис. 5 сплошной линией изображен график функции (5). На том же рисунке пунктирными линиями даны опытные значения  $\frac{I_s}{I_0}$  для железа и никеля. Как видно, теория находится в качественном согласии с экспериментальными данными.

Как показывает опыт, формула (5) качественно описывает зависимость  $I_s$  от  $T$  для чистых железа, кобальта и никеля при температурах, не очень близких к точке Кюри и абсолютному нулю. Блох [6], основываясь на более точных квантовомеханических расчетах, показал, что вблизи абсолютного нуля зависимость самопроизвольной намагниченности от температуры подчиняется следующему соотношению:

$$I_s = I_0 \left( 1 - \alpha T^{\frac{3}{2}} \right), \quad (6)$$

где  $\alpha$  — величина, связанная с обменным интегралом. Формула (6) находится не только в качественном, но и в значительно более хорошем количественном согласии с экспериментальными данными для ферромагнитных металлов.

Численную величину энергии обменного взаимодействия в ферромагнитном металле можно оценить двумя путями.

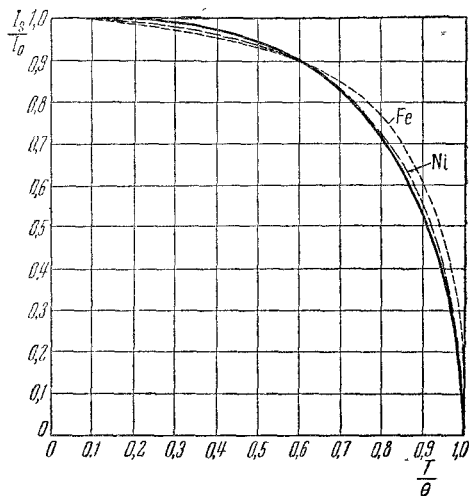


Рис. 5. Температурная зависимость самопроизвольной намагниченности ферромагнитных металлов.

Сплошная кривая — график функции (5), пунктирные кривые — экспериментальные данные для железа и никеля.

1. Из данных измерений температуры Кюри  $\theta$ . Подставляя значения последней в соотношение (4) (которое вытекает не только из теории Гейзенберга, но и из общих термодинамических соображений), мы можем вычислить величину обменного интеграла  $A$ , характеризующего энергию обменного взаимодействия в ферромагнитном металле.

2. Из наблюдения температурной зависимости намагниченности при низких температурах (вблизи абсолютного нуля). Подставляя в формулу (6) опытные значения  $I_s$  и  $T$ , можно определить величину обменной энергии. Второй способ оценки

величины обменной энергии в ферромагнитном металле в настоящее время является наиболее точным. Измерения показывают, что если пользоваться первым способом, то, например, для железа величина  $A$  (на атом кристалла) получается равной  $1,6 \cdot 10^{-14}$  эрг, а вторым способом —  $2 \cdot 10^{-14}$  эрг.

Величина обменного интеграла весьма сильно зависит от межатомных расстояний. Когда атомы находятся друг от друга на расстояниях, намного превышающих расстояния между атомами в кристаллах, то обменные силы ничтожно малы, и ферромагнетизм невозможен (вещество обладает парамагнитными свойствами). При сближении атомов эти силы возрастают и заставляют спиновые магнитные моменты электронов соседних атомов располагаться параллельно друг другу; возникает ферромагнитное состояние. По мере дальнейшего сближения атомов спиновые магнитные моменты удерживаются в параллельном положении все более прочно. Однако при достижении определенного расстояния между атомами обменные силы достигают некоторого максимума, а затем начинают

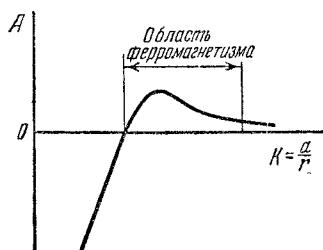


Рис. 6. Зависимость обменного интеграла от отношения ( $K$ ) межатомного расстояния ( $a$ ) к радиусу незаполненной оболочки ( $r$ ).

опять уменьшаться и в конце концов обращаются в нуль. При еще более тесном сближении спины устанавливаются антипараллельно (обменный интеграл становится отрицательным), причем антипараллельная ориентация спинов в некоторых веществах является в энергетическом отношении более выгодной. Состояние вещества, характеризующее самопроизвольной антипараллельной ориентацией спинов, называется анти-

ферромагнетизмом. На рис. 6 схематически дана кривая изменения обменного интеграла в зависимости от величины  $K$  (отношения расстояния  $a$  между атомами к радиусу  $r$  незаполненной оболочки атома, в которой сосредоточены элементарные носители магнетизма ферромагнетика). Таким образом, из рассмотрения кривой, приведенной на рис. 6, следует, что ферромагнетизм в металлах наступает тогда, когда интеграл обмена становится положительным. Это является вторым



условием существования ферромагнетизма. Первым условием, как мы видели в предыдущем параграфе, является наличие нескомпенсированных спиновых магнитных моментов в недостроенных электронных оболочках атомов.

Слэтер [7] показал, что у ферромагнитных элементов отношение  $\frac{a}{r}$ , как правило, всегда больше, чем у других элементов, обладающих также незаполненными внутренними оболочками. В таблице 1 приведены значения  $\frac{a}{r}$  для некоторых элементов с незаполненными внутренними оболочками.

Таблица 1

Элемент	$a, \text{Å}$	$2r, \text{Å}$	$K = \frac{a}{r}$	Незаполненная внутренняя оболочка	Температура Кюри, °К
Mn	2,52	1,71	2,94	3d	—
Fe	2,50	1,53	3,26	3d	1040
Co	2,51	1,38	3,64	3d	1400
Ni	2,50	1,27	3,94	3d	630
Mo	2,72	2,94	1,84	4d	—
Pt	2,77	2,25	2,46	5d	—
Pd	2,73	1,93	2,82	4d	—
Gd	3,35	1,08	6,2	4f	290
W	2,73	3,44	1,58	5d	—

Из таблицы мы видим, что  $K$  имеет наибольшие значения для четырех существующих ферромагнитных элементов: гадолиния, никеля, кобальта и железа, тогда как для других элементов  $K$  мало (меньше трех).

В настоящее время, помимо ферромагнитных сплавов, в которые в качестве компонент входят железо, никель и кобальт, известны также сплавы, состоящие целиком из неферромагнитных компонент. К ним, например, относятся сплавы марганца с сурьмой, висмутом, серой и др. Ферромагнетизм этих сплавов можно объяснить тем, что введение в решетку марганца атомов висмута, сурьмы, серы и др. изменяет взаимные расстояния между соседними атомами, в результате

чего возникают достаточно большие положительные значения обменного интеграла ( $K > 3$ ). Однако такое простое объяснение не всегда применимо. Рассмотрим, например, сплавы, в которых при нагревании происходит упорядочение атомов. Это упорядочение атомов в большинстве случаев происходит без существенного изменения параметров решеток сплавов; тем не менее здесь возникают весьма резкие изменения ферромагнитных свойств. Например, в сплаве никель — марганец состава  $Ni_3Mn$ , который в закаленном состоянии (неупорядоченном) парамагнитен, при нагревании вследствие упорядочения атомов возникает ферромагнетизм, больший, чем в чистом никеле. В других сплавах (сплавы железа с хромом и ванадием) ферромагнетизм, наоборот, имеет место в неупорядоченном состоянии, а при упорядочении атомов исчезает.

Вонсовский [8, 9] показал, что при рассмотрении ферромагнитных свойств сплавов необходимо учитывать различие в величинах и знаках обменных интегралов, взятых для различных пар атомов в сплаве. Так, например, в случае двойных сплавов необходимо рассматривать не один обменный интеграл, как это имело место в чистых ферромагнитных металлах, а три. Если обозначить атомы первой компоненты сплава индексом  $a$ , а второй — индексом  $b$ , то эти три интеграла обмена следует обозначить  $A_{aa}$ ,  $A_{ab}$  и  $A_{bb}$  соответственно для ближайших атомных соседств типа  $a - a$ ,  $a - b$  и  $b - b$ . Принимая это обстоятельство, Вонсовский [9] путем обобщения теории Гейзенберга и Блоха получил формулы для самопроизвольной намагниченности двойных сплавов в функции температуры и концентрации, которые по своему характеру напоминают формулы (2) и (6), выведенные для чистых металлов. В упомянутой работе [9] даются также выражения для температуры Кюри этих сплавов в функции концентрации. Так, для случая неупорядоченного сплава

$$\theta = \frac{z}{2k} [A_{aa} + 2n(A_{aa} - A_{ab}) + n^2(A_{aa} + A_{bb} - 2A_{ab})], \quad (7)$$

где  $n$  — концентрация атомов одной из компонент двойного сплава (например,  $b$ ). Эта формула, прежде всего, показывает, что по численным значениям температуры Кюри сплавов мы можем делать суждение только о величине некоторого среднего или результирующего обменного интеграла в них. Далее

из формулы (7) вытекает, что в зависимости от соотношения между знаками и величинами обменных интегралов  $A_{aa}$ ,  $A_{bb}$  и  $A_{ab}$  температура Кюри сплава может зависеть от концентрации квадратично, линейно или в частном случае весьма слабо изменяться с концентрацией. Комар [10] на примере ряда двойных ферромагнитных упорядоченных и неупорядоченных сплавов показал, что такие зависимости действительно имеют место на опыте.

Кроме обменного взаимодействия в сплавах также необходимо учитывать изменения магнитных моментов атомов, возникающие вследствие изменений атомных соседств. Акулов [11] установил простые соотношения, позволяющие описать, как меняются атомные магнитные моменты при упорядочении сплава; эти соотношения им с сотрудниками [12] были подтверждены экспериментально. Несмотря на ряд достигнутых успехов теории ферромагнитных сплавов, тем не менее, еще далека от завершения.

### § 3. Магнитные силы; магнитная структура ферромагнетиков; магнитная анизотропия

Успехи теории Френкеля — Гейзенберга, позволившие объяснить ферромагнетизм металлов мощными электрическими силами квантовой природы, вначале отвлекли внимание исследователей от расчета магнитных сил в решетке. Действительно, казалось, нет никакого практического смысла в расчете магнитного взаимодействия в решетке, если оно заведомо во много раз меньше, чем энергия обменного взаимодействия. Порядок величины магнитной энергии в ферромагнитной решетке мы можем оценить, вычисляя энергию взаимодействия двух магнитных диполей [каждый из которых равен спиновому магнитному моменту электрона ( $\mu_B \approx 10^{-20}$  CGSM)], находящихся на расстоянии постоянной решетки  $a$  ( $\sim 10^{-8}$  см), т. е.

$$U_{\text{маг}} \approx \frac{\mu_B^2}{a^3} \approx 10^{-16} \text{ эрг.}$$

В предыдущем параграфе мы видели, что энергия обменного взаимодействия на один атом (например, железа) равна  $2 \cdot 10^{-14}$  эрг; это в сотни раз превышает вычисленную выше энергию магнитного взаимодействия.

Акулов [13] в своих работах показал, что магнитное взаимодействие атомов, хотя и является относительно малой поправкой к обменным силам, играет исключительную роль в целом ряде ферромагнитных явлений. Им впервые было установлено, что весь обширный круг явлений, связанных с техническим намагничением, обусловлен не обменными силами, обеспечивающими лишь само существование самопроизвольной намагниченности, а магнитным взаимодействием между атомами в решетке. Поэтому выяснение характера магнитного взаимодействия в ферромагнетиках имело не только теоретический, но и большой практический интерес, ибо оно необходимо было для построения теории процессов технического намагничения и перемагничивания.

Учет магнитного взаимодействия прежде всего позволил объяснить тот фундаментальный факт, что термодинамически устойчивым состоянием ферромагнитного тела (в отсутствие магнитного поля) является то, при котором оно разбивается на отдельные малые объемы — области самопроизвольной намагниченности (домены). Оказывается, что при обычных температурах электрические силы обменного взаимодействия способны поддержать параллельность спинов только в этих весьма малых областях. Всякий ферромагнитный образец представляет собой конгломерат множеств таких областей, каждая из которых намагничена до насыщения в некотором направлении, обычно отличном от направления намагниченности в соседних областях. Результирующая или векторная сумма всех намагниченностей областей равна нулю, и внешне ферромагнетик в отсутствие внешнего магнитного поля кажется ненамагниченным. Физические предпосылки, обуславливающие разбиение ферромагнетика на области самопроизвольной намагниченности, впервые были выяснены в Советском Союзе (Френкель и Дорфман [14], Ландау и Лифшиц [15] и др.).

Если бы действовали одни обменные силы, то на первый взгляд кажется, что ферромагнетик должен был бы намагнититься до насыщения (при данной температуре) в направлении, отвечающем минимальному размагничивающему фактору, т. е. в направлении, где размагничивающее поле, обусловленное магнитными «зарядами», возникающими на поверхности образца, мало. Такое состояние ферромагнетика соответствовало бы и минимуму энергии обменных сил и минимуму раз-

магничивающего поля. Однако можно представить себе еще более выгодное энергетическое состояние ферромагнетика, когда размагничивающее поле в образце вообще отсутствует; это будет как раз тот случай, когда ферромагнетик разбивается на области самопроизвольной намагниченности. В реальных кристаллах разбиению ферромагнетика на области способствуют также магнитная анизотропия и всякие структурные и химические неоднородности. Они же обуславливают то обстоятельство, что размеры области не являются неизменными, а могут в известных пределах изменяться.

Экспериментальным доказательством существования областей самопроизвольной намагниченности служит так называемый эффект Баркгаузена. Он состоит в том, что при намагничивании ферромагнетика изменение намагниченности в нем происходит не непрерывно, а скачками. Наличие этих скачков говорит о резком изменении направлений векторов самопроизвольной намагниченности отдельных областей.

Еще более непосредственными доказательствами существования областей самопроизвольной намагниченности являются фигуры, наблюдаемые в опытах Акулова и Дехтяря [16], а также Биттера [17]. Эти фигуры получаются следующим образом. Полированная пластинка ферромагнетика покрывается коллоидной взвесью ферромагнитного порошка и помещается под микроскоп, дающий увеличение в несколько сотен раз. Рассмотрение поверхности пластинки в микроскоп показало, что коллоидные частицы ферромагнитного порошка оседают вдоль определенных линий, образуя правильный узор. Образование этого узора объясняется тем, что на поверхности ферромагнитного тела всегда имеются магнитные поля рассеяния, возникающие на границах областей самопроизвольной намагниченности, куда и затягиваются частицы ферромагнитного порошка. Указанное явление имеет место в совершенно размагниченном ферромагнетике и никогда не наблюдается в неферромагнитных телах.

Исследования такого рода фигур позволили выявить некоторые особенности в расположении областей самопроизвольной намагниченности в ферромагнитном кристалле. Оказывается, области в размагниченном кристалле разбиваются на группы, образуя своего рода магнитные «цепи» и «тороиды». Эти магнитные «цепи» и «тороиды» имеют минимум магнитной

энергии, и поэтому такое распределение областей более выгодно в энергетическом отношении. Опыты установили, что порошковые фигуры на поверхности ферромагнетика изменяются при приложении магнитного поля и упругих напряжений. Это происходит оттого, что под действием поля и упругих напряжений возникают перераспределение областей и изменение положения и формы их границ.

За последнее время были сделаны попытки исследовать строение областей самопроизвольной намагниченности путем изучения поляризации пучка нейтронов, проходящего через ферромагнитный образец [18], путем изучения диффракции электронов, отраженных от поверхности ферромагнетика [19], и, наконец, с помощью электронного микроскопа [20]. Однако эти способы еще недостаточно разработаны и пока не дали существенных результатов.

Учет магнитного взаимодействия позволил также объяснить анизотропные свойства ферромагнетиков. Расчеты показывают, что энергия магнитного взаимодействия атомов различна по величине по разным направлениям кристалла. Это приводит к тому, что расположение магнитных моментов областей самопроизвольной намагниченности в одних направлениях кристалла будет энергетически более выгодным, чем в других (направления легкого и трудного намагничения). Для ферромагнитных кристаллов кубической симметрии эти направления мы можем определить, пользуясь соотношением

$$U_k = 2K_1(s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2) + K_2 s_1^2 s_2^2 s_3^2. \quad (8)$$

Здесь  $U_k$  — свободная энергия анизотропии недеформированного кристалла (кристаллографическая магнитная анизотропия),  $s_1$ ,  $s_2$  и  $s_3$  — направляющие косинусы, определяющие положение вектора самопроизвольной намагниченности  $I_s$  относительно ребер куба,  $K_1$  и  $K_2$  — константы анизотропии, определяемые из опыта.

В случае гексагональных кристаллов

$$U_k = K_1 \sin^2 \vartheta - K_2 \sin^4 \vartheta, \quad (9)$$

где  $\vartheta$  — угол между вектором самопроизвольной намагниченности и гексагональной осью,  $K_1$  и  $K_2$  — соответствующие константы магнитной анизотропии. Эти формулы выражают собой общий характер зависимости энергии анизотропии от напря-

вления  $I_s$  в кристалле; они могут быть получены из общих соображений симметрии кристаллов, без каких-либо предположений о микроскопической природе магнитной анизотропии.

Если выражение (8) представить в полярных координатах, приняв за радиус-вектор  $U_k$ , то для железа и никеля в плоскости грани куба получим кривые магнитной энергии анизотропии (рис. 7, а и б), на которых ясно видны направления легкого и трудного намагничений. В кристалле кобальта, который имеет гексагональную систему, как видно из рис. 7, в,

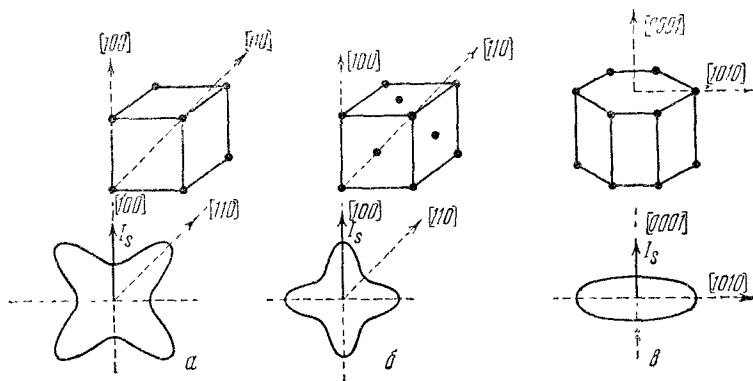


Рис. 7. Магнитная анизотропия в монокристаллах ферромагнитных металлов.

а — железо, б — никель, в — кобальт.

имеется только одно направление легкого намагничения. Пользуясь соотношениями (8) и (9), мы можем вычислить магнитную энергию кристалла, свободного от упругих деформаций; поэтому анизотропия, определяемая ими, носит название естественной магнитной анизотропии кристалла. При наличии механических деформаций атомы смещаются из своих нормальных положений, что приводит к изменению характера магнитного взаимодействия в кристалле. В результате этого на кристаллографическую анизотропию накладывается магнитоупругая анизотропия, вызванная дополнительным магнитным взаимодействием атомов вследствие искажения решетки при деформации. Магнитоупругая анизотропия очень сильно изменяет характер анизотропного поведения ферромагнетика (см. гл. III).

Магнитные материалы, встречающиеся на практике, всегда являются поликристаллами, т. е. состоят из большого числа отдельных маленьких кристалликов, называемых кристаллитами. Обычно ориентации осей кристаллитов носят более или менее случайный характер, поэтому здесь магнитная анизотропия не может быть непосредственным образом наблюдаема. Подвергая материал специальной механической обработке (например, прокатке), можно, однако, в отдельных случаях добиться того, что оси кристаллитов получают преимущественное расположение в каком-либо направлении внутри поликристаллического образца (кристаллографическая текстура). В этом случае магнитная анизотропия может быть легко выявлена, так как магнитные свойства вдоль и поперек поликристаллического образца будут различными.

Учение о магнитной анизотропии ферромагнетиков лежит в основе всей современной теории технической кривой намагничивания. Это учение было создано советским ученым Акуловым [13]. Обширные экспериментальные работы по изучению магнитной анизотропии в ферромагнитных кристаллах и текстурированных поликристаллических металлах и сплавах были проведены Брюхатовым и Киренским [21], Займовским [22] и др. Исследование магнитной анизотропии имело не только теоретический, но и практический интерес, ибо в значительной степени способствовало правильному подходу к проблеме изыскания и улучшения магнитных материалов. Отметим, однако, что причины ферромагнитной анизотропии (с микроскопической точки зрения) еще недостаточно выяснены. Согласно современным представлениям энергия магнитной анизотропии появляется в результате взаимодействия спиновых магнитных моментов с орбитальными (спин-орбитальная связь); оно рассчитывается с помощью квантовомеханических уравнений [23]. Квантовая теория магнитной анизотропии даже в ее приближенной форме очень сложна и далека еще от завершения.

#### **§ 4. Процессы намагничивания и перемагничивания в ферромагнетиках**

Мы уже видели, что ферромагнитное тело в ненамагниченном состоянии представляет собой конгломерат большого числа областей самопроизвольной намагниченности. При помещении ферромагнитного тела в магнитное поле в нем про-



исходит перераспределение магнитных моментов областей, в результате чего намагниченность всего тела в целом возрастает. Этот рост намагниченности в функции поля носит весьма сложный характер. На рис. 8 показан схематический ход кривой намагниченности, который типичен для большинства ферромагнетиков. На этой кривой мы можем выделить три участка, каждый из которых соответствует определенному, характерному для него, процессу намагничивания.

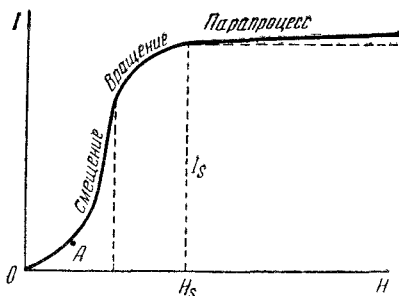


Рис. 8. Схематический ход кривой намагниченности ферромагнетика.

1. В слабых магнитных полях и полях, где кривая намагниченности идет круто, происходит «перекидывание» моментов отдельных областей в направления легкого намагничивания, ближайшего к направлению поля. Здесь происходит как бы рост областей с энергетически выгодным направлением момента по отношению к полю за счет соседних областей с менее выгодным направлением момента. В настоящее время установлено, что механизм этого процесса состоит в смещении границ между областями самопроизвольной намагниченности, поэтому мы будем его называть процессом смещения границ <sup>1)</sup>.

2. В более сильных полях за смещением границ следует процесс поворота моментов областей самопроизвольной намагниченности к направлению поля (процесс вращения). По мере приближения к направлению поля этот поворот моментов становится все более затруднительным. При полном совпадении моментов областей с направлением поля получаем так называемое техническое насыщение. Поскольку все моменты областей полностью ориентированы по полю, то величина технического насыщения равна величине самопроизвольной намагниченности  $I_s$ . Поле  $H_s$ , при котором достигается техническое насыщение  $I_s$ , называется полем насыщения.

<sup>1)</sup> В литературе процесс смещения называют также «инверсией».

3. Наконец, последний этап намагничивания, происходящий в полях выше технического насыщения, называется парапроцессом, или «истинным» намагничиванием. Он состоит в том, что величина  $I_s$  увеличивается за счет ориентации спиновых моментов отдельных электронов, находящихся внутри областей самопроизвольной намагниченности. Вследствие дезорганизующего действия теплового движения эти моменты оставались неповернутыми в направлении результирующего момента области.

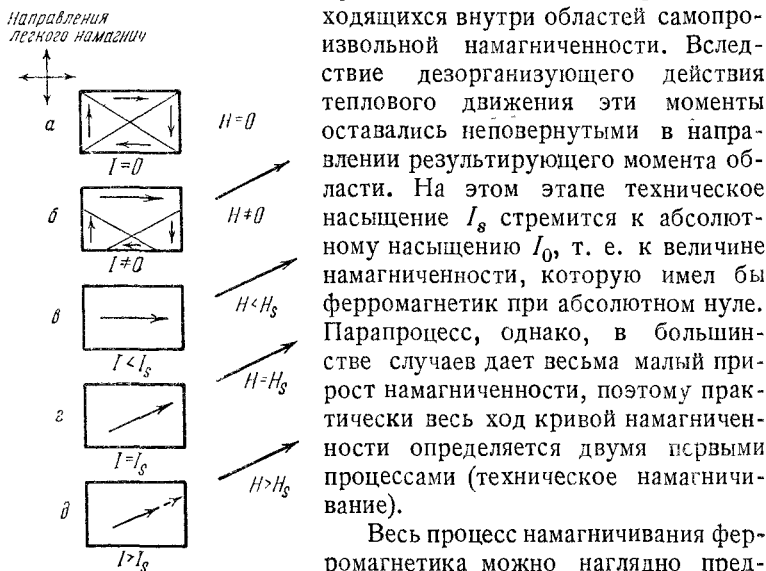


Рис. 9. Схема процесса намагничивания ферромагнетика.

Весь процесс намагничивания ферромагнетика можно наглядно представить следующей схемой. На рис. 9, а стрелками показано схематическое расположение магнитных моментов областей в ферромагнитном кристалле. При отсутствии внешнего магнитного поля ( $H = 0$ ) моменты областей ориентируются по осям легкого намагничивания при этом так, чтобы магнитная энергия всего кристалла равнялась минимуму (области образуют замкнутые конфигурации). При помещении кристалла в слабое поле каждая область стремится orientировать свой момент в направлении легкого намагничивания, энергетически более выгодно расположенном к направлению поля. Как видно из рис. 9, б, в таком положении находится верхняя область; объем ее будет расти за счет своих невыгодно расположенных областей. Этот рост будет происходить за счет смещения

границ верхней области вниз с поглощением соседних областей. При некотором значении магнитного поля кристалл, наконец, будет состоять из одной области самопроизвольной намагниченности с моментом  $I_s$ . С этого момента поле начинает поворачивать вектор  $I_s$  (рис. 9, в) все ближе и ближе к направлению  $H$ , до полного с ним совпадения (техническое насыщение — рис. 9, з). При дальнейшем увеличении поля момент  $I_s$  не меняет своего направления, однако будет изменяться его абсолютная величина за счет парапроцесса (рис. 9, д).

Описанная схема относится к идеальному случаю. В действительности в реальных материалах дело обстоит гораздо сложнее. Процессы смещения границ, вращения и парапроцесс накладываются друг на друга и характер их проявления в сильной степени зависит от структурных особенностей ферромагнетика.

Исторически дело сложилось так, что раньше всего был вскрыт механизм процесса вращения и объяснены участки кривых намагниченности, соответствующие этому процессу. Заслуга в этом принадлежит Акулову [13]. Он впервые произвел расчет кривых намагниченности ферромагнитных кристаллов кубической симметрии. Исходным соотношением для расчета явилась формула для энергии естественной анизотропии кристалла [формула (8)]. Полная энергия намагниченного кристалла в магнитном поле  $H$  равна

$$U = U_k - HI_s \cos \varphi,$$

где первый член справа есть энергия естественной анизотропии, второй — энергия магнитного поля и  $\varphi$  — угол между  $I_s$  и  $H$ . Равновесное значение  $\varphi$  для данной напряженности поля находится из условия

$$\frac{\partial U}{\partial \varphi} = 0.$$

Это условие приводит к соотношению между  $\varphi$  и  $H$ , из которого легко определяется намагниченность как функции  $H$  и констант анизотропии. На рис. 10 в качестве примера даны кривые намагниченности кристалла Fe. Они показывают, что намагничивание вдоль оси [100] (ребро куба) происходит легче, чем, например, вдоль [111] (пространствен-

ная диагональ) и  $[110]$  (диагональ грани куба). Наиболее пологие участки кривых соответствуют процессу вращения. На рис. 11 показаны эти участки кривых для направлений  $[110]$  и  $[111]$  в увеличенном виде; точки представляют результаты измерений, а сплошными линиями даны теоретические кривые. Видно, что теория очень хорошо совпадает с опытом. Метод расчета кривых намагниченности в области вращения для кристаллов, данный Акуловым, в дальнейшем был применен в работах зарубежных авторов [24].

Акулов [13] также разработал метод расчета кривых намагниченности поликристаллических ферромагнетиков для области, близкой к насыщению, где магнитные моменты областей со-

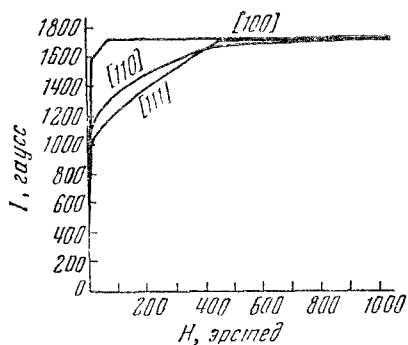


Рис. 10. Кривые намагниченности монокристалла железа.

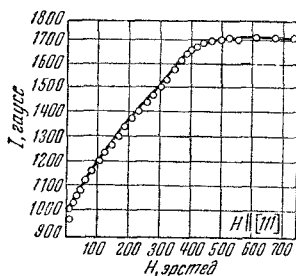
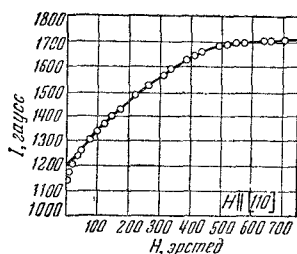


Рис. 11. Рассчитанные кривые намагниченности монокристалла железа; кружками показаны результаты измерений.

ставляют небольшие углы с направлением поля. Здесь можно считать, что магнитные моменты кристаллитов поворачиваются к направлению поля независимо друг от друга (магнитно не взаимодействуют друг с другом). Предполагая далее, что оси отдельных кристаллитов ориентированы беспорядочно в поликристаллическом образце, Акулов путем простого усреднения

нашел для этого случая

$$I = I_s \left( 1 - \frac{8}{105} \frac{K_1^2}{I_s^2} \frac{1}{H^2} \right), \quad (10)$$

откуда для восприимчивости имеем:

$$\chi_{(I \rightarrow I_s)} = \frac{B}{H^3}, \quad (10a)$$

где  $B = 0,152 \frac{K_1^2}{I_s} (K_1 — \text{константа анизотропии})$ . При измерениях восприимчивости вблизи технического насыщения обычно определяется некоторая суммарная восприимчивость, обусловленная вращением и парапроцессом; последний уже имеет место в этой области, хотя техническое насыщение и не достигнуто (проникновение парапроцесса в процесс вращения). Поэтому наблюдаемая на опыте восприимчивость равна

$$\chi_{I \rightarrow I_s} = \chi_n + \frac{B}{H^3}, \quad (106)$$

где  $\chi_n$  — восприимчивость парапроцесса. Справедливость этой формулы в достаточно широком интервале полей вблизи насыщения для хорошо отожженных ферромагнитных поликристаллических материалов была подтверждена многочисленными исследованиями [25]. Пользуясь результатами измерений  $\chi_{I \rightarrow I_s}$  и  $\chi_n$ , мы можем из (106) определить коэффициент  $B$ , а следовательно, важную характеристику ферромагнитного вещества,  $K_1$  — константу магнитной анизотропии.

Рассмотрим теперь процесс намагничивания в области начальной и крутой частей кривой намагниченности и петли гистерезиса, где рост намагниченности происходит за счет смещения границ между областями. Экспериментальные исследования установили, что этот рост протекает скачкообразно, вследствие чего кривая намагниченности здесь (особенно на крутой ее части) имеет ступенчатый характер. На рис. 12 показаны участки кривых намагниченности и гистерезиса в увеличенном виде, соответствующие очень маленьким отрезкам (обведены кружками) на основной кривой намагниченности и «спинке» петли гистерезиса в их крутых частях. Выяснение природы процесса смещения границ стало возможным

после исследования магнитной структуры ферромагнетиков и особенно строения границ между областями самопроизвольной намагниченности.

Анализ энергетического состояния спинов на границах между соседними областями самопроизвольной намагниченности привел к представлению о достаточно протяженной в толщину границе между областями. Пусть с данной областью граничит другая область, магнитный момент которой направлен антипараллельно первой. Тогда на границе этих областей ближайшими соседями должны оказаться элек-

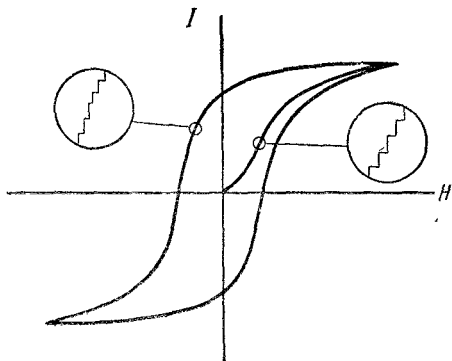


Рис. 12. Ступенчатый характер кривых намагниченности и гистерезиса в области смещения.

троны с противоположно направленными спиновыми магнитными моментами (рис. 13, *а*). Такая структура граничной зоны между областями является невыгодной с точки зрения обменного взаимодействия. Обменное взаимодействие будет стремиться к тому, чтобы сделать изменение направления спинов между областями менее резким (см. рис. 13, *б*). Однако при этом спины должны переходить через направления трудного намагничения, что связано с увеличением магнитной энергии анизотропии. Иными словами, плавному переходу спинов на границе между областями будет препятствовать энергия анизотропии.

Блох [6] вычислил минимум полной энергии на границе областей и нашел, что эта граница должна иметь некоторую

определенную ширину  $\delta$ :

$$\delta \approx \sqrt{\frac{A}{K_1 a^3}}, \quad (11)$$

где  $a$  — параметр решетки,  $A$  — обменный интеграл и  $K_1$  — константа анизотропии. При наложении магнитного поля граница между областями придет в движение. Если бы в ферромагнетике этому движению ничего не препятствовало, то процесс смещения границы практически осуществлялся в ничтожно слабом поле. Блох с помощью полученной им фор-

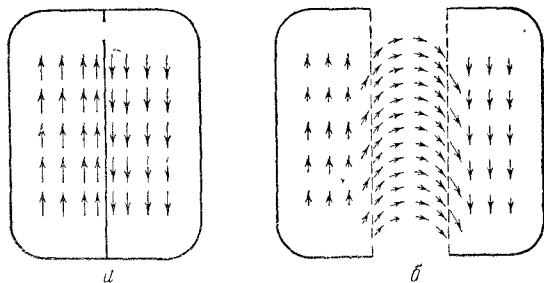


Рис. 13. «Невыгодная» (а) и «выгодная» (б) граница между областями самопроизвольной намагниченности.

мулы показал, что при наличии внутри ферромагнетика структурных неоднородностей, приводящих к местным изменениям интеграла обмена, смещение границы между областями (с антипараллельными моментами) начнется только тогда, когда внешнее поле достигнет определенной величины (критическое поле). Иными словами, при перемещении границы через препятствие, создаваемое неоднородностями обменного интеграла, потенциальная энергия ее повышается за счет внешнего поля и после преодоления препятствия (при критическом поле) скачком продвигается в зону с меньшей энергией. Эти скачки, при которых магнитная энергия переходит в тепло (необратимые изменения энергии), и есть потери на гистерезис. Они же обуславливают ступенчатый характер кривой намагниченности в наиболее крутой ее части. Нетрудно видеть, что

критическое поле есть не что иное, как коэрцитивная сила, относящаяся к одной области самопроизвольной намагниченности.

Кондорский [26] показал, что более существенной причиной, обуславливающей задержки в смещении границ областей, являются неоднородные внутренние напряжения, всегда присутствующие в материале. Для количественной оценки влияния внутренних напряжений  $\sigma_i$  он выразил толщину границы между областями не только через  $A$  и  $K_1$ , но и через  $\sigma_i$ :

$$\delta = a \sqrt{\frac{A}{\frac{3}{2} \lambda_s \sigma_i + b K_1}}, \quad (12)$$

где  $\lambda_s$  — магнестрикция, а  $b$  — числовой коэффициент, приблизительно равный единице. Используя это соотношение, он далее показал, что критическое поле  $H_0$ , при котором граница будет скачком преодолевать препятствие, создаваемое внутренним напряжением, равно

$$H_0 \approx \frac{\lambda_s \delta}{I_s} \left( \frac{\partial \sigma_i}{\partial n} \right)_{\max}, \quad (13)$$

где  $\left( \frac{\partial \sigma_i}{\partial n} \right)_{\max}$  — максимальная средняя величина градиента внутренних напряжений в ферромагнетике. Таким образом, смещение границы между областями будет определяться не столько величиной  $\sigma_i$ , сколько характером распределения напряжений внутри ферромагнитного металла или сплава.

Смещение границ может иметь место не только между областями с антипараллельными направлениями самопроизвольной намагниченности, но и между областями, направление моментов которых отлично от угла  $180^\circ$ . При этом в первом случае, как мы видели, смещение границ происходит термодинамически необратимым образом, тогда как во втором — в основном обратимо (без потерь на гистерезис). Исследования показали, что в слабых полях (на рис. 8 начальный участок кривой намагниченности  $OA$ ) происходит преимущественно обратимое смещение границ, тогда как в более сильных полях (крутая часть кривой намагниченности) в основном имеют место необратимые смещения границ.



Следует подчеркнуть, что работы Кондорского явились началом целого направления в теории технического намагничивания [27] и объяснили и систематизировали обширный экспериментальный материал, относящийся к процессам намагничивания и перемагничивания ферромагнетиков в области слабых и средних полей. Они позволили вплотную подойти к расчету кривых намагничивания и перемагничивания поликристаллических магнитных материалов в слабых полях, что имеет большое техническое значение. Экспериментальная проверка результатов этих расчетов принадлежит ему же [28], и его ученикам [29].

Большой теоретический и технический интерес представляет изучение характера процесса смещения границ в случае, когда намагничивающее поле изменяется с конечной скоростью (намагничивание в динамическом режиме). При исследовании этих процессов было обнаружено явление запаздывания намагниченности, которое получило название магнитной вязкости. По современным воззрениям магнитная вязкость возникает потому, что скорость передвижения границ между областями в силу тех или иных причин замедляется, и намагниченность, соответствующая новому значению поля, устанавливается только по истечении некоторого времени после установления поля. Обширные исследования процессов намагничивания в переменных и аperiодических полях принадлежат советским ученым Аркадьеву [30], Поливанову [31], Телеснину [32] и др.

В отличие от процессов смещения границ и вращения намагничивание в области парапроцесса (в полях выше технического насыщения и вблизи точки Кюри) еще мало изучено. До сих пор в литературе можно встретить неправильные представления о парапроцессе как об обычном парамагнитном намагничении со свойственными ему особенностями: малой величиной восприимчивости, независимостью последней от поля, отсутствием влияния упругих деформаций на величину намагниченности и пр. Между тем опыты показывают, что эта намагниченность имеет сугубо ферромагнитную природу; она связана с переориентацией электронов, находящихся в областях самопроизвольной намагниченности. Специфичность этого намагничивания состоит в том, что в ферромагнетиках на спиновые магнитные моменты кроме внешнего поля дей-

ствуют мощные квантовомеханические силы электростатического взаимодействия, тогда как в парамагнетиках взаимодействие между магнитными моментами обычно мало. Если намагничивание за счет смещения и вращения, определяемое магнитными силами решетки и связанное с ориентацией областей и смещением их границ, рассматривать как макронамагничивание, то при парапроцессе мы имеем дело с ферромагнитным микронамагничиванием. Это микронамагничивание играет особенно большую роль вблизи точки Кюри, где оно почти полностью определяет все поведение ферромагнетика.

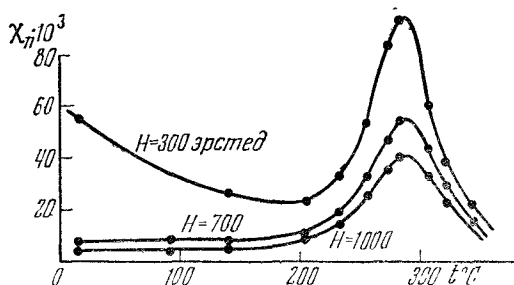


Рис. 14. Восприимчивость парапроцесса в сплаве 36% Ni, 64% Fe в зависимости от температуры и магнитного поля.

Отличие намагничивания за счет парапроцесса от обычного парамагнитного намагничивания, наблюдаемого, например, у таких металлов, как Pt, Pd или у ферромагнетиков выше точки Кюри, состоит в том, что восприимчивость первого с повышением температуры не падает, а возрастает и особенно бурно при приближении к точке Кюри. Это видно на рис. 14, где показана температурная зависимость восприимчивости парапроцесса  $\chi_p$  сплава 36% Ni, 64% Fe, снятая автором при различных намагничивающих полях, наложенных на испытуемый образец. Это поле переводит образец в магнитно-насыщенное состояние (процессы смещения и вращения отсутствуют), и, следовательно, здесь возможно измерять  $\chi_p$  в чистом виде. Следует отметить, что если намагничивающее поле недостаточно для технического насыщения, то это

сразу обнаруживается на указанных кривых по спаданию восприимчивости при повышении температуры (влияние процесса вращения). В отличие от парамагнитной восприимчивости вообще слабо зависящей от магнитного поля,  $\chi_m$  как видно из рис. 14, весьма сильно изменяется при действии уже сравнительно небольших полей.

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ I

1. Б. Л. Розинг, ЖРХО (часть физ.) **24**, 105 (1892); **28**, 59 (1896) **42**, 71 (1910).
2. P. Weiss, Journ. de Phys. et de Radium **6**, 661 (1907).
3. Я. Г. Дорфман, Nature **119**, 358 (1927).
4. Я. И. Френкель, Zs. Phys. **49**, 31 (1928).
5. W. Heisenberg, Zs. Phys. **49**, 619 (1928).
6. Ф. Блох, Молекулярная теория магнетизма, ОНТИ, 1936.
7. J. Slater, Phys. Rev. **36**, 57 (1930).
8. С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, ГТТИ; 1948.
9. С. В. Вонсовский, ДАН СССР **26**, 564 (1940).
10. А. П. Комар, Изв. АН СССР (сер. физ.) **11**, № 5 (1947).
11. Н. С. Акулов, ДАН СССР **66**, 361 (1949).
12. Н. С. Акулов и Е. П. Свирина, ДАН СССР **70**, 789 (1950).
13. Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, ОНТИ, 1939.
14. Я. И. Френкель и Я. Г. Дорфман, Nature **126**, 274 (1930).
15. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Sow. Phys. **8**, 153 (1935).
16. Н. С. Акулов и М. В. Дехтяр, Ann. d. Phys. **15**, 750 (1932).
17. F. Bitter, Phys. Rev. **38**, 1903 (1931).
18. O. Halpern and T. Holstein, Phys. Rev. **59**, 960 (1941); O. Halpern, Phys. Rev. **76**, 1130 (1949).
19. L. Germer, Phys. Rev. **62**, 295 (1942).
20. L. Marton, Phys. Rev. **73**, 1475 (1948).
21. Н. Л. Брюхатов и Л. В. Киренский, ЖЭТФ **8**, 198 (1938); Е. Ф. Титов, Sow. Phys. **10**, 337 (1936); Н. Л. Брюхатов, Изв. АН СССР (сер. физ.) **11**, № 5 (1947); Л. В. Киренский ДАН СССР **64**, 53 (1949).
22. А. С. Займовский, Мягкие магнитные материалы, Госэнергоиздат, 1941; О. Н. Альтгаузен, ЖЭТФ **8**, 1014 (1938).
23. С. В. Вонсовский ЖЭТФ, **8**, 1104 (1938); С. В. Тябликов, ЖЭТФ **20**, 661 (1950).
24. Gans, Phys. Zs. **33**, 924 (1932); R. Vozorth, Phys. Rev. **50** 1076 (1936).
25. Н. С. Акулов и И. М. Пузей, Изв. АН СССР (сер. физ.) **11**, № 5 (1947); Н. С. Акулов и Н. З. Мирясов, ДАН,

- СССР **66**, 29 (1949); Н. С. Акулов и К. М. Большова, ДАН СССР **71**, 633 (1950).
26. Е. И. Кондорский, ЖЭТФ, **7**, 1117 (1937).
  27. M. Kersten, Neue Theorie der Koerzitivkraft, Berlin, 1943; В. Доринг, УФН **22**, 78 (1939).
  28. Е. И. Кондорский, статья в сборнике «Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики», Изд. АН СССР, 1946, стр. 97.
  29. Н. П. Попцов и Л. А. Черникова, ЖЭТФ **16**, 513 (1946); Н. В. Булгаков и Е. И. Кондорский, ДАН СССР **69**, 325 (1949).
  30. В. К. Аркадьев, Электромагнитные процессы в металлах, т. II, ОНТИ, 1937.
  31. К. М. Поливанов, ДАН СССР **32**, 3, 181 (1941).
  32. Р. В. Телеснин, ЖЭТФ **7**, 117 (1937); ДАН СССР **59**, 887 (1948).
-

## ГЛАВА II

### МАГНИТОСТРИКЦИЯ

#### § 1. Магнитострикция, обусловленная магнитными и обменными силами

Магнитострикция — изменение формы и размеров тела при его намагничении — есть непосредственный результат проявления сил, действующих в ферромагнетиках. Изучение магнитострикции важно, прежде всего, в том отношении, что позволяет выяснить природу сил, которые определяют ферромагнитное поведение вещества. Это обстоятельство является одной из основных причин, привлекающих внимание многочисленных исследователей к изучению магнитострикционных явлений в металлах и сплавах.

Возникновение явления магнитострикции можно наглядно пояснить следующим образом. Представим себе, что у нас имеются два элементарных «магнитика», связанных между собой маленькой пружинкой и находящихся в магнитном поле  $H$  (рис. 15, *a*). Пусть  $r_0$  — равновесное расстояние между «магнитиками», соответствующее минимуму энергии их взаимодействия при наличии поля  $H$ . Изменим теперь направление магнитного поля на  $90^\circ$ ; «магнитики» повернутся по полю, энергия взаимодействия их изменится, и минимуму энергии будет соответствовать другое равновесное расстояние  $r_1$  (рис. 15, *b*). Изменение длины  $r_0 - r_1$  в нашем случае и соответствует магнитострикции. Если между элементарными «магнитиками» действуют только магнитные силы, то переход от состояния *a* к состоянию *b* на рис. 15 будет соответствовать изменению притяжения между «магнитиками», которое приведет к сжатию пружинки.

В настоящее время известно, что основными типами взаимодействий в ферромагнетике являются электрические (обменные) и магнитные силы. Следовательно, в ферромагнитном металле возможны два различных по природе вида магнитострикции — за счет изменения обменных и магнитных сил в решетке.

В предыдущей главе мы уже видели, что при намагничивании ферромагнетика магнитные силы в решетке проявляют себя в интервале магнитных полей от 0 до поля, соответствующего техническому насыщению, т. е. в области смещения и

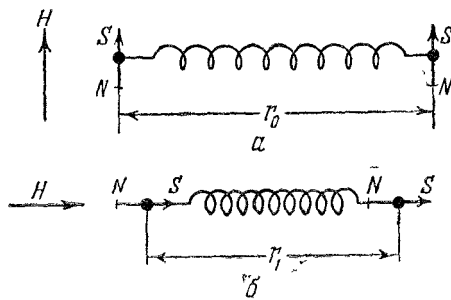


Рис. 15. К объяснению явления магнитострикции.

вращения. Поэтому в области смещения и вращения мы в основном имеем дело с магнитострикцией, вызванной магнитными силами решетки. Характерной особенностью этой магнитострикции является то, что она существенно зависит от направления результирующего вектора  $I_s$  по отношению к кристаллографическим осям (анизотропия стрикции). Это и понятно, ибо сами магнитные силы, как мы видели, обладают анизотропией в решетке.

Магнитострикцию за счет обменных сил можно наблюдать в области парапроцесса, где она сопутствует процессу изменения абсолютной величины  $I_s$ . Эта магнитострикция не зависит от направления  $I_s$  в решетке и носит объемный характер. Последнее объясняется тем, что обменная энергия обладает полной изотропией в кристаллической решетке.

Магнитострикционные деформации, вызываемые обменными и магнитными силами, проявляются не только при помещении

ферромагнетика в магнитное поле, но также при нагревании его.

Пусть у нас имеется кристалл ферромагнитного металла, вырезанный в виде шара, таких размеров, что весь его объем состоит из одной области самопроизвольной намагниченности. Если такой шар нагрет выше точки Кюри ( $T > \theta$ ), то он обладает размерами, соответствующими парамагнитному состоянию (рис. 16, *a*). При охлаждении ниже температуры Кюри ( $T < \theta$ ) благодаря изменению обменной энергии парамаг-

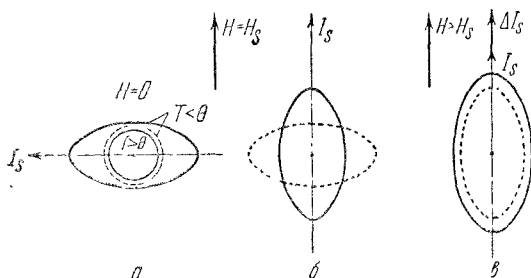


Рис. 16. Магнитострикция ферромагнитного кристалла в форме шара, размеры которого равны одной области самопроизвольной намагниченности.

нитный шар изменит свой радиус, т. е. возникнет объемная магнитострикционная деформация за счет обменных сил (на рис. 16, *a* показано пунктиром). Одновременно ниже точки Кюри вступают в действие магнитные силы решетки, и шар получит дополнительную магнитострикционную деформацию, причем вследствие анизотропии магнитных сил в решетке эта деформация будет больше в одном направлении и меньше—в другом. В результате ниже точки Кюри шар изменит не только свои размеры, но и форму; он превратится в эллипсоид. Все эти деформации шар испытывает в отсутствие внешнего магнитного поля.

Поместим теперь наш кристалл, имеющий уже форму эллипсоида, в магнитное поле. Вследствие того, что под действием поля  $H$  вектор  $I_s$  повернется, эллипсоид изменит свою форму (малая и большая оси поменяются местами), при этом почти

без изменения своего объема (линейная магнитострикция, рис. 16, б). Это изменение формы эллипсоида мы можем наблюдать на опыте (при  $H < H_s$ ), измеряя размеры ферромагнитного тела вдоль и поперек поля.

В полях выше технического насыщения ( $H > H_s$ ), при которых  $I_s$  не меняет своего направления, а получает только приращение  $\Delta I_s$ , эллипсоид по всем направлениям увеличивает или уменьшает свои размеры на одну и ту же величину, не изменяя своей формы (рис. 16, в).

Таким образом, магнитострикция в области парапроцесса носит объемный характер, а в области технического намагничивания в основном линейный характер. Тщательные исследования, однако, показали, что в последнем случае линейная магнитострикция проявляется не в чистом виде. Дело в том, что при процессе вращения вследствие весьма сложной картины перераспределения магнитных сил в решетке, кроме линейной магнитострикции, ферромагнетик испытывает дополнительные изменения объема, правда, весьма малые по величине.

Укажем еще на одну причину, которая может искажать «линейную» магнитострикцию в области технического намагничивания. Это так называемая «макроскопическая» магнитострикция, обязанная своим возникновением размагничивающему действию магнитных зарядов на концах ферромагнетика. Она также носит объемный характер и обычно проявляется в слабых полях. Эта магнитострикция, однако, исчезает, если образцы имеют малый размагничивающий фактор (см. § 4).

## § 2. Закон анизотропии Акулова

Исходя из расчета классического магнитного взаимодействия атомов в решетке, Акулов [1] впервые дал истолкование большой группе магнитострикционных явлений, наблюдаемых в ферромагнитных металлах и сплавах. Следует указать, что до создания этой теории обширный экспериментальный материал, относящийся к магнитострикционным явлениям и связанным с ними различным механо-магнитным эффектам (влияние упругих напряжений на намагниченность и др.), долгое время оставался в теоретическом отношении непонятным и загадочным, несмотря на то, что попытки дать ему объяснение неоднократно предпринимались со стороны крупнейших ученых.



Например, хорошо известно, что Максвелл, Гельмгольц и Кирхгоф работали над теорией магнитострикции, но не получили положительных результатов. Теория Акулова, прежде всего, позволила объяснить и рассчитать анизотропию магнитострикции в ферромагнетиках (намагниченных до насыщения).

Посмотрим, в чем заключается явление анизотропии магнитострикции. На рис. 17 в качестве примера приведены кривые магнитострикции кристалла железа. Видно, что при намагничивании вдоль ребра куба [100] кристалл удлиняется, при намагничивании вдоль пространственной диагонали, т. е.

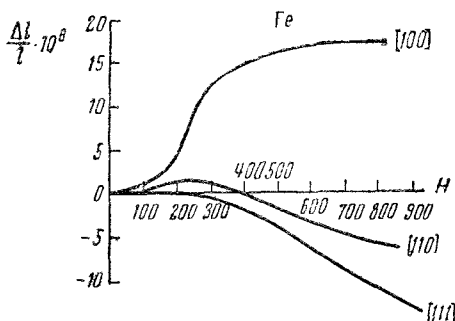


Рис. 17. Магнитострикция кристалла железа.

оси [111], он укорачивается и, наконец, вдоль диагонали грани куба [110] кристалл железа сначала удлиняется (в слабых полях), а в более сильных полях укорачивается. При насыщении магнитострикция в направлениях [110] и [111] имеет отрицательный знак, а в направлении [100] — положительный. Численные значения их во всех трех направлениях, как видно из рис. 17, различны. Кристалл никеля обладает менее ярко выраженной анизотропией магнитострикции. Знак ее во всех направлениях кристалла один и тот же, а изменяются только ход кривой и максимальная величина относительного изменения длины  $\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_s$  (при  $H = H_s$  в пределах от  $-27 \cdot 10^{-6}$  до  $-54 \cdot 10^{-6}$ ).

Для того чтобы понять, чем вызвана анизотропия магнитострикции, рассмотрим кристалл никеля. Как известно,

никель имеет гранцентрированную кубическую решетку (рис. 18). Пусть каждый атом в этой решетке обладает некоторым магнитным моментом, т. е. представляет собой магнитный диполь. Если магнитное поле ориентирует все магнитные диполи вдоль ребра куба, то все атомы, которые

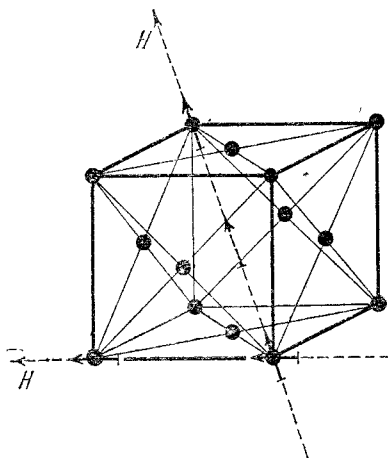


Рис. 18.

лежат вдоль этого направления, будут друг к другу притягиваться, вследствие чего возникнет тенденция к укорочению всего кристалла в этом направлении. Изменим теперь направление магнитного поля и расположим диполи не вдоль ребра, а вдоль диагонали куба. Мы получим опять-таки цепочку магнитных диполей, которые снова стремятся притянуться друг к другу. Однако здесь расстояние между ними будет уже другим, чем между диполями, расположенными вдоль ребра куба. Следовательно, притяжение между диполями во втором

случае будет также иным. Таким образом, проводя расчеты взаимодействия всей совокупности атомов друг с другом, мы придем к выводу, что кристалл никеля должен сокращаться по-разному в зависимости от того, как мы его намагничиваем — вдоль ребра или вдоль диагонали куба.

Акулов установил общее соотношение, позволяющее вычислить линейную магнитоэлектрическую в любом направлении ферромагнитного кристалла кубической симметрии, намагниченного до насыщения (закон анизотропии Акулова):

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_s = a_0 + a_1 \sum_{i=1, 2, 3} \left( s_i^2 \beta_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 2a_2 \sum_{i \neq j} s_i s_j \beta_i \beta_j. \quad (14)$$

Здесь  $s_i s_j$  и  $\beta_i \beta_j$  — направляющие косинусы соответственных векторов  $l_s$  и направления измерения относительно ребер куба

$a_0$  — аддитивная постоянная,  $a_1$  и  $a_2$  — константы анизотропии магнитоэлектрики, численно равные

$$a_1 = \frac{3}{2} \left( \frac{\Delta I}{I} \right)_{[100]}, \quad a_2 = \frac{3}{2} \left( \frac{\Delta I}{I} \right)_{[111]}, \quad (15)$$

где  $\left( \frac{\Delta I}{I} \right)_{[100]}$  и  $\left( \frac{\Delta I}{I} \right)_{[111]}$  — максимальные линейные магнитоэлектрики соответственно в направлении ребра и диагонали кристалла.

Формула (14) позволяет вычислить величину магнитоэлектрики насыщения, так как здесь результирующий вектор  $I_s$  всего ферромагнетика, не изменяя своей величины, изменяет только свое направление по отношению к кристаллографическим осям. В следующем параграфе мы рассмотрим, какие значения принимает магнитоэлектрика, когда ферромагнетик намагничен не до насыщения, а до некоторого значения намагниченности  $I < I_s$ .

Соотношение (14) вытекает из простых соображений симметрии кубических кристаллов [2], при этом слагаемые в нем являются лишь первыми членами разложения в ряд по степеням направляющих косинусов вектора  $I_s$  и направления измерения. Что касается констант  $a_1$  и  $a_2$ , то они должны быть определены из микроскопической теории. Акулов [1] и Беккер [3] путем расчета классического магнитного взаимодействия магнитных диполей в кубической решетке впервые показали, что  $a_1$  и  $a_2$  должны быть пропорциональны квадрату  $I_s$ :

$$a_1 = \frac{3}{2} A \frac{I_s^2}{C_2} \quad \text{и} \quad a_2 = \frac{3}{2} B \frac{I_s^2}{C_3}, \quad (16)$$

где  $C_2$  и  $C_3$  — модули упругости, а  $A$  и  $B$  — числовые структурные факторы, величина и знак которых определяются строением кристалла. Численные значения  $a_1$  и  $a_2$ , вычисленные из теории, однако, близки к опытным только по порядку величины. Вонсовский [4] рассмотрел взаимодействие магнитных моментов (спиновых) в кубической решетке с квантовомеханической точки зрения и пришел также к квадратичной зависимости  $a_1$  и  $a_2$  от  $I_s$ . При этом численные значения  $a_1$  и  $a_2$  здесь также полностью не согласуются с опытом. Для лучшего согласования теоретических величин  $a_1$

и  $a_2$  с опытными Вонсовский предполагает, что необходимо также учитывать магнитное взаимодействие между спиновыми и орбитальными магнитными моментами в решетке. Многочисленные исследования установили, что формула (14) хорошо передает наблюдаемые на опыте факты, если константы  $a_1$  и  $a_2$  измерены правильно.

Покажем на примере кристалла никеля, как, пользуясь формулой (14), можно рассчитать линейную магнитострикцию

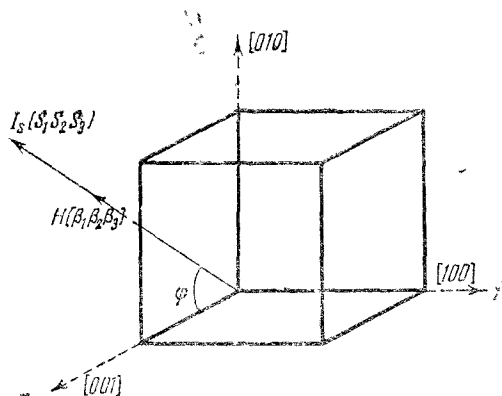


Рис. 19.

при насыщении ( $I_s \parallel H$ ) по различным направлениям в плоскости (100). При этом мы рассмотрим только продольную магнитострикцию, т. е. когда направление измерения магнитострикции совпадает с направлением вектора  $H$ . Из схемы, показанной на рис. 19, имеем:

$$s_1 = \beta_1 = 0,$$

$$s_2 = \beta_2 = \sin \varphi,$$

$$s_3 = \beta_3 = \cos \varphi.$$

Подставляя эти значения в соотношение (14) и воспользовавшись данными измерений для монокристалла никеля

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{[100]} = -52 \cdot 10^{-6} \text{ и } \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{[111]} = -33 \cdot 10^{-6},$$

получим теоретическую кривую магнитострикции никеля, которая представлена на рис. 20 сплошной линией (аддитивная постоянная  $a_0$  при этом опущена). На том же рисунке крестиками нанесены экспериментальные значения магнитострикции кристалла никеля, измеренные по различным направлениям в плоскости (100). Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими значениями.

Для нахождения магнитострикционных свойств поликристаллических ферромагнетиков из свойств отдельных монокристаллов, составляющих этот ферромагнетик, необходимо провести усреднение соотношения (14), учитывая самые разнообразные возможные положения отдельных монокристаллов по отношению к направлению  $I_s$  и направлению измерения магнитострикции. При этом здесь необходимо также учесть в общем случае магнитное взаимодействие между отдельными кристаллитами, что представляет часто большие трудности.

В некоторых частных случаях для описания магнитострикционных свойств поликристаллических ферромагнетиков допустимо с известным приближением пользоваться соотношением (14), не прибегая к усреднению. Для никеля, например, в котором константы  $a_1$  и  $a_2$  имеют один и тот же знак и сравнительно близки друг к другу по величине ( $a_1 \approx a_2$ ), имеем из (14):

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_s = \frac{3}{2} \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{[100]} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3}\right), \quad (17)$$

где  $\cos \theta = s_1 \beta_1 + s_2 \beta_2 + s_3 \beta_3$ ,  $\theta$  есть угол между направлением магнитного поля и направлением измерения линейной

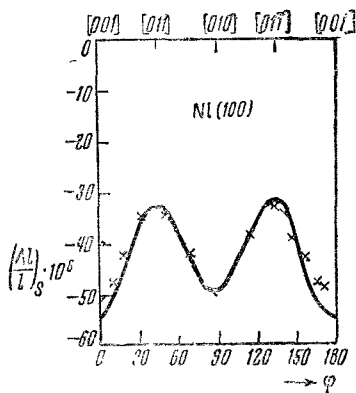


Рис. 20. Магнитострикция насыщения в монокристалле никеля по различным направлениям в плоскости (100).

Сплошной линией нанесена теоретическая кривая, крестиками показаны экспериментальные данные.

магнитоотрицательности внутри поликристаллического образца. На рис. 21 сплошной линией нанесены значения отношения

$$\frac{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_s}{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{[100]}}$$

вычисленные по (17), а кружками показаны результаты измерений (по работе Акулова и Волкова [5]) для хороших

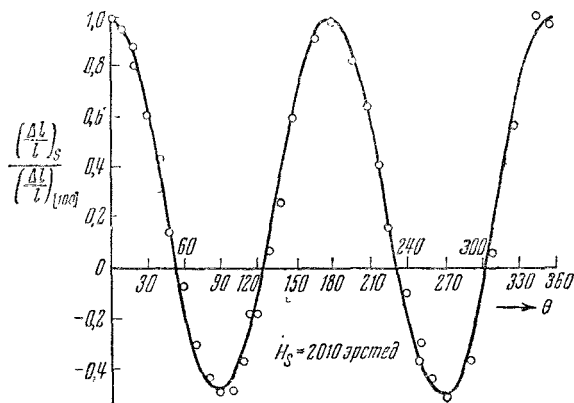


Рис. 21. Магнитоотрицательность насыщения поликристаллического никеля, измеренная по различным направлениям (относительно  $H_s$ ) в плоскости образца, имеющего форму диска.

отожженного поликристаллического никеля. Как видно, совпадение данных теории и опыта удовлетворительное.

Таким образом, формула (17) позволяет рассчитать значения магнитоотрицательности насыщения в поликристаллическом никеле по различным направлениям по отношению к полю. Если магнитоотрицательность сначала измеряется вдоль направления магнитного поля ( $\theta = 0^\circ$ ), а затем поперек ( $\theta = 90^\circ$ ), то для этих двух частных случаев имеем:

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

или, беря отношение, получаем:

$$\frac{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\parallel}}{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\perp}} = -2. \quad (18)$$

Это соотношение выражает собой частный случай так называемого второго правила четных эффектов Акулова<sup>1)</sup>, которое гласит, что продольная линейная магнитострикция в два раза больше, чем поперечная, и имеет другой знак. Как видно из рис. 21, для поликристаллического никеля указанное правило очень хорошо оправдывается.

Выполнение соотношения (18) в никеле говорит о том, что в нем магнитострикция за счет магнитных сил происходит почти без изменения объема, ибо магнитострикция в продольном поле почти полностью компенсируется поперечными изменениями размеров образца<sup>2)</sup>. В других металлах и сплавах это соотношение часто не выполняется из-за наличия больших объемных эффектов.

### § 3. Линейная магнитострикция при техническом намагничении

Экспериментально больше всего изучалась продольная линейная магнитострикция, сопутствующая техническому намагничению (область смещения и вращения). Было установлено, что в зависимости от структурных особенностей ферромагнетиков продольная магнитострикция при техническом намагничении имеет весьма различные величины и знаки и часто очень сложно зависит от поля и намагниченности. На рис. 22 приведены кривые продольной магнитострикции поликристаллических образцов железа, никеля и кобальта и сплава 54% Pt, 46% Fe в зависимости от поля. Для железа продольная магнитострикция в слабом магнитном поле имеет положительный знак (тело удлиняется), а в более сильном —

<sup>1)</sup> Четными магнитными эффектами называются явления, которые не изменяют своей величины и знака при изменении направления магнитного поля на прямо противоположное (см. [2]).

<sup>2)</sup> Как показали в последнее время Волков и Зубов [6], соотношение (18) хорошо выполняется также для сплавов никель — марганец.

знак меняется на отрицательный (укорочение). Для никеля при всех значениях поля продольная магнитострикция имеет отрицательный знак. Для кобальта в зависимости от термообработки магнитострикция изменяет не только величину, но и знак. Большинство сплавов в системах Fe—Ni и Fe—Co обладает положительной магнитострикцией. Наибольшие величины магнитострикции имеют некоторые из сплавов, принад-

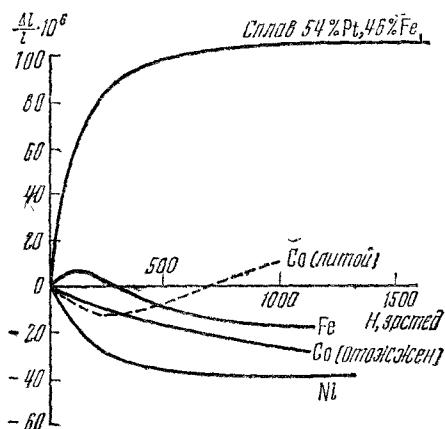


Рис. 22. Магнитострикция никеля, железа, кобальта и сплава 54% Pt, 46% Fe (полукристаллические образцы).

лежащих к системам Fe—Co [6] и Fe—Pt [7]. Так, например, магнитострикция сплава 54% Pt, 46% Fe по величине почти в три раза превышает магнитострикцию никеля (рис. 22). В последнее время установлено, что большой магнитострикцией обладают также некоторые сплавы никеля и железа с палладием [9].

Магнитострикция, как было впервые установлено русским ученым Розингом [10], обнаруживает явление гистерезиса. Последний заключается в том, что при возрастании и уменьшении поля стрикция не следует за полем. Благодаря тому, что магнитострикция принадлежит к числу таких эффектов, величины и знаки которых не изменяются при изменении направления поля на прямо противоположное (четные эффекты),



петля гистерезиса магнитоотрикции получается «четной», тогда как обычная магнитная петля гистерезиса «нечетна». Вид такой петли гистерезиса показан на рис. 23, где приведены по данным Волкова [11] кривые магнитоотрикции за полный цикл изменения магнитного поля для сплава викаллой (38% Fe, 52% Co, 10% V), подвергнутого различной

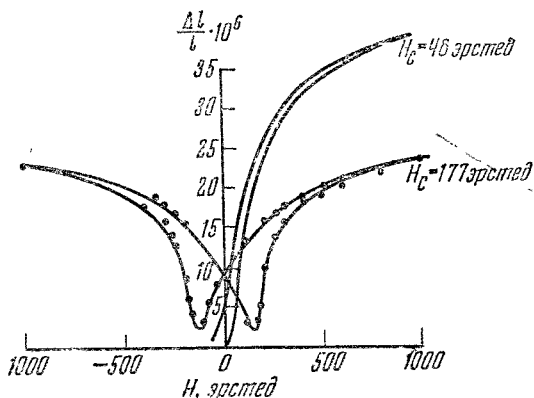


Рис. 23. Петля гистерезиса магнитоотрикции сплава викаллой (38% Fe, 52% Co, 10% V) в зависимости от термообработки.

термической обработке. Петля гистерезиса магнитоотрикции тем шире, чем больше коэрцитивная сила и остаточная намагниченность образца.

«Остаточная» магнитоотрикция  $\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_r$  (на рис. 23 отрезок, отсекаемый на оси ординат) в магнитно-мягких материалах обычно мала, а в магнитно-твердых материалах, наоборот, может достигать значительной величины. На рис. 24 приведена кривая «остаточной» магнитоотрикции сплава викаллой в высококоэрцитивном состоянии, полученная из измерений петель гистерезиса магнитоотрикции при разных магнитных полях (из частных циклов). Видно, что в полях меньше коэрцитивной силы ( $H < H_c$ ) величина  $\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_r$  почти равна

нулю, т. е. ход магнитострикции почти обратим (гистерезиса нет). Далее остаточная магнитострикция резко возрастает и в полях близких к насыщению, стремится к некоторому предельному значению, соответствующему предельной петле гистерезиса.

В предыдущем параграфе мы имели дело с величинами магнитострикции, соответствующими намагниченности насыщения, и рассматривали, как она меняется в зависимости от изменения направления векторов  $I_s$  и  $H$  относительно кристаллических осей.

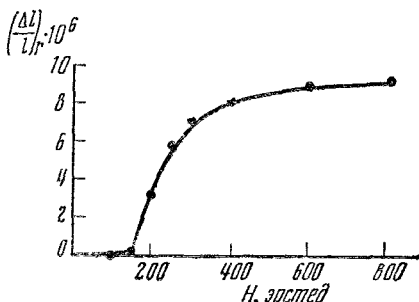


Рис. 24. «Остаточная» магнитострикция сплава викаллоу ( $38\%$  Fe,  $52\%$  Co,  $10\%$  V) при различных магнитных полях (по работе Волкова [11]).

Теперь рассмотрим ферромагнетик, намагниченный до какого-то значения  $I < I_s$ . Если бы характер распределения магнитных моментов  $I_s$  всех областей самопроизвольной намагниченности был нам известен, то, пользуясь законом анизотропии Акулова и методами математического усреднения, можно было бы вычислить величину магнитострикции ферромагнетика, намагниченного до  $I < I_s$ . Однако распределение моментов  $I_s$  областей обычно не известно и может быть определено только в отдельных частных случаях. К последним относятся идеальные монокристаллы, в которых распределение  $I_s$  областей может быть вычислено из геометрических соображений, а также поликристаллы, подвергнутые сильным упругим напряжениям, создающим, как известно, определенные преимущественные направления для  $I_s$  областей.

В интервале магнитных полей, где имеет место процесс вращения, для изотропных поликристаллических ферромагнетиков характер изменений магнитострикции можно приближенно описать, воспользовавшись соотношением, которое при известных допущениях получается путем усреднения соотношения (14):

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_s (\overline{\cos^2 \alpha} - \overline{\cos^2 \alpha_0}). \quad (19)$$

Здесь  $\lambda = \frac{\Delta l}{l}$  — относительное магнитоэстрикционное удлинение, а  $\lambda_s$  — соответствующее удлинение при  $I = I_s$ ; черточки сверху над косинусами означают средние значения этих величин. Величина  $\overline{\cos^2 \alpha_0}$  характеризует начальное (до намагничивания) распределение  $I_s$  областей;  $\alpha_0$  — угол между направлением одного из векторов  $I_s$  области и осью образца — проволоки — до намагничивания (рис. 25);  $\overline{\cos^2 \alpha}$  характеризует распределение  $I_s$  областей, соответствующее некоторой намагниченности  $I < I_s$ , возникшей при наложении поля  $H$ ;  $\alpha$  — угол между  $I_s$  области и направлением  $H$  (или осью проволоки).

Рассчитаем с помощью формулы (19) ход кривой магнитоэстрикции упруго-деформированных поликристаллических ферромагнетиков. Если перед намагничиванием на ферромагнетик наложить сильное упругое напряжение, то в зависимости от характера возникшей деформации (растяжение, сжатие, кручение) в нем произойдет вполне определенное перераспределение векторов  $I_s$  областей. При этом в каждом конкретном случае возможно оценить величину  $\overline{\cos^2 \alpha_0}$ . Так, при сильном растяжении никелевой проволоки векторы  $I_s$  областей «разместятся» в плоскости, перпендикулярной к оси проволоки, т. е.  $\overline{\cos^2 \alpha} \rightarrow 0$ . Учитывая, что  $\overline{\cos \alpha} = \frac{I}{I_s}$  (см. рис. 25) и полагая  $\overline{\cos^2 \alpha} \approx (\overline{\cos \alpha})^2$ , из (19) получим:

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_s \frac{I^2}{I_s^2}. \quad (20)$$

Эта формула, во-первых, показывает, что магнитоэстрикция упруго растянутого никеля квадратично зависит от намагниченности, а во-вторых, величина ее в сильно растянутом образце при насыщении ( $\frac{I}{I_s} = 1$ ) на 50% больше, чем в нерастянутом. Как видно из рис. 26, оба эти вывода полностью

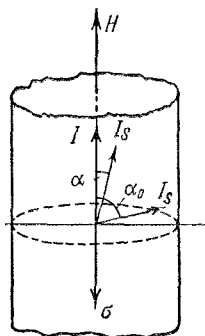


Рис. 25. Схема, иллюстрирующая формулу (19).

подтверждаются измерениями на поликристаллическом никеле [12].

В случае деформации одностороннего сжатия для никеля, очевидно,  $\cos^2 \alpha_0 \rightarrow 1$ , и, следовательно, при насыщении, когда  $\cos^2 \alpha \rightarrow 1$ , из формулы (19) следует, что  $\lambda \rightarrow 0$ . На рис. 27 приведены кривые магнитострикции образца никеля, подвергнутого сжатию. Как видим, в согласии с качественными выводами из соотношения (19) здесь магнитострикция

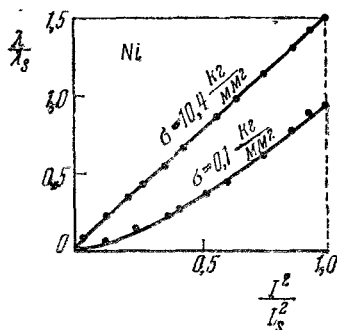


Рис. 26. Влияние сильных упругих растяжений на магнитострикцию никеля.

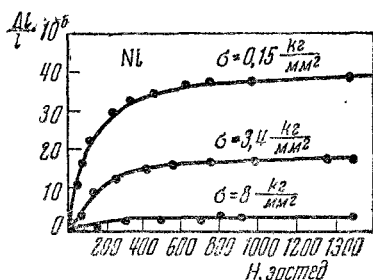


Рис. 27. Влияние одностороннего сжатия на магнитострикцию никеля.

имеет тенденцию обратиться в нуль. Аналогичный результат мы будем иметь при измерениях магнитострикции сплава 47% Ni, 53% Fe при растяжении [13]. Этот сплав в отличие от никеля имеет положительную магнитострикцию и для него при сильном растяжении величина  $\cos^2 \alpha_0 \rightarrow 1$ ; следовательно, он должен давать уменьшение магнитострикции (рис. 28), как и никель, при сжатии. В общем случае учет величин  $\cos^2 \alpha_0$  и  $\cos^2 \alpha$  представляет большие трудности, поэтому определение  $\lambda$ , соответствующее определенному значению  $I$ , не так просто, как это мы имели в выше разобранных примерах.

Трудности состоят в том, что при усреднении необходимо учитывать магнитное взаимодействие между кристаллитами и влияние внутренних упругих напряжений на распределение  $I_s$  областей, что не всегда возможно сделать. Благодаря этому

результаты вычислений получаются крайне приближенными. Тем не менее проведение усреднения формулы (14) важно в том отношении, что результаты его дают возможность хотя бы качественно объяснить ход кривых магнитострикции поликристаллических образцов.

В области, близкой к техническому насыщению, где  $I_s$  областей составляют маленькие углы с направлением поля, можно

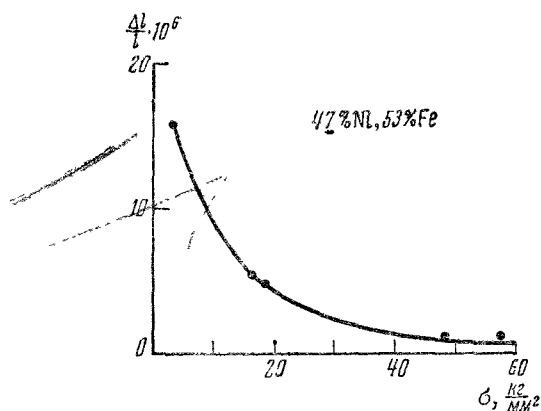


Рис. 28. Влияние сильного растяжения на магнитострикцию сплава 47% Ni, 53% Fe.

считать, что магнитные моменты кристаллитов поворачиваются к направлению поля независимо друг от друга (не взаимодействуя). Дьяков [14] путем простого математического усреднения соотношения (14) для изотропного материала, у которого  $a_1 \approx a_2$ , для этой области нашел:

$$\bar{\lambda} = \lambda_s \left( 1 - \frac{32}{35} \frac{K_1^2}{I_s^2} \frac{1}{H^2} \right), \quad (21)$$

где  $K_1$  — константа кристаллографической магнитной анизотропии.

Еще большие трудности представляет нахождение зависимости  $\lambda$  от  $I$  в монокристаллах и поликристаллах в области смещения, где влияние внутренних напряжений и магнитного

взаимодействия между кристаллитами сказывается значительно сильнее, чем при вращении. Здесь, так же как и в случае вращения, отыскание зависимости  $\lambda$  от  $I$  возможно только для отдельных частных случаев. Так, Гейзенберг [15] нашел формулы для зависимости  $\lambda$  от  $H$  кристалла железа, которые он вывел путем простого применения статистических методов к вычислению распределения  $I_s$  областей по кристаллическим осям. При этом он совершенно не принимал во внимание энергетических различий в положении векторов  $I_s$  в кристалле («геометрическая статистика»).

Акулов и Кондорский [16] также воспользовались статистическим методом для нахождения зависимости  $\lambda$  от  $I$  в области смещения, однако более обоснованно, а именно, помимо геометрического фактора (пространственное распределение осей легкого намагничивания в кристалле), они учли энергию магнитной анизотропии («энергетическая» статистика). Разработанная ими теория позволила дать качественное и в ряде случаев количественное объяснение целой группе магнито-стрикционных явлений, протекающих в области смещения, не только в монокристаллах, но и в поликристаллических образцах. В частности, для зависимости  $\lambda$  от  $I$  для поликристаллического никеля было найдено:

$$\lambda = \frac{3}{5} \lambda_{[111]} \frac{I^2}{I_s^2}, \quad (22)$$

где  $\lambda_{[111]}$  — магнито-стрикция насыщения в монокристалле никеля в направлении [111]. На рис. 29 приведены кривые магнито-стрикции никеля в функции квадрата намагниченности по данным Джиренчина [17]. Видно, что в области слабых полей, где протекает процесс смещения (до излома на кривых), действительно имеет место квадратичная зависимость  $\lambda$  от  $I$ , так же как и для области вращения (выше излома на кривой).

Как мы уже отмечали, магнито-стрикция относится к классу четных эффектов. Поэтому смещения границ между областями, в которых  $I_s$  направлены антипараллельно, не должны приводить к стрикционным изменениям размеров тела. Последние могут произойти лишь при смещении границ между областями, если угол между их магнитными моментами отли-

чен от  $180^\circ$ . Этот факт представляет интерес, ибо, сравнивая кривые намагниченности и магнитострикции в области слабых полей, мы имеем возможность получать сведения о характере процесса смещения в ферромагнетиках [18].

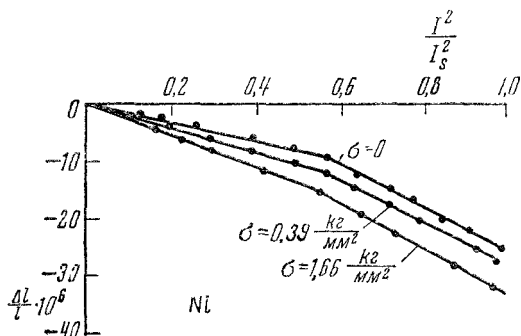


Рис. 29. Магнитострикция никеля в функции квадрата намагниченности в области смещения и вращения.

При экспериментальном исследовании линейной магнитострикции необходимо всегда исходить из действительного размагниченного состояния исследуемого образца, когда векторы  $I_s$  областей распределены равно-

вероятно по всем направлениям ферромагнетика. Однако во многих случаях, как показывает опыт, распределение  $I_s$  областей в размагниченном состоянии далеко отступает от равновероятного (хотя суммарный магнитный момент образца и здесь равен нулю). Сказанное становится понятным из рассмотрения рис. 30, где схематически показаны два возможных размагниченных состояния ферромагнитного тела; одно осуществлено в нормальных условиях, поэтому имеем здесь хаотическое распределение  $I_s$  областей, а второе в «ненормальных» условиях (например, в присутствии

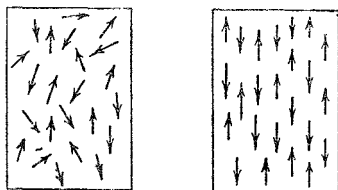


Рис. 30. «Нормальное» и «ненормальное» размагничение.

ферромагнитного тела; одно осуществлено в нормальных условиях, поэтому имеем здесь хаотическое распределение  $I_s$  областей, а второе в «ненормальных» условиях (например, в присутствии

упругих растягивающих или сжимающих образец напряжений). В последнем случае возникает некоторая упорядоченность в распределении  $I_s$ , которая получила название магнитной «текстуры». Влияние магнитной текстуры на магнитострикцию было подробно исследовано Шуром [19]. На рис. 31 показан ход кривых магнитострикции никеля, измеренных при нормальном размагничивании и размагничивании в присутствии слабых растягивающих напряжений. Мы видим, что магнитная текстура весьма сильно сказывается на величине магнитострикции.

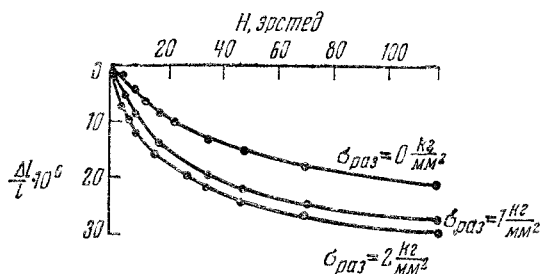


Рис. 31. Влияние магнитной текстуры на магнитострикцию никеля. Текстура создана размагничиванием образца под нагрузкой.

$\sigma_{раз}$  — нагрузка, при которой размагничивался образец.

Используемые на практике приемы размагничивания образцов часто не гарантируют нам получение полной неупорядоченности распределения  $I_s$  областей. Дело в том, что магнитная текстура в ферромагнетике может возникнуть, если на образец в процессе размагничивания действуют даже весьма малые внутренние или внешние механические напряжения, посторонние магнитные поля (например, земное) и даже собственное размагничивающее поле. Эти факторы создают некоторые предпочтительные направления в ферромагнетике, которые и стараются занять магнитные моменты областей в процессе размагничивания. Наличие магнитной «текстуры» приводит к большому разбросу в результатах измерений линейной магнитострикции для одного и того же материала. Так, например, опубликованные в литературе значения магнитострикции насыщения  $\lambda_s$  для никеля колеблются в пределах от  $-22 \cdot 10^{-6}$  до  $-46 \cdot 10^{-6}$ .



#### § 4. Объемная магнитострикция в области технического намагничения

В области технического намагничения в ферромагнитном теле в общем случае, помимо линейной, возникает также объемная магнитострикция. Дело в том, что, хотя изменения длины в направлении магнитного поля и сопровождаются обратными по знаку изменениями поперечного сечения ферромагнитного образца, но они полностью не компенсируют друг друга, в результате чего ферромагнетик получает некоторое приращение объема. В большинстве случаев эти изменения объема весьма малы по величине и при рассмотрении магнитострикционных деформаций в области технического намагничения ими пренебрегают (например, в случае никеля).

Объемная магнитострикция в области технического намагничения возникает за счет следующих двух причин.

а) *Влияние размагничивающего действия концов ферромагнитного тела на его объем.* Это влияние состоит в том, что внешнее магнитное поле, воздействуя на наведенные магнитные полюсы тела, вызывает в нем упругие натяжения. Тело стремится занять состояние, которое соответствует минимуму размагничивающего фактора, поскольку такое состояние в энергетическом отношении будет более устойчиво, а это приводит в результате к изменению его объема. Эта магнитострикция не связана с атомной структурой ферромагнетика и поэтому не представляет особого интереса для теории ферромагнетизма. Она может быть подсчитана с помощью так называемого тензора натяжений Максвелла, рассматриваемого в обычной электродинамике. Для образцов в виде эллипсоидов объемная магнитострикция, вызванная взаимодействием магнитных зарядов, легко вычисляется, если известен размагничивающий фактор. В образцах с ничтожным размагничивающим фактором она равна нулю.

б) *Изменение объема, возникающее при повороте вектора намагниченности  $I_s$  в кристаллической решетке.* Эта объемная магнитострикция обусловлена теми же силами магнитного взаимодействия в ферромагнитной решетке, что и линейная магнитострикция. Симоненко [20] вычислил ее путем учета

дополнительных членов четвертого порядка в законе анизотропии [в формуле (14)]. Объемной магнитострикции за счет ориентации  $I_s$  соответствует термодинамически обратный эффект — изменение магнитной кристаллографической анизотропии кристалла при всестороннем сжатии или расширении [3].

Что касается опытных исследований объемной магнитострикции в области технического намагничивания, то вследствие малости эффекта и связанных с этим затруднений в экспериментировании ей было посвящено значительно меньше работ, чем изучению линейной магнитострикции. Имеющиеся

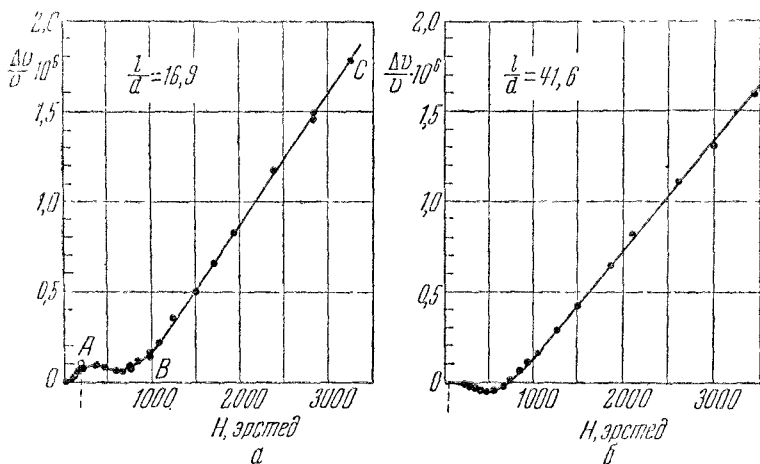


Рис. 32. Объемная магнитострикция в области технического намагничивания железных эллипсоидов с различным отношением длины большой оси к малой.

$$а) \frac{l}{a} = 16,9, \quad б) \frac{l}{a} = 41,6.$$

в литературе результаты весьма немногочисленны и противоречивы. Наиболее надежные измерения принадлежат Корнецкому [21]. На рис. 32, а показаны результаты его исследований зависимости объемной магнитострикции от поля для железного эллипсоида с отношением осей  $\frac{l}{a} = 16,9$ . Беккер

расшифровал этот сложный ход кривой объемной магнитострикции и показал, что здесь имеют место три эффекта (см. [3]).

1) Начальная часть кривой — отрезок  $OA$  представляет объемную магнитострикцию, вызванную размагничивающим фактором.

2) Отрезок  $AB$  — объемный эффект за счет вращения вектора  $I_s$ .

3) Начиная с поля  $H > H_s$ , имеет место объемный эффект (отрезок  $BC$ ) за счет парапроцесса (см. ниже § 5).

На рис. 32, б приведена кривая объемной магнитострикции для эллипсоида с отношением осей 41,6. Благодаря значительно меньшему влиянию размагничивающего фактора участок кривой  $OA$  здесь исчезает и остается только объемная магнитострикция за счет вращения  $I_s$  и парапроцесса. Измерения показали, что как для никеля, так и для железа объемная магнитострикция за счет вращения  $I_s$  отрицательна [21].

## § 5. Магнитострикция в области парапроцесса

До сих пор мы имели дело с магнитострикцией, сопутствующей процессам смещения и вращения. Эта магнитострикция проявляется в основном в изменении формы тела и в очень малом изменении объема. При достижении технического насыщения, когда процессы смещения и вращения заканчиваются, она достигает своего насыщения. При дальнейшем возрастании магнитного поля ( $H > H_s$ ) начинается парапроцесс. Парапроцесс тоже сопровождается магнитострикцией, носящей, однако, чисто объемный характер.

Если магнитострикция в области смещения и вращения по природе своей связана с изменением магнитного взаимодействия в кристаллической решетке, то магнитострикция парапроцесса связана с изменением обменной энергии в ферромагнетике и является чисто квантовомеханическим эффектом. В сущности говоря, она представляет термодинамическое следствие того, что обменная энергия зависит от межатомного расстояния. Поэтому на основании результатов исследования магнитострикции парапроцесса возможно делать заключения о зависимости обменного взаимодействия от межатомных расстояний в различных металлах и сплавах.

Магнитострикция в области парапроцесса значительно менее изучена, чем в области смещения и вращения, что объясняется в значительной степени трудностями ее исследования. Трудности измерения магнитострикции парапроцесса состоят в следующем:

1) Во избежание наложения магнитострикции, возникающей за счет вращения, все измерения стрикции парапроцесса приходится проводить в сильных магнитных полях или вблизи точки Кюри.

2) Результаты измерения магнитострикции парапроцесса могут сильно искажаться термическим расширением образца, вызываемого магнетокалорическим эффектом (см. ниже § 9).

Особенно сильно искажает результаты измерений магнитострикции парапроцесса последний фактор. Достаточно указать, что в опытах Доринга [22] с никелем термическое расширение от магнетокалорического эффекта вблизи точки Кюри в 7—8 раз превышало магнитострикцию парапроцесса. Однако этот фактор не имеет большого значения для ферромагнетиков, обнаруживающих большую стрикцию парапроцесса.

Экспериментальные исследования показали, что

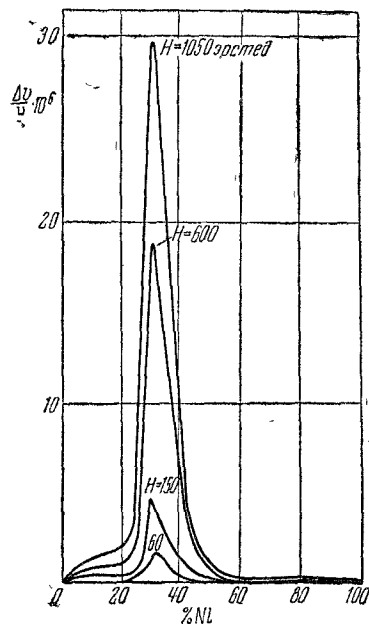


Рис. 33. Объемная магнитострикция за счет парапроцесса в сплавах железо — никель.

в большинстве ферромагнетиков магнитострикция парапроцесса весьма мала и только в отдельных группах сплавов она достигает значительной величины.

На рис. 33 приведены данные измерений объемной магнитострикции в области парапроцесса в сплавах железо —

никель [23]. Сплавы с содержанием 30—45% Ni, принадлежащие к так называемой инварной группе <sup>1)</sup>, имеют весьма

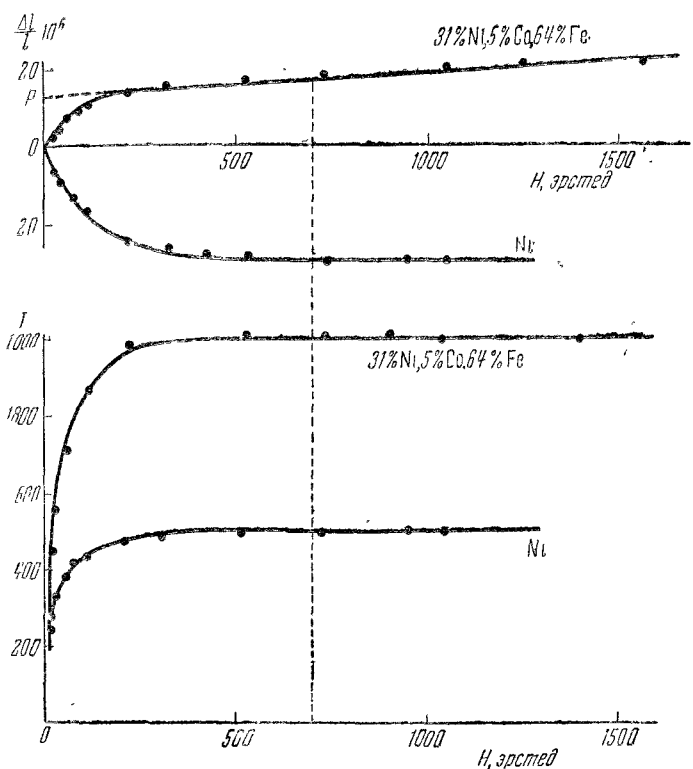


Рис. 34. Кривые магнитоэлектричества и намагниченности сплава 31% Ni, 5% Co, 64% Fe и чистого никеля.

большую объемную магнитоэлектричество, тогда как в других сплавах этой системы она очень мала.

<sup>1)</sup> К сплавам инварной группы обычно относят сплавы, обладающие большими аномалиями в тепловом расширении, природа которых связана ферромагнетизмом (подробнее см. в гл. IV).

Объемная магнитострикция, сопутствующая парапроцесс может быть обнаружена также при снятии обычных крив линейной магнитострикции ферромагнетиков. На рис. 34 в качестве примера дана кривая продольной магнитострикции сплава 31% Ni, 5% Co, 64% Fe, принадлежащего к инвариной группе сплавов железо — кобальт — никель. Там же приведена кривая намагниченности этого сплава. В то время как последняя показывает почти полное насыщение уже в поле 300—500 эрстед, магнитострикция продолжает расти с полем линейно, не обнаруживая насыщения и в поле 1500 эрстед. Это линейное возрастание магнитострикции в полях выше технического насыщения связано с парапроцессом. Последний мало сказывается на ходе кривой намагниченности в сильных полях, однако вызывает ощутительные изменения размеров образца, которые в инвариных сплавах сравнимы по величине с магнитострикционными деформациями, возникающими за счет смещения и вращения. В никеле магнитострикция парапроцесса весьма мала и на кривой  $\frac{\Delta l}{l}(H)$  она не обнаруживается (см. рис. 34).

Экстраполируя на рис. 34 прямолинейный участок кривой магнитострикции в сильных полях к  $H=0$ , мы можем отделить магнитострикцию парапроцесса от магнитострикции, обусловленной смещением и вращением. Величина последней (отрезок  $OP$  на оси ординат), как мы видели ранее, зависит от распределения направлений моментов областей, в то время как стрикция парапроцесса от такового не зависит. Так как магнитострикция парапроцесса есть объемная деформация, однородная по всем направлениям, то изменение линейных размеров в каком-либо направлении образца равно

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{3} \frac{\Delta v}{v}. \quad (23)$$

Из (23) следует также, что

$$\frac{d\left(\frac{\Delta l}{l}\right)}{dH} = \frac{1}{3} \frac{d\left(\frac{\Delta v}{v}\right)}{dH},$$

т. е. наклон прямолинейного участка в сильных полях на кривой  $\frac{\Delta l}{l}(H)$  должен быть втрое меньше, чем на кривой  $\frac{\Delta v}{v}(H)$ .

На рис. 35 приведены (по данным Корнецкого [21]) кривые  $\frac{\Delta l}{l} (H)$  и  $\frac{1}{3} \frac{\Delta v}{v} (H)$  для железа. Измеренные значения  $\frac{\Delta l}{l}$  и  $\frac{1}{3} \frac{\Delta v}{v}$  нанесены в одинаковом масштабе. В полях выше

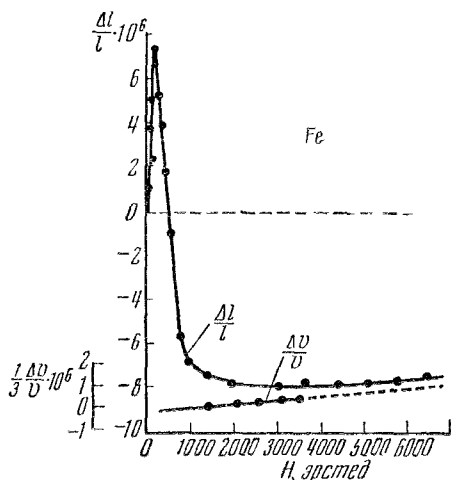


Рис. 35. Объемная и линейная магнитострикция железа.

3000 эрстед, где имеет место стрикция за счет парапроцесса, величина  $\frac{\Delta l}{l}$  в пределах точности измерений совпадает с величиной  $\frac{1}{3} \frac{\Delta v}{v}$ .

На рис. 36 приводятся кривые магнитострикции, измеренные на дисках сплавов 36% Ni, 64% Fe и 30% Ni, 70% Fe вдоль, поперек и под углом  $45^\circ$  к направлению поля [24]. Эти измерения также хорошо иллюстрируют объемный характер магнитострикции парапроцесса. В полях выше технического насыщения стрикция во всех направлениях растет линейно с полем, при этом, как видно, наклоны прямолинейных участков одни и те же; это указывает на то, что в области парапроцесса мы имеем дело с магнитострикцией, во

всех направлениях одинаковой как по знаку, так и по величине. Иными словами, она здесь носит объемный характер, в то время как в более слабых полях (в области смещения и вращения) стрикции по разным направлениям имеют не только

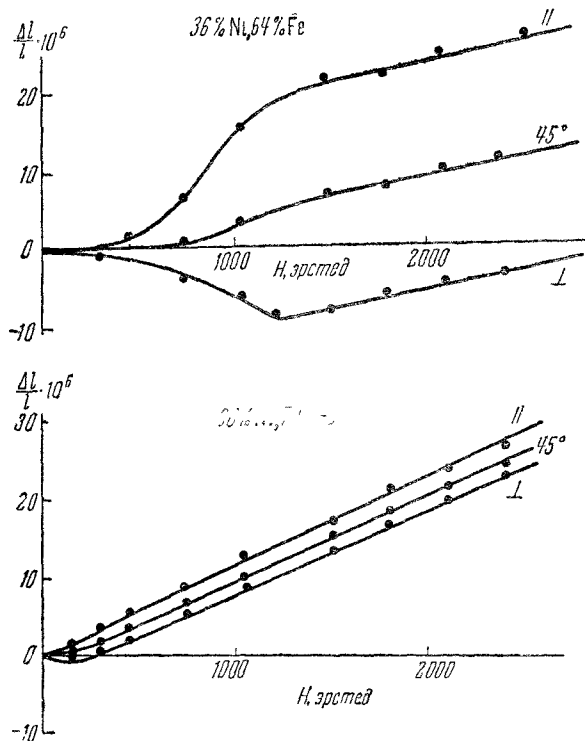


Рис. 36. Магнитострикции сплавов 36% Ni, 64% Fe и 30% Ni, 70% Fe, измеренные на дисках вдоль, поперек и под углом 45° к направлению поля [17].

различные величины, но и знаки. Как видно, в сплаве 30% Ni, 70% Fe стрикция за счет смещения и вращения очень мала, в то время как за счет парапроцесса — весьма велика.

Из кривых рис. 35 и 36 следует, что при исследовании магнитострикции парапроцесса более трудная задача — изме-



рение объемной магнитострикции — может быть заменена значительно менее трудными измерениями — линейной магнитострикции. С экспериментальной точки зрения это ценно, особенно в исследованиях при высоких температурах, ибо применение дилатометров с жидкостью, обычно используемых для изучения

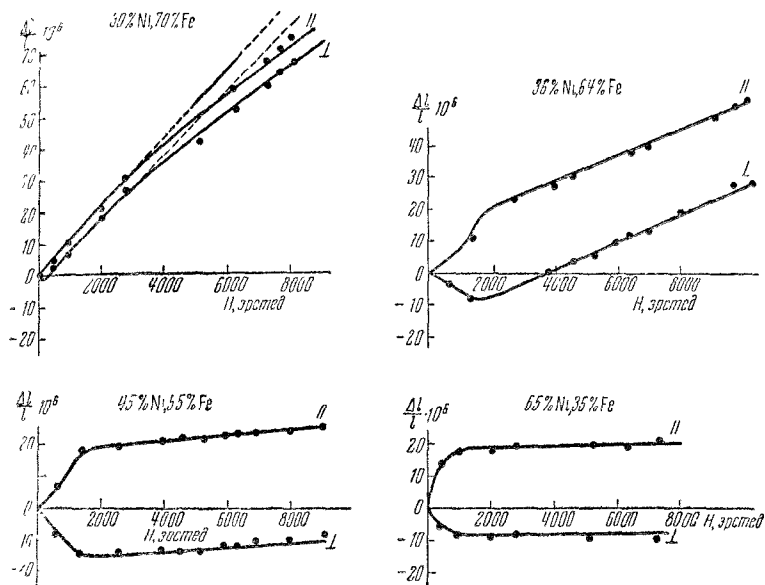


Рис. 37. Поперечная и продольная магнитострикция в сплавах железо — никель в сильных полях.

объемной магнитострикции, возможно только при комнатных температурах.

Как мы уже отмечали, в области парапроцесса магнитострикция растет линейно с полем. Эта линейная зависимость, однако, должна нарушаться в очень сильных полях, ибо интенсивность парапроцесса с увеличением поля уменьшается вследствие того, что  $I_8$  все более и более приближается к абсолютному насыщению  $I_0$ . На рис. 37 приведены результаты измерений продольной и поперечной магнитострикций для некоторых сплавов системы железо — никель в полях до

10 000 эрстед. Для сплава 30% Ni, 70% Fe обнаруживает искривление прямой в сторону приближения к насыщению. Для других сплавов поле 10 000 эрстед еще недостаточно чтобы вызвать нарушение прямолинейного хода кривых стрижки в области парапроцесса.

Возникает вопрос: почему одни ферромагнетики обладают большой магнитострикцией парапроцесса, а другие — малой. Ранее делались предположения [2, 3, 25], что весьма большая магнитострикция парапроцесса в сплавах железо—никель с содержанием 30%—45% Ni обязана тому, что они имеют

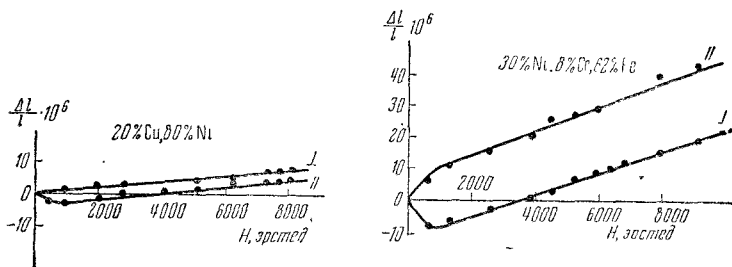


Рис. 38. Магнитострикция сплавов 20% Cu, 80% Ni ( $\theta \approx 180^\circ \text{C}$ ) и 30% Ni, 8% Co, 62% Fe ( $\theta \approx 270^\circ \text{C}$ ) в сильных полях.

точки Кюри, близкие к комнатным температурам. Поэтому поведение их намагничивания и всех сопутствующих физических свойств здесь таково, как и в самой точке Кюри, где парапроцесс весьма велик. Однако этому противоречит то обстоятельство, что ряд других сплавов, имеющих точки Кюри, близкие к комнатным температурам, тем не менее обнаруживает сравнительно небольшую магнитострикцию парапроцесса. В качестве примера на рис. 38 приведены кривые поперечной и продольной магнитострикции для сплава 20% Cu, 80% Ni. Там же для сравнения даны кривые одного из инварных сплавов — 30% Ni, 8% Co, 62% Fe. Несмотря на то, что точка Кюри первого сплава ( $\theta \approx 180^\circ$ ) почти на  $100^\circ$  лежит ниже, чем у указанного инварного ( $\theta \approx 260\text{—}270^\circ$ ), магнитострикция парапроцесса у него значительно меньше. Для подкрепления сказанного отметим, что ряд железо-никелевых сплавов с содержанием 40—45% Ni имеют точки

Кюри более высокие, чем у никеля; между тем они обнаруживают большую стрикцию парапроцесса, тогда как последний — ничтожную. Отсюда следует, что наличие большой магнитострикции парапроцесса в инварных сплавах обязано не только низкому положению точек Кюри, но и другим их особенностям.

Из самых общих термодинамических соображений вытекает, что стрикция парапроцесса связана с величиной, характеризующей зависимость результирующего обменного интеграла (см. гл. I) от межатомного расстояния в данном ферромагнетике. Это можно показать следующим образом. Пусть наш ферромагнетик находится вблизи точки Кюри; тогда в первом приближении можно положить, что  $I_s$  есть функция  $\frac{T}{\theta}$  [25]. Вычислим величину  $\frac{\partial I_s}{\partial P}$  — изменение самопроизвольной намагниченности от давления, которая термодинамически связана с коэффициентом объемной магнитострикции парапроцесса  $-\frac{\partial w}{\partial H}$  через соотношение  $\frac{\partial I_s}{\partial P} = -\frac{\partial w}{\partial H}$  (см. гл. III). Для этого представим величину  $\frac{\partial I_s}{\partial P}$  в виде

$$\frac{\partial I_s}{\partial P} = \frac{\partial I_s}{\partial \left(\frac{T}{\theta}\right)} \cdot \frac{\partial \left(\frac{T}{\theta}\right)}{\partial P},$$

откуда следует:

$$\frac{\partial w}{\partial H} = \frac{T}{\theta} \left(\frac{\partial I_s}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial \theta}{\partial P}\right)_T.$$

Заменяя здесь  $\theta = \frac{z}{2k} \bar{A}$  (где  $\bar{A}$  — результирующий обменный интеграл,  $z$  — координационное число,  $k$  — постоянная Больцмана) и  $\partial P = -\chi \partial w$  ( $\chi$  — модуль всестороннего сжатия), получаем:

$$\frac{\partial w}{\partial H} = -\frac{T}{\chi} \frac{1}{\bar{A}} \frac{\partial \bar{A}}{\partial w} \frac{\partial I_s}{\partial T}. \quad (24)$$

Итак, мы видим, что магнитострикция парапроцесса зависит от двух величин:  $\frac{\partial I_s}{\partial T}$  и  $\frac{1}{\bar{A}} \frac{\partial \bar{A}}{\partial w}$ . Опыты [24] по изменению магнитострикции парапроцесса в различных сплавах,

имеющих различные точки Кюри, установили, что большие значения  $\frac{\partial w}{\partial H}$  связаны не столько с величиной  $\frac{\partial I_s}{\partial T}$ , сколько с  $\frac{1}{A} \frac{\partial \bar{A}}{\partial w}$ . Иными словами, высокая магнитострикция парапро-

цесса должна иметь место в тех ферромагнетиках, которые имеют резкую зависимость результирующего обменного интеграла от объема или, иными словами, от межатомных расстояний.

Что касается величины  $\frac{\partial I_s}{\partial T}$ , то она должна обуславливать только температурную зависимость  $\frac{\partial w}{\partial H}$ . При приближении к точке Кюри величина  $\frac{\partial I_s}{\partial T}$  растет, что приводит согласно (24) к увеличению  $\frac{\partial w}{\partial H}$ . При этом «крутизна» обменного интеграла, определяемая величиной  $\frac{1}{A} \frac{\partial \bar{A}}{\partial w}$ , при нагревании практически остается неизменной.

В заключение этого параграфа укажем, что большие величины  $\frac{1}{A} \frac{\partial \bar{A}}{\partial w}$ , а следовательно, и магнитострикции парапроцесса обнаруживают отдельные группы сплавов в системах: Fe—Ni, Fe—Ni—Co, Fe—Ni—Cr, Fe—Co—Cr и Fe—Pt, которые одновременно обладают инвариными свойствами<sup>1)</sup>. Эти сплавы, как показывают наблюдения, имеют  $\gamma$ -решетку и всегда расположены на диаграммах состояний вблизи границ  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ -превращения, протекающего с большим гистерезисом [26] (необратимое превращение). Наличие гистерезиса в данном случае весьма существенно, ибо в системах, имеющих  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ -превращение без гистерезиса, большой магнитострикции парапроцесса не наблюдается. Последнее подтверждается измерениями сплавов железо—кобальт с содержанием 70—80% Co. Превращение  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  в этой системе происходит при концентрации 78—79% Co с малым гистерезисом. На рис. 39 приведены измеренные автором кривые магнитострикции сплавов 75% Co, 25% Fe и 80% Co, 20% Fe, лежащих по разные стороны от границы  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ . В сильных

<sup>1)</sup> Подробнее см. гл. IV.

полях наклон кривых почти незаметен, т. е. оба сплава обнаруживают ничтожную стрикцию парапроцесса.

Из всего сказанного следует, что структура двойных сплавов железо — никель и железо — платина, а также тройных железо — никель — кобальт и железо — никель — хром, имеющих  $\gamma$ -решетку и расположенных вблизи границ необратимого

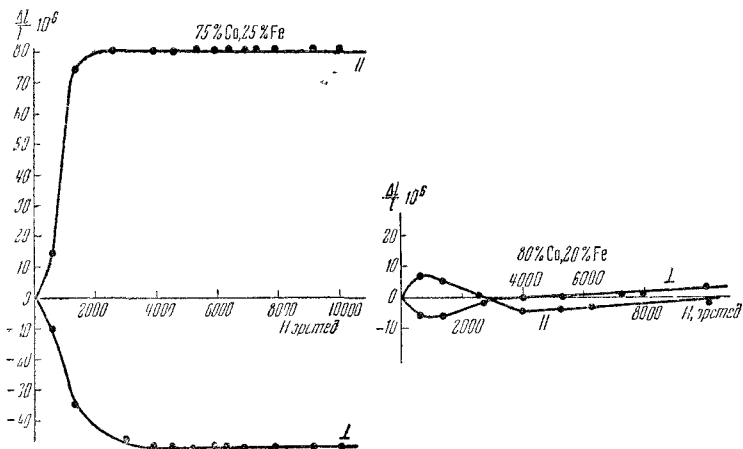


Рис. 39. Магнитострикция сплавов 75% Co, 25% Fe и 80% Co, 20% Fe, лежащих по разные стороны от границ превращения  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ .

$\alpha \rightleftharpoons \gamma$ -превращения, такова, что в них результирующий обменный интеграл в функции межатомного расстояния имеет очень крутой ход.

### § 6. Зависимость магнитострикции от температуры

Необходимо различать температурную зависимость линейной магнитострикции (обусловленной процессами смещения и вращения) и температурную зависимость стрикции парапроцесса. Первая стрикция с возрастанием температуры обычно уменьшается по величине, тогда как вторая, наоборот, растет, достигая максимума в точке Кюри. Рассмотрим

сначала вторую стрижку. На рис. 40 представлена серия кривых магнитострикции сплава 36% Ni, 64% Fe, снятых при различных температурах [27]. Как видно, с повышением температуры начальная часть кривой, соответствующая магнитострикции смещения и вращения, «съедается», и доминирующую роль приобретает магнитострикция парапроцесса. Наклон прямолинейного участка (область парапроцесса) при приближении к точке Кюри все более и более возрастает, однако при переходе последней — уменьшается. При этом

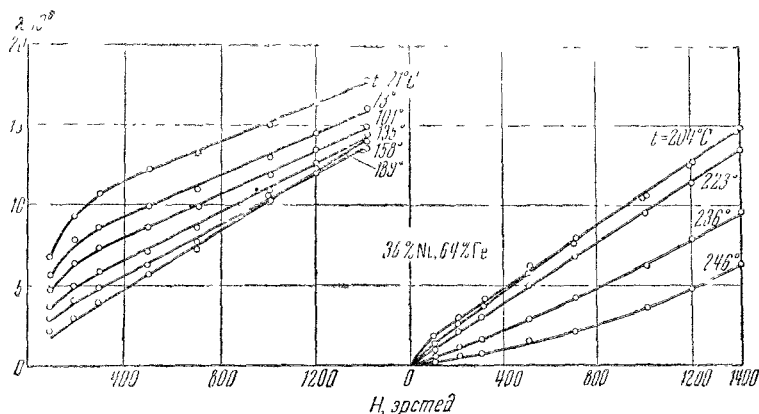


Рис. 40. Кривые температурной зависимости магнитострикции сплава 36% Ni, 64% Fe.

ход кривой выше точки Кюри приобретает параболический характер. На рис. 41 показаны величины указанных наклонов  $\frac{\partial \lambda_n}{\partial H}$  в функции температуры для трех железо — никелевых сплавов. В согласии со сказанным видим, что в районе точки Кюри величина  $\frac{\partial \lambda_n}{\partial H}$  достигает максимума, а затем резко падает.

Изменения, происходящие в характере кривых магнитострикции парапроцесса в зависимости от поля с повышением температуры, могут быть поняты, исходя из соотношений, данных Акуловым [2]. Влияние парапроцесса на магнитострик-

цию им было учтено в законе анизотропии (14) зависимостью аддитивного параметра  $a_0$  от поля  $H$ . В соответствии с этим закон анизотропии приобретает вид

$$\lambda = (a_0)_H - (a_0)_{H=0} + a_1 \sum_{i=1, 2, 3} \left( s_i^2 \rho_i^2 - \frac{1}{3} \right) + a_2 \sum_{j \neq i} s_i s_j \beta_i \beta_j, \quad (25)$$

где  $a_0$  согласно Акулову [2] квадратично зависит от  $I_s$ :

$$a_0 = \frac{1}{2} a I_s^2, \quad (26)$$

а константы магнитострикции  $a_1$  и  $a_2$  зависят от температуры:

$$a_k = a_{k_0} \left( 1 - \frac{T}{\theta} \right) \quad (k = 1, 2). \quad (27)$$

В формулах (26) и (27)  $a$  и  $a_{k_0}$  — численные коэффициенты, не зависящие от температуры. Если  $a_1$  и  $a_2$  малы, что имеет

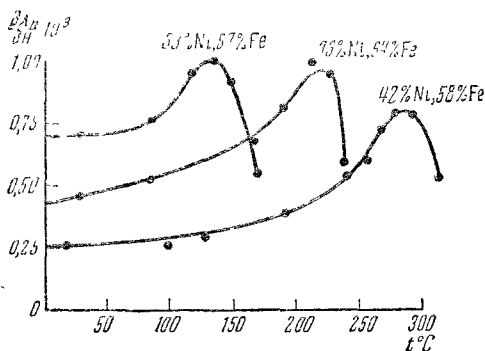


Рис. 41. Зависимость  $\frac{\partial \lambda_n}{\partial H}$  от температуры для инварных железо-никельевых сплавов.

место вблизи точки Кюри ( $T \rightarrow \theta$ ), то магнитострикционный эффект ферромагнетика будет определяться почти всецело

парапроцессом:

$$\lambda_n = \frac{1}{2} a [(I_s^2)_H - (I_s^2)_{H=0}]. \quad (27a)$$

Отсюда следует, что магнитострикция в области парапроцесса, прежде всего, должна линейно зависеть от  $I_s^2$ .

На рис. 42 приведена кривая магнитострикции для сплава 32% Ni, 68% Fe (обладающего при комнатных температурах большим парапроцессом) в функции  $I_s^2$ . В области полей  $H > H_s$  магнитострикция линейно изменяется с  $I_s^2$ , что

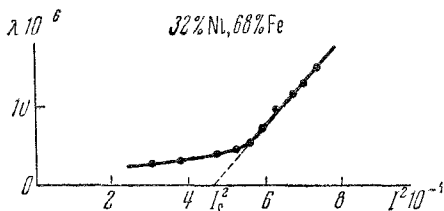


Рис. 42. Зависимость магнитострикции сплава 32% Ni, 68% Fe от квадрата намагниченности.

находится в согласии с выводами теории. Излом на кривой соответствует переходу от технического намагничения к парапроцессу.

Рассматривая (27a) как малое приращение, можно написать:

$$\lambda_n = a \chi_n I_s H, \quad (28)$$

где  $\chi_n = \frac{dI_s}{dH}$  — восприимчивость парапроцесса. Если  $\chi_n$  и  $I_s$  слабо зависят от  $H$ , что имеет место при температурах, не очень близких к точке Кюри, то  $\lambda_n$  линейно зависит от  $H$ . Это действительно мы имели на опыте (см. рис. 40). При приближении к точке Кюри, где зависимость  $\chi_n$  и  $I_s$  от  $H$  усиливается, и принимая во внимание, что, по Акулову,

$I_s = cH^{\frac{1}{3}}$  [2], имеем:

$$\lambda = bH^{\frac{2}{3}}, \quad (29)$$



где  $b$  и  $c$  — численные постоянные. Зависимость (29) качественно подтверждается характером кривых на рис. 40 для температур в области точки Кюри (189—204°С).

На рис. 43 приведена кривая продольной магнитоэлектрической индукции сплава 30% Ni, 70% Fe. Этот сплав имеет точку Кюри, расположенную в области комнатных температур. Поэтому его поведение как ферромагнетика близко к тому, какое имеет место при  $T \approx \theta$ . Действительно, кривая магнитоэлектрической индукции

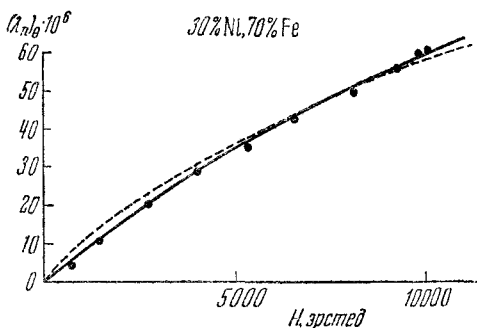


Рис. 43. Продольная магнитоэлектрическая индукция сплава 30% Ni, 70% Fe.

Пунктирная кривая — теоретическая [построена по формуле (29) при  $b = 0,125 \cdot 10^{-6}$ ], сплошная — экспериментальная.

индукции указанного сплава весьма похожа по своему виду на кривую, построенную (при  $b = 0,125 \cdot 10^{-6}$ ) по формуле (29). Следует указать, что количественное сравнение формулы (29) с опытными данными не имеет смысла, поскольку она является очень приближенной.

Выше точки Кюри, когда наступает уже парамагнитное намагничивание, характеризуемое прямолинейным ходом кривой

$$I_s = \chi_n H,$$

где  $\chi_n$  — постоянная, не зависящая от поля; имеем из (28):

$$\lambda_n = b' H^2, \tag{30}$$

где  $b'$  — численная постоянная. Действительно, из рис. 40 можно видеть, что кривые, соответствующие высоким температурам, подтверждают соотношение (30) (см. кривые для температур 236—246°С).

Обратимся теперь к исследованиям температурной зависимости линейной магнитострикции в области смещения и вращения.

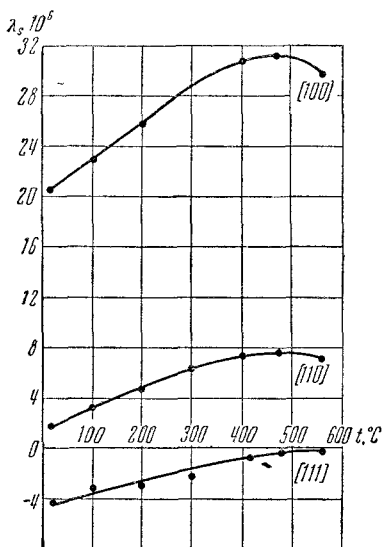


Рис. 44. Температурная зависимость магнитострикции  $\lambda_s$  в кристалле кремнистого железа.

64% Fe дают в первом приближении линейный ход. При этом  $\lambda_s$  с температурой уменьшается. Это находится в согласии с формулой типа (27) для температурной зависимости констант магнитострикции, которая была найдена Акуловым [2]. Она удовлетворительно согласуется с опытными данными для никеля [28] при температурах, не очень близких к 0°К. Квантовомеханические расчеты Вонсовского [4] показали, что зависимость  $\lambda_s(T)$  может иметь и более сложный вид. Она, в частности, указывает на возможность возрастания  $\lambda_s$  с температурой в неко-

нужности. Изучение этой зависимости представляет значительный интерес. Дело в том, что константы магнитострикции  $a_1$  и  $a_2$  в законе анизотропии (14) входят в формулы, которые служат для расчета технического намагничивания; поэтому знание температурной зависимости констант магнитострикции весьма существенно для полного понимания природы технического намагничивания.

Путем экстраполяции прямолинейных участков кривых (на рис. 40) в сильных полях к  $H=0$  мы можем найти зависимость максимальной магнитострикции  $\lambda_s$ , обусловленной смещением и вращением, в функции температуры. Полученные таким способом кривые  $\lambda_s(T)$  для сплава 36% Ni,

торых ферромагнитных кристаллах. На рис. 44 показана зависимость  $\lambda_s(T)$  для монокристалла кремнистого железа, полученная Штуркиным [29];  $\lambda_s$  с температурой во всех направлениях кристалла сначала растет, а затем падает. Это качественно подтверждает выводы теории Вонсовского. Следует указать, что экспериментальное исследование температурной зависимости  $\lambda_s(T)$  представляет весьма большие трудности; необходимо тщательно учитывать влияние магнитострикции парапроцесса и термического расширения, вызываемого магнетокалорическим эффектом, в особенности при приближении к области точки Кюри; в противном случае здесь возможны большие ошибки.

### § 7. Использование измерений магнитострикции при изысканиях и исследованиях магнитных материалов

Всестороннее изучение магнитострикции, в особенности той ее части, которая сопутствует техническому намагничению, играет большую роль при изысканиях магнитных материалов. Эта роль особенно хорошо видна на примере истории исследования проблемы сплавов типа пермаллоя. Уже давно было подмечено, что высокая проницаемость пермаллоя связана с тем, что он обладает малой магнитострикцией. На рис. 45 приведена кривая магнитострикции при техническом насыщении для системы железо — никель. На область «классического» пермаллоя (сплавы с содержанием 78—80% Ni) приходится ничтожная магнитострикция [30]. Этот факт был подтвержден также при исследовании пермаллоидных сплавов железо — никель — медь.

В настоящее время доказано что кроме магнитострикции в пермаллоидных сплавах должна иметь место минимальная константа магнитной анизотропии. Займовский и Селицкий [31], пользуясь этим критерием, провели исследования системы железо — алюминий — кремний и нашли, что максимумы магнитной проницаемости приходятся на составы сплавов, для которых магнитострикция и константа анизотропии имеют минимальные значения. Таким образом, изучение магнитострикции (вместе с константой анизотропии) дает возможность обнаруживать пермаллоидные области в других системах сплавов.

На явлении магнитострикции основана термомагнитная обработка магнитных материалов, имеющая в настоящее время большое промышленное значение. Сущность ее состоит в том, что материал нагревается выше точки Кюри и медленно охлаждается при наложенном на образец магнитном поле (отжиг в магнитном поле). В результате такого отжига максимальная проницаемость, например, пермаллоидных сплавов

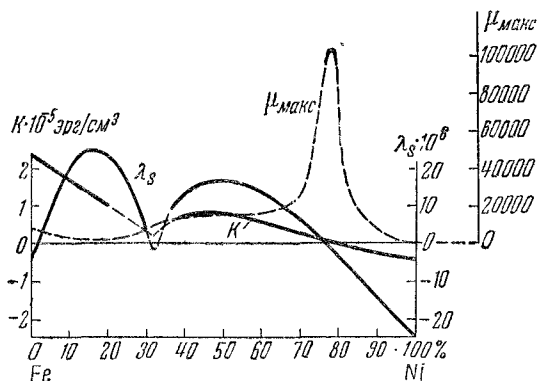


Рис. 45. Кривые магнитострикции  $\lambda_s$ , константы анизотропии  $K_1$  и максимальной проницаемости  $\mu_{\text{макс}}$  в сплавах железо — никель.

железо-никелевой системы весьма сильно возрастает (рис. 46). Согласно Бозорту [32] действие этой обработки объясняется следующим образом. При охлаждении образца ниже точки Кюри в присутствии магнитного поля в нем возникают магнитострикционные напряжения, которые при высоких температурах достаточны, чтобы вызвать пластическую деформацию; последняя приводит к «устойчивой» магнитной «текстуре» (магнитные моменты  $I_s$  областей «закрепляются» в том направлении, в каком действовало поле), в результате чего магнитные свойства улучшаются (проницаемость возрастает). Эта магнитная «текстура» тем ярче выражена, чем больше магнитострикция и чем выше температура Кюри. Последняя необходима для того, чтобы лучше проходила пластическая деформация от магнитострикционных напряжений. Наиболее благоприятные условия для термомагнитной обработки имеются в сплавах

железо — никель с содержанием 65—70% Ni; поэтому отжиг в магнитном поле повышает магнитную проницаемость у этих

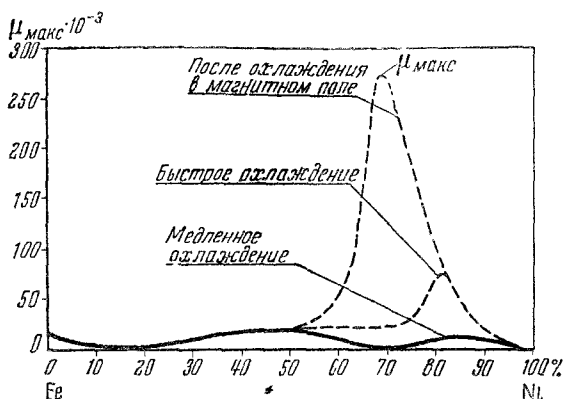


Рис. 46. Влияние термомагнитной обработки на максимальную проницаемость сплавов железо — никель.

сплавов особенно сильно (рис. 46). В последнее время термомагнитная обработка применяется также для улучшения свойств высококоэрцитивных сплавов.

Прямые доказательства возникновения магнитной текстуры в ферромагнитном образце после отжига в магнитном поле можно получить, исследуя магнитострикцию этих образцов. На рис. 47 по данным Шура и Хохлова [33] приведены кривые магнитострикции для трансформаторного железа, отожженного в поле и без поля. При отжиге в поле магнитострикция сильно уменьшается. Это говорит о том, что здесь магнитные моменты  $I_s$  областей распределяются так, что большинство их ориентировано вдоль направления магнитного

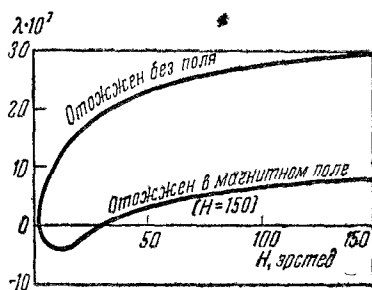


Рис. 47. Влияние термомагнитной обработки на магнитострикцию трансформаторного железа.

поля («текстура»). Изучая магнитоотрицательных сплавов, охлажденных без поля и в поле, Шур с сотрудниками [34] доказали, что здесь также образуется ярко-выраженная магнитная текстура, которая сильно изменяет магнитные свойства этих сплавов.

Магнитоотрицательная является весьма чувствительным индикатором, позволяющим изучать магнитную структуру ферромагнитных металлов и сплавов и особенности протекания в них процессов смещения и вращения. Поэтому тщательные исследования магнитоотрицательных явлений в ферромагнетиках весьма важны для понимания природы процессов технического намагничивания.

### § 8. Практические применения магнитоотрицательной

Если ферромагнитный стержень поместить в переменное магнитное поле, то в нем вследствие магнитоотрицательной возбуждаются механические колебания. Это явление было замечено очень давно, и на заре развития телефонии делались попытки использовать его для конструирования телефонов и микрофонов [35]. Вопросы, связанные с механическими колебаниями ферромагнетиков, возбуждаемыми магнитоотрицательной, были подробно изучены Маловым, Митяевым и Ржевкиным [36] в лаборатории Аркадьева. В стальных и никелевых проволоках и пластинках возбуждались колебания с помощью лампового генератора. Резонанс наблюдался тогда, когда частота магнитного поля составляла половину от собственной частоты колебаний ферромагнитного образца. Последнее становится понятным, если учесть, что магнитоотрицательная не зависит от знака магнитного поля (четный эффект); поэтому периодические изменения длины, возбуждаемые магнитоотрицательной, происходят с частотой, вдвое большей, чем частота накладываемого переменного магнитного поля.

Первое практическое применение магнитоотрицательных колебаний было указано Пирсом [37] для целей стабилизации частоты ламповых генераторов. При помещении ферромагнитного стержня в катушку колебательного контура генератора незатухающих электромагнитных колебаний и при настройке в резонанс всей системы стержень приходит в устойчивые магнитоотрицательные колебания. Эти колебания оказывают

стабилизирующее действие на частоту генератора, которая будет оставаться постоянной даже при значительных изменениях режима колебательного контура. Применение магнито-стрикционных стержней особенно ценно для стабилизации низкочастотных генераторов, где пьезокварцевые стабилизаторы не всегда применимы.

При выборе магнито-стрикционных материалов для целей стабилизации ламповых генераторов необходимо учитывать не только величину и характер магнито-стрикции, но также зависимость упругих свойств этих материалов от температуры и магнитного поля. Исследования показали, что наиболее подходящим для целей стабилизации является сплав типа элинвар (сплав железа с 8—10% хрома и 36—38% никеля), у которого влияние указанных факторов на упругие свойства мало.

Весьма большое практическое применение получили магнито-стрикционные устройства для генерации ультразвуковых колебаний. На рис. 48 приведена принципиальная схема гене-

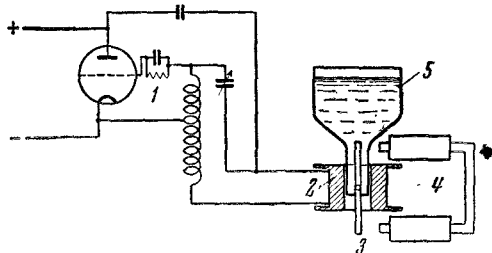


Рис. 48. Принципиальная схема магнито-стрикционного излучателя ультразвука (по Островскому).

1—ламповый генератор, 2—соленоид, 3—никелевый стержень, 4—электромагнит, 5—сосуд с водой.

ратора ультразвука по Островскому [38]. Ламповый генератор 1 подает переменный ток в соленоид 2; образующееся в последнем переменное магнитное поле вызывает магнито-стрикционные колебания помещенного внутрь него никелевого стержня 3, закрепленного в средней части. Электромагнит 4 служит для подмагничивания никелевого стержня, позволяющего подобрать выгодный режим работы излучателя. В этой установке колебания стриктирующего стержня передаются

непосредственно в жидкость, в результате чего в ней появляется ультразвук. Наиболее мощные ультразвуки возникают при совпадении частоты собственных колебаний стрикцирующего стержня с частотой генератора<sup>1)</sup>. Наличие ультразвука обнаруживается по появлению на поверхности фонтана жидкости. Островский в своих опытах наблюдал фонтан высотой 8—10 см, а отдельные брызги жидкости достигали высоты 20 см.

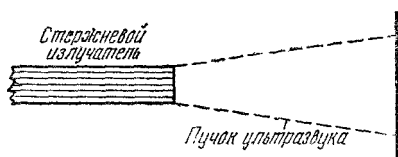


Рис. 49. Направленность ультразвука от стержневого магнито-стрикционного излучателя.

Магнито-стрикционные излучатели ультразвука широко применяются в подводной сигнализации, для определения глубин океана (эхолоты) в приборах ультразвуковой локации [39], ультразвуковой дефектоскопии металлов и в др. Нетрудно видеть, что магнито-стрикционный излучатель может одновременно служить приемником ультразвука. В самом деле, при падении звукового потока на поверхность ферромагнитного стержня в нем возникают деформации (принцип обратимости), которые в свою очередь вызывают изменения намагниченности, и тогда в обмотке приемника появляется э. д. с. индукции, которая после соответствующего усиления регистрируется приборами. Наибольшая чувствительность к приему будет тогда, когда частоты колебаний входящих звуковых сигналов близки к собственной механической частоте ферромагнитного стержня (при наличии подмагничивания).

Одним из первых применений магнито-стрикционных излучателей-приемников был эхолот, служащий для измерения глубины. В этом устройстве излучатель крепится прямо к днищу корабля и дает широкий звуковой пучок, направленный вертикально вниз. Интервал времени до прихода эхо дает непосредственную меру глубины моря. Автоматический ключ периодически включает излучатель то в режим излучения, то в режим приема, и отсчет на шкале эхолота прямо дает

<sup>1)</sup> При наличии подмагничивающего поля магнито-стрикция становится «нечетным» эффектом, поэтому условие резонанса для этого случая будет иным, чем сформулировано выше (при отсутствии подмагничивания).



глубину в единицах длины. Эхо, приходящее от дна моря, обычно фиксируется легко. Этим методом, однако, можно обнаружить и определить местонахождение гораздо более мелких объектов, дающих соответственно более слабое эхо. Корпуса подводных и надводных судов, киты и стаи рыб, заросли водорослей, резкие неоднородности температуры воды или ее солености вызывают своеобразное эхо.

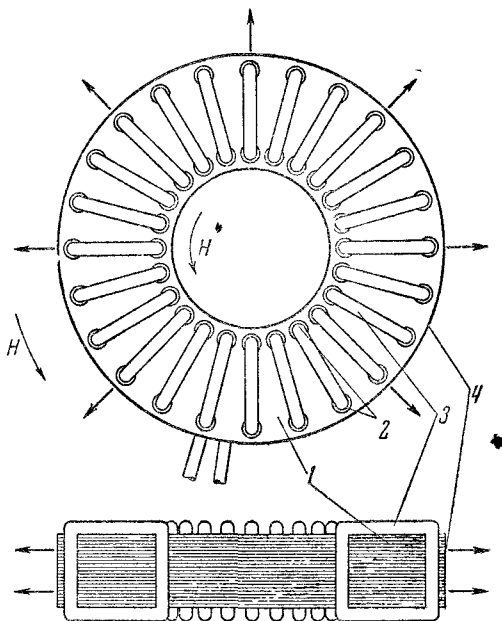


Рис. 50. Кольцевой магнитострикционный излучатель.

1—никелевые пластины, 2—отверстия для обмотки, 3—круговая обмотка, 4—излучающая поверхность. Стрелками показано направление излучения ультразвука.

В качестве материала для магнитострикционных излучателей-приемников (преобразователей) ультразвука применяется в большинстве случаев никель, обладающий наилучшими магнитострикционными характеристиками и хорошими антикоррозийными свойствами. Магнитострикционные преобразователи изготавливаются разных типов и форм. Это разнообразие

диктуется в основном двумя соображениями: задачей уменьшения потерь в материале и требуемой характеристикой направленности излучения ультразвука. Если стержневой излучатель возбужден и создает ультразвуковые колебания, то излучение исходит в основном от его концов. На рис. 49 показано, как расходится пучок ультразвуковой энергии от конца стержня (направленность излучения). Для получения необходимых характеристик направленности излучения были сконструированы преобразователи, излучающие ультразвук как в одном каком-либо направлении, так и равномерно во всех направлениях.

Для получения равномерного излучения во всех направлениях в горизонтальной плоскости пользуются кольцевым преобразователем (рис. 50); он состоит

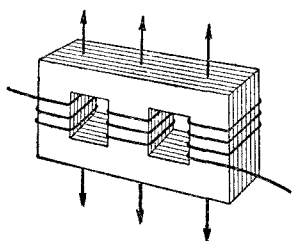


Рис. 51. Полосовой магнито-стрикционный излучатель; стрелками показано направление излучения ультразвука.

из выштампованных круглых пластинок никеля 1, собранных в пакет. Круговая обмотка 3 проходит через ряды круглых отверстий 2, находящихся на одинаковом расстоянии по окружности. Круговое намагничивание, производимое переменным током, проходящим по обмотке 3, вызывает изменения в диаметре никелевого кольца, причем максимальная амплитуда изменения диаметра достигается при резонансе. Изменения диаметра кольца через излучающую поверхность 4 передаются воде, воз-

буждая в ней звуковые колебания. Последние распространяются от кольца по радиусам во все стороны с одинаковой интенсивностью.

Для получения направленного излучения пользуются полосовым преобразователем. Действие последнего аналогично кольцевому и понятно из рис. 51 без пояснений.

Магнито-стрикционные преобразователи хорошо работают на частотах от 10 000 до 100 000 герц. Основное их преимущество по сравнению с другими излучателями ультразвука (например, пьезокварцевыми) состоит в том, что они дают возможность получать большие ультразвуковые энергии. Значительный вклад в создание теории магнито-стрикционных преобразователей внесли советские ученые [40].

### § 9. Методы измерения магнитострикции

Для измерения линейной магнитострикции наибольшее распространение получили установки, работающие на принципе так называемого механо-оптического рычага. Два варианта таких установок схематически изображены на рис. 52, *a* и *б*. В первом из них исследуемый образец 1, находящийся в намагничивающей катушке 2, через посредство прикрепленного к нему неферромагнитного стержня 3 фрикционно связан с маленьким валиком 4, к которому прикреплено зеркальце 5. При магнитострикционном удлинении или укорочении образца валик поворачи-

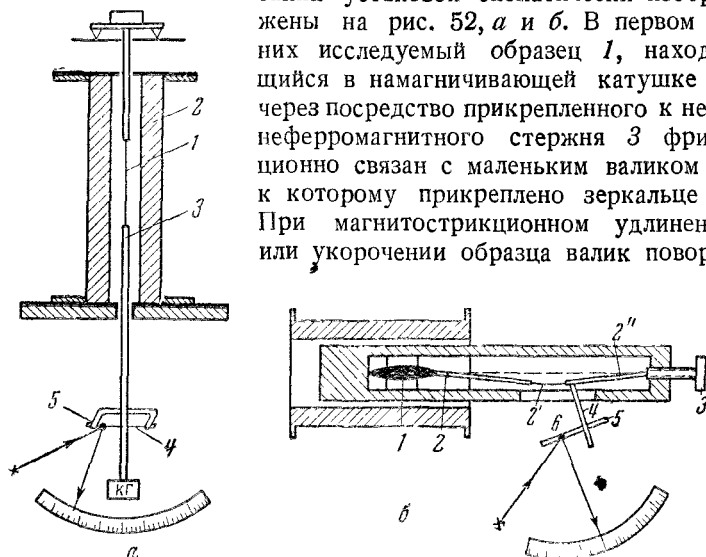


Рис. 52 (*a* и *б*). Схематическое устройство установок для измерения магнитострикции.

*a* и *б* — способ механо-оптического рычага.

чивается на некоторый угол. Измеряя последний по перемещению светового зайчика, отраженного от зеркала, мы можем снять кривую магнитострикции. Чувствительность такой установки тем больше, чем меньше диаметр валика и чем больше расстояние зеркала от шкалы. Этот метод позволяет достаточно точно измерять магнитострикцию длинных ферромагнитных образцов, например проволок.

При измерении магнитострикции очень коротких образцов (например, монокристаллов) применяется более сложная конструкция механо-оптического рычага, обеспечивающая бль-

шую чувствительность при измерении малых удлинений. На рис. 52, б роль увеличителя чувствительности выполняет пружина 2, 2', 2'', упирающаяся одним концом в торец исследуемого эллипсоидального образца 1, а другим — в регулировочный винт 3. Пружина жестко связана со стержнем 4; последний лежит на валике 5, который катается по плоской площадке. При удлинении или укорочении образца 1 пружина прогибается, и, перемещая стержень 4, поворачивает валик 5 на некоторый угол. Последний измеряется по перемещению луча света, отраженного от маленького зеркала 6, прикрепленного к валику.

Величина магнитострикционного удлинения  $\frac{\Delta l}{l}$  вычисляется из формул, связывающих  $\frac{\Delta l}{l}$  с параметрами измерительной системы; вывод этих формул в каждом конкретном случае не составляет больших затруднений. Следует, однако, отметить, что часто вместо пользования этими формулами предпочитают проградуировать установку по известному эталонному образцу, например никелю, магнитострикция которого хорошо изучена. Дело в том, что вследствие ряда не учитываемых во время работы установки побочных факторов указанные выше формулы не всегда дают точные значения  $\frac{\Delta l}{l}$ .

Для исследования магнитострикции были применены также другие методы, основанные на электрических, оптических, гидравлических и пр. физических принципах измерения малых длин. Ряд исследователей, например, с успехом использовал радиотехнический метод [7]. В этом методе ферромагнитный стержень соединяется с одной из пластин конденсатора и измеряется изменение емкости последнего, вызванное перемещением пластины вследствие магнитострикции стержня. Для измерения малых изменений емкости конденсатор включается в чувствительный радиоконтур. Работа с установками последнего типа значительно усложнена влиянием разного рода побочных факторов.

Из оптических методов следует отметить интерференционный, который впервые был применен (в 1894 г.) Розингом [10] для исследования гистерезиса магнитострикции. Метод Розинга был в последующем успешно использован Меськиным

и сотрудниками [41] для изучения магнитоэлектрики сплавов. Схематическое устройство установки этого типа показано на рис. 52, в. На оси микроскопа, между окуляром 1 и объективом 5 помещается стеклянный кубик 2, состоящий из двух склеенных «по гипотенузе» треугольных призм. Плоскость соприкосновения расположена так, что падающий на нее от

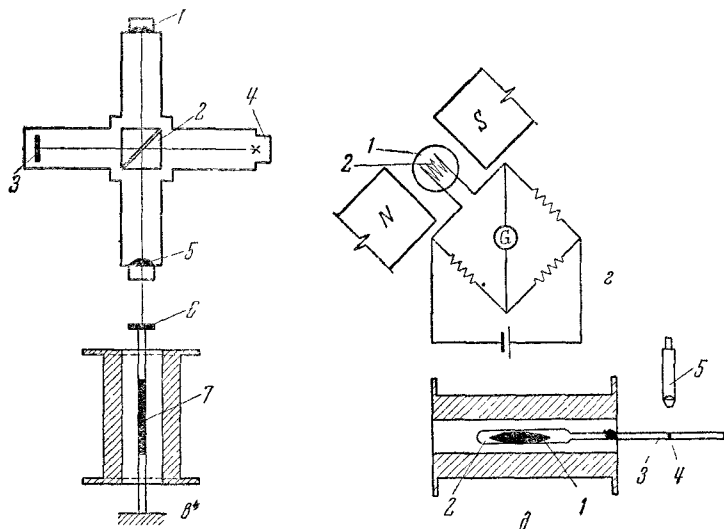


Рис. 52 (в, г и д). Схематическое устройство установок для измерения магнитоэлектрики.

в — интерференционный способ, г — способ проволочных тензодатчиков, д — dilatометрический метод измерения объемной магнитоэлектрики.

источника света 4 пучок лучей разделяется на две части; одна часть их проходит через кубик, отражается от зеркала 3 в обратном направлении и от диагональной плоскости снова отражается, но в направлении окуляра 1. Другая часть лучей сначала отражается от плоскости соприкосновения призм в сторону зеркала 6, а затем, отражаясь от него, проходит сквозь кубик и попадает в окуляр. Вследствие оптической разности хода двух пучков лучей между ними возникает интерференция, и наблюдатель при известной настройке установки увидит

через окуляр интерференционные полосы. При перемещении зеркала *б*, связанного с магнитострицирующим образцом *7*, полосы в поле зрения передвигаются. Отсчитывая число полос *n* и зная длину волны  $\lambda$  применяемых световых лучей, можно подсчитать относительное удлинение образца:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{n\lambda}{2l}. \quad (31)$$

Акуловым и Волковым [5] для измерения магнитострикции были успешно применены электрические проволочные тензометры. Как известно, эти тензометры в настоящее время широко используются для измерения напряжений и деформаций в деталях машин. В применении к измерениям магнитострикции метод проволочных тензометров состоит в следующем (рис. 52,2). На поверхность испытуемого ферромагнитного образца *1* приклеивается очень тонкая проволочка *2* (датчик) из нихрома или константана (диаметром 15—30 микрон) специальным клеем, который обеспечивает одновременно электрическую изоляцию проволочки от образца. При относительном изменении длины  $\frac{\Delta l}{l}$  образца проволочка-датчик также растягивается или укорачивается. Возникающие относительные изменения сопротивления проволоки  $\frac{\Delta R}{R}$  измеряются обычным мостиком Уитстона, в нулевой цепи которого включен зеркальный гальванометр высокой чувствительности. Вычисления производятся по формуле

$$\frac{\Delta l}{l} = C \frac{\Delta R}{R}, \quad (32)$$

где *C* в случае применения нихромовых и константановых датчиков приблизительно равно двум. Метод проволочных датчиков крайне прост и с успехом может применяться при измерениях магнитострикции образцов любой формы (диски, пластинки и пр.). При этом здесь весьма легко измеряется не только продольная магнитострикция, но также в любом другом направлении образца, что весьма затруднительно сделать при других методиках исследования магнитострикции. В последнее время метод проволочных датчиков был усовер-

шенствован настолько, что стрикция может измеряться непосредственно стрелочным прибором [42]. Это достигается тем, что измерительный мост питается от генератора звуковой частоты, а в нулевую цепь его включается усилитель со стрелочным прибором, по показаниям которого вычисляется магнитострикция.

Для измерения объемной магнитострикции обычно используются установки типа дилатометра (рис. 52, д). Исследуемый эллипсоидальный образец 1 помещается в стеклянный сосуд 2, соединенный с тонким капилляром 3. Сосуд наполняют жидкостью так, чтобы уровень ее находился в середине капилляра. При включении поля вследствие изменения объема образца мениск 4 в капилляре перемещается, что отмечается с помощью микроскопа 5.

При измерениях магнитострикции ферромагнитный образец должен быть тщательно центрирован по оси намагничивающей катушки или электромагнита и расположен в участке однородного поля. Несоблюдение этого условия приводит к большим погрешностям в измерениях, которые вызываются появлением при включении поля пондеромоторных сил, действующих на образец.

Размагничивание исследуемых образцов должно производиться в отсутствии факторов, вызывающих ненормальное размагниченное состояние (магнитная «текстура»), которое сильно сказывается на величине магнитострикции.

В ряде случаев также необходимо учитывать влияние магнетокалорического эффекта (например, при измерениях температурной зависимости магнитострикции и стрикции парапроцесса). Дело в том, что при исследовании магнитострикции обычно измеряется адиабатическое изменение объема или длины, т. е. тотчас после включения магнитного поля, когда все тепло, даваемое магнетокалорическим эффектом, еще не успевает рассеиваться и остается внутри образца; общее изменение объема или длины складывается из магнитострикции и термического расширения. Полагая, что относительное удли-

нение  $\lambda = \frac{\Delta l}{l}$  есть функция  $H$  и  $T$ , имеем:

$$d\lambda = \left(\frac{\partial \lambda}{\partial H}\right)_T dH + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T}\right)_H dT.$$

Отсюда для наблюдаемой «адиабатической» магнитострикции получаем:

$$\left(\frac{d\lambda}{dH}\right)_{ад} = \left(\frac{\partial\lambda}{\partial H}\right)_T + \alpha \left(\frac{dT}{dH}\right)_{ад}, \quad (33)$$

где  $\alpha = \left(\frac{\partial\lambda}{\partial T}\right)_H$  — коэффициент линейного расширения, а  $\left(\frac{dT}{dH}\right)_{ад}$  — магнетокалорический эффект. Для того чтобы из этой «адиабатической» магнитострикции выделить  $\left(\frac{\partial\lambda}{\partial H}\right)_T$  — истинную («изотермическую») магнитострикцию, необходимо знать коэффициент термического расширения и магнетокалорический эффект исследуемого образца, которые обычно берут из таблиц. Такой способ учета влияния магнетокалорического эффекта создает весьма большую неуверенность в получаемых опытных результатах, особенно в тех случаях, когда измерения магнитострикции производятся вблизи точки Кюри, где магнетокалорический эффект весьма велик. Для исключения ошибок, вносимых магнетокалорическим эффектом, необходимо замерять изменения размеров не тотчас после включения поля («адиабатический» режим измерений), а спустя некоторое время, когда температура образца сравняется с температурой окружающей среды («изотермический» режим измерений).

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ II

1. Н. С. Акулов *Zs. Phys.* **54**, 389 (1928).
2. Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, ОНТИ, 1939.
3. R. Becker und W. Döring, *Ferromagnetismus*, Berlin, 1939.
4. С. В. Вонсовский, *ЖЭТФ* **10**, 762 (1940).
5. Н. С. Акулов и Д. И. Волков, *Вестник Моск. ун-та* **29**, № 10 (1949).
6. Д. И. Волков и В. А. Зубов, *ДАН СССР* **71**, 863 (1950).
7. Шульце, *Русско-германский вестник науки и техники*, № 10, 22 № 11, 6 (1933).
8. Н. С. Акулов, З. И. Али-заде и К. П. Белов, *ДАН СССР* **65**, 815 (1949).
9. З. И. Али-заде, *Вестник Моск. ун-та* **9**, 67 (1950).
10. Б. Л. Розинг, *ЖРФХО (часть физ.)* **26**, 253 (1894).
11. Д. И. Волков, *ДАН СССР* **73**, 87 (1950).
12. H. Kirchneg, *Ann. d. Phys.* **27**, 49 (1936).
13. Д. С. Штейнберг, *Изв. украинского физ.-техн. ин-та* **18** (1932).
14. Г. П. Дьяков, *ДАН СССР* **68**, 33 (1949).



15. W. Heisenberg, *Zs. Phys.* **69**, 78 (1931).
16. Н. С. Акулов и Е. И. Кондорский, *ЖЭТФ* **3**, 109 (1933).
17. В. К. Джиренчин, *Sov. Phys.* **10**, 689 (1936).
18. К. В. Владимирский, *ЖЭТФ* **11**, 318 (1941).
19. Я. С. Шур, *Изв. АН СССР (сер. физ.)* **9**, 640 (1947).
20. Д. Л. Симоненко, *ЖЭТФ* **7**, 170 (1937).
21. M. Kohnetzki, *Zs. Phys.* **87**, 560 (1933); **93**, 662 (1935).
22. W. Döring, *Zs. Phys.* **103**, 560 (1936).
23. J. Masiauma, *Sci. Rep. Toh. Univ.* **20**, 574 (1931); **21**, 394 (1932).
24. К. П. Белов, *ЖЭТФ* **20**, 54 (1950).
25. С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, *Ферромагнетизм*, ГТТИ, 1948.
26. Б. Г. Лившиц, *Физические свойства сплавов*, Metallurgizdat, 1946.
27. К. П. Белов и О. Н. Агасян, *Изв. АН СССР (сер. физ.)* **11**, 667 (1947).
28. А. С. Займовский, *Мягкие магнитные материалы*, Госэнергоиздат, 1941; Г. П. Дьяков, *Изв. АН СССР (сер. физ.)* **11**, 667 (1947).
29. Д. А. Штуркин, *Изв. АН СССР (сер. физ.)* **11**, 661 (1947).
30. Mc-Keehan, *Bell. Syst. Techn. Journ.* **15**, 113 (1936).
31. А. С. Займовский и Я. П. Селицкий, *Journ. of Phys.* **4**, 563 (1941).
32. J. Dillingner, R. Buzorth, *Physica* **6**, 279, 285 (1935).
33. Я. С. Шур и А. С. Хохлов, *ЖЭТФ* **10**, 1113 (1940).
34. Я. С. Шур и Л. А. Шубина, *ЖТФ* **19**, 88 (1949); Я. С. Шур и Д. А. Штуркин *ЖТФ* **19**, 235 (1949).
35. В. К. Аркадьев, *Электромагнитные процессы в металлах, часть II*, ОНТИ, 1936.
36. Н. Н. Малов, В. К. Митяев и С. Н. Ржевскии, *Сборник, посвященный 10-летию Московской магнитной лаборатории 1929—1930*.
37. G. Pierce, *Proc. Amer. Acad. Sci.* **63**, 1 (1928).
38. Е. П. Островский, *ЖТФ* **7**, 2053 (1937).
39. П. П. Кузьмин и П. Я. Смирнов, *Курс гидроакустики*, Военмориздат, 1939.
40. А. А. Харкевич, *Теория преобразователей*, Госэнергоиздат, 1948; Л. Я. Гутин, *ЖТФ* **15**, 239 (1945); **15**, 924 (1945); В. Н. Тюлин, *Гидроакустика*, изд. Военно-морск. акад. им. Ворошилова, 1941.
41. В. С. Меськин, Б. Е. Сомин и А. С. Нехамкин, *ЖТФ* **11**, вып. 10 (1941).
42. Д. И. Волков и В. И. Скоробогатов, *ЖТФ* **20**, 1102 (1950).

## ГЛАВА III

### ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ НА НАМАГНИЧЕННОСТЬ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

#### § 1. Магнитоупругие эффекты и магнитострикция; магнитоупругие эффекты, обусловленные обменными и магнитными силами

В близкой связи с эффектом магнитострикции находится термодинамически обратное ему явление — изменение намагниченности ферромагнитного тела при деформации (магнитоупругий эффект). Магнитоупругий эффект был открыт еще в середине прошлого столетия и до сих пор, так же как и магнитострикция, привлекает внимание многочисленных исследователей.

Чтобы получить представление о том, как связана магнитострикция с магнитоупругим эффектом, рассмотрим, что будет происходить при намагничивании вертикально подвешенной ферромагнитной проволоки, к нижнему концу которой подвешен груз (рис. 53). Удлинение и сокращение проволоки при намагничивании (вследствие магнитострикции) будут сопровождаться поднятием или опусканием груза. В случае сокращения проволоки (например, для никеля) на единицу объема ферромагнетика потребуются затратить работу:

$$U_d = -\sigma\lambda, \quad (34)$$

где  $\lambda$  — магнитострикция, равная относительноному укорочению образца, а  $\sigma$  — сила, действующая на  $1 \text{ см}^2$  сечения образца.  $U_d$  носит название магнитоупругой энергии ферромагнетика.

Подставляя выражение для  $\lambda$  из (14) в (34), получим:

$$U_d = -\sigma \left( a_1 \sum_{i=1, 2, 3} \left( s_i^2 \beta_i^2 - \frac{1}{3} \right) + a_2 \sum_{i \neq j} s_i s_j \beta_i \beta_j \right). \quad (35)$$

Мы видим, что магнитоупругая энергия обязана своим существованием магнитоупругости; так же как и энергия естественной магнитной анизотропии, она зависит от направления вектора намагниченности в кристалле и создает дополнительные выгодные энергетические направления  $I_s$  областей в решетке (магнитоупругая анизотропия). Таким образом, изменения намагниченности под влиянием упругих деформаций в области смещения и вращения должны быть объяснены тем, что действующие на ферромагнетик упругие напряжения приводят к изменению ориентаций  $I_s$  областей в решетке (без изменения абсолютной величины  $I_s$ ). Акулов [1] показал, что эти явления, так же как и магнитоупругость в области технического намагничивания, определяются магнитными силами взаимодействия атомов в решетке. Разработанная им теория послужила основой для объяснения разнообразных магнитоупругих явлений, протекающих в этой области. Благодаря многочисленным экспериментальным и теоретическим исследованиям, проводившимся в течение длительного времени, магнитоупругие эффекты, наблюдаемые в области смещения и вращения, в настоящее время являются достаточно хорошо изученными.

Значительно менее изученными остаются магнитоупругие эффекты, которые наблюдаются в области парапроцесса. Между тем эти явления представляют большой интерес для теории, так как из них можно получить сведения о зависимости обменной энергии от межатомного расстояния. Такая же зависимость, как указывалось выше (см. § 5 гл. II), скрыта в объемной магнитоупругости, возникающей за счет

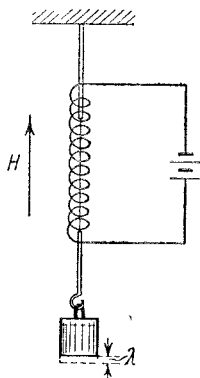


Рис. 53. Схема опыта, иллюстрирующего связь магнитоупругого эффекта с магнитоупругостью.

парапроцесса, поэтому оба эти эффекта являются родственными друг другу. Последнее обстоятельство вытекает из элементарных термодинамических соображений. В самом деле, из выражения термодинамического потенциала

$$d\Phi = T dS + \omega dP - I_s dH$$

(где  $P$  — давление, а  $\omega$  — объем единицы массы ферромагнетика) имеем:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial H} = -I_s; \quad \frac{\partial \Phi}{\partial P} = \omega.$$

Дифференцируя левое равенство по  $P$ , а правое по  $H$ , получаем:

$$\left(\frac{\partial I_s}{\partial P}\right)_H = -\left(\frac{\partial \omega}{\partial H}\right)_P. \quad (36)$$

Это соотношение показывает, что если ферромагнитное тело имеет большую магнитострикцию парапроцесса, то при постоянной напряженности магнитного поля в нем при изменении давления должны обнаруживаться большие изменения самопроизвольной намагниченности  $I_s$  (магнитоупругий эффект в области парапроцесса). Физически имеет смысл связывать магнитоупругий эффект в области парапроцесса не непосредственно с давлением, а с вызванным последним изменением объема или постоянной решетки. Тогда вместо (36) имеем:

$$\frac{\partial \omega}{\partial H} = \frac{1}{\kappa} \frac{\partial I_s}{\partial \omega}, \quad (37)$$

где  $\kappa = -\frac{\partial P}{\partial \omega}$  — модуль всестороннего сжатия. Так как  $\frac{\partial \omega}{\partial H} \sim \frac{\partial A}{\partial \omega}$  (см. § 5 гл. II), то о зависимости обменной энергии от объема мы можем делать заключения не только по данным измерения магнитострикции, но и магнитоупругих эффектов в области парапроцесса.

## § 2. Влияние упругих напряжений на намагниченность в области вращения и смещения

Чтобы определить характер и степень влияния упругих деформаций на намагниченность в области технического намагничивания, рассмотрим, чем обуславливаются устойчивые направления для  $I_s$  областей в ферромагнетике. Мы уже знаем

(см. гл. I), что в кристалле выгодные направления  $I_s$  областей подвергается поликристаллическое тело, с определенной концентрацией оно стих изменению областей от величины и знака магнитоэлектрических исследований материалов. Зная последние, мы можем приблизительно сказать, какой характер будут носить изменения намагниченности при действии на

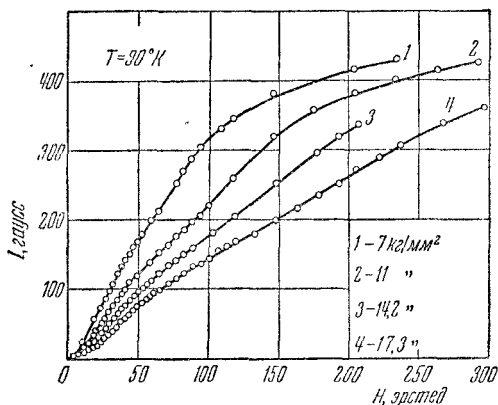


Рис. 55. Влияние упругих растяжений на намагниченность никеля при температуре жидкого кислорода ( $T = 90^\circ K$ ).

ферромагнетик упругих растяжений. На рис. 56 в качестве примера приведены петли магнитного гистерезиса никеля (отрицательная магнитоэлектрическая) и сплава  $15\% \text{ Ni}, 85\% \text{ Fe}$  (положительная магнитоэлектрическая), снятых при действии упругих растяжений. Если в случае никеля петли с увеличением растяжения становятся пологими, то для сплава  $15\% \text{ Ni}, 85\% \text{ Fe}$  они приобретают прямоугольный вид. Последнее объясняется тем, что в этом сплаве растяжение обуславливает появление энергетически выгодных направлений для  $I_s$  областей, совпадающих с направлением  $\sigma \parallel H$ .

На рис. 57 показаны петли гистерезиса, снятые с проволок тех же материалов при сильном кручении [4]. Вследствие того, что деформация кручения в обоих материалах обуславливает

ниях, перпендикулярных к направлению  $\sigma$  (или  $H$ , поскольку в нашем случае  $\sigma \parallel H$ ), так как в этом случае состояние обла- гайней будет энергетически более выгодным. Если растяжению термодинамических потенциалов благодаря упругим деформациям

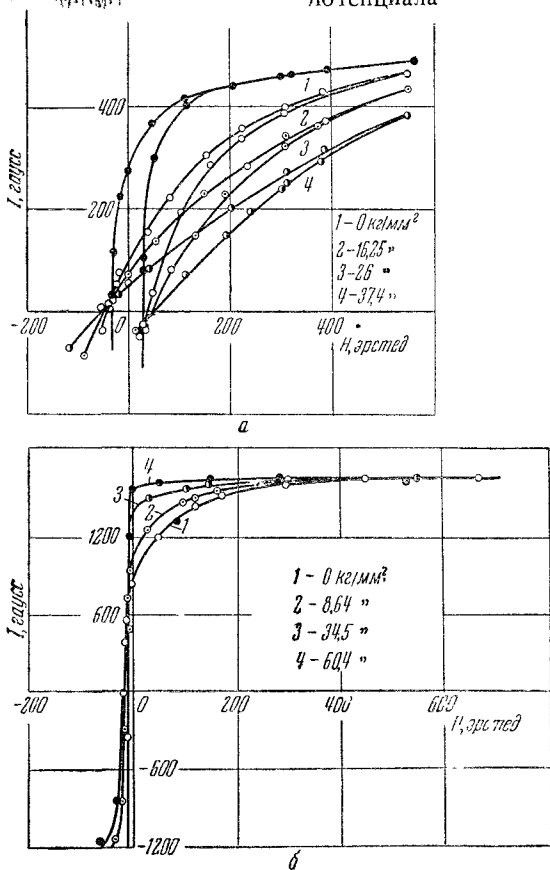


Рис. 56. Петли гистерезиса при упругом растяжении.

а — никель, б — сплав 15% Ni, 85% Fe.

ности как в никеле, так и сплаве 15% Ni, 85% Fe получился один и тот же. При деформации кручения мы имеем частный

ферромагнетиков от слабых упругих напряжений в той области слабых полей, где процесс намагничивания осуществляется

подвергается поликристаллическое тело, в области слабой упругой концентрации оно становится, подобно монокристаллу, анизотропным в отношении магнитных осей.

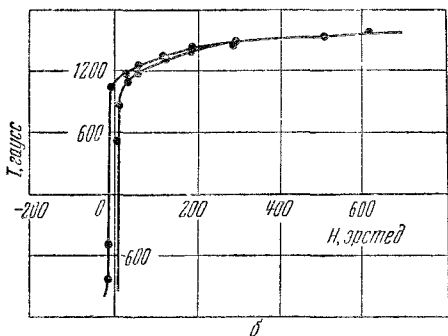
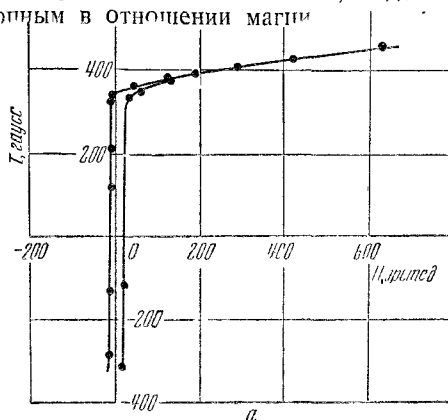


Рис. 57. Петли гистерезиса сильно закрученных проволок.

*а* — никель, *б* — сплав 15% Ni, 85% Fe.

Весьма сложный и своеобразный характер носит влияние упругих напряжений на намагниченность в области слабых полей, где оно протекает за счет смещения границ между областями. Своеобразие состоит в том, что проявление этого

ниях, перпендикулярных к направлению  $\sigma$  (или  $H$ , поскольку в нашем случае  $\sigma \parallel H$ ), так как в этом случае состояние областей будет энергетически более выгодным. Если растяжению ферромагнетика соответствует потенциал  $\Phi$ , то благодаря этому исследователем...

Кондорский [5] в своих опытах установил, что форма кривых намагниченности в слабых полях для образцов, находящихся под растяжением, резко зависит от того, коммутируется или не коммутируется намагничивающий ток в процессе нарастания магнитного поля (измерения производились на магнетометре). На рис. 58 приведены полученные Кондорским кривые намагниченности холодно-тянутой железо-никелевой проволоки (85% Fe, 15% Ni) при различных растяжениях. Сплошными линиями нанесены кривые, которые снимались способом коммутирования намагничивающего тока, а пунктирными — при монотонном возрастании намагничивающего поля (в обоих случаях размагничивание образца производилось при отсутствии растягивающей нагрузки). Видно, что уже при нагрузке 16,8 кг/мм<sup>2</sup> кривые, снятые по первому и второму способу, сильно отличаются. Это различие увеличивается с ростом нагрузки. Аналогичное действие на кривые намагниченности ферромагнетиков оказывают условия размагничивания образца (размагничивание в отсутствие растягивающей нагрузки и при наличии таковой). Объяснение этих явлений состоит в следующем. Оказывается, что размагничивание под нагрузкой и характер возрастания магнитного поля при измерениях сказываются на распределении направлений  $I_s$  областей в ферромагнетике. Иными словами, действие этих факторов приводит к магнитной текстуре. Эта магнитная текстура и обуславливает изменение характера влияния упругих напряжений на кривую намагниченности. Влияние магнитной текстуры, как отмечалось выше, в главе II, приводит также к изменению кривых магнитострикции. Подробное и всестороннее изучение влияния магнитной текстуры (в частности, вызываемой действием самих упругих напряжений) на кривые намагниченности и магнитострикции было проведено Дехтяром [7] и Шуром (см. [8]). Теоретическая разработка этих явлений принадлежит Кондорскому [6].

Вонсовский (см. [8]) рассмотрел вопрос о зависимости магнитной восприимчивости монокристаллов и поликристаллов



ферромагнетиков от слабых упругих напряжений в той области сильных полей, где процесс намагничивания осуществляется практически

подвергается поликристаллическое тело, с одной стороны, с одной концентрацией оно становится, подобно монокристаллу, анизотропным в отношении магнитных свойств с одной осью

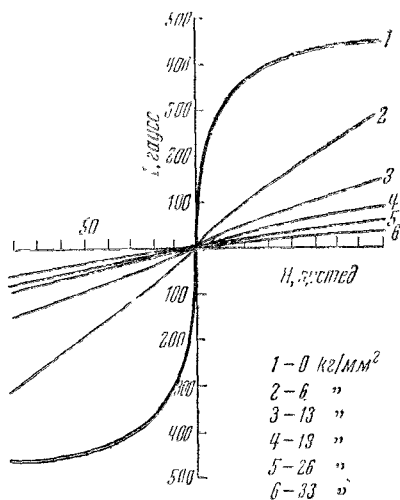


Рис. 54. Влияние упругих растяжений на намагниченность никеля при комнатной температуре.

трудного намагничивания. Таким образом, в случае никеля согласно (39) следует ожидать пологого и прямолинейного хода кривых намагниченности, наклон которых определяется величиной восприимчивости (40). Физически такой пологий ход кривых понятен, ибо здесь требуется гораздо большая величина магнитного поля для того, чтобы ориентировать  $I_s$  областей в направлении поля, чем в любом ином случае, характеризующемся другим распределением векторов  $I_s$  областей, отличным от вышеуказанного. При этом здесь намагничение происходит путем вращения  $I_s$  областей в направлении поля.

На рис. 54 приведены, по данным Керстена [2], кривые намагниченности никеля при сильных растяжениях. В согласии с теорией они обнаруживают прямолинейный ход. Грабовский [3], однако, показал, что этот прямолинейный ход нарушается, если измерения производят при низких температурах (рис. 55). Последнее объясняется тем, что с понижением температуры вследствие возрастания энергии магнитной анизотропии  $U_k$  устойчивые положения векторов  $I_s$  областей будут определяться не только энергией  $U_d$ , но и  $U_k$ . Поэтому здесь соотношение (39) несправедливо и процесс намагничивания носит более сложный характер.

ниях, перпендикулярных к направлению  $\sigma$  (или  $H$ , поскольку в нашем случае  $\sigma \parallel H$ ), так как в этом случае состояние областей будет зависеть от анизотропии кристалла  $U_k$ .

2) магнитоупругой энергией  $U_d$  и

3) энергией внешнего магнитного поля  $U_H$ .

Для того чтобы найти устойчивые направления для  $I_s$ , продифференцируем сумму указанных трех энергий по  $\alpha$ -углу между  $I_s$  и  $H$  и приравняем результат нулю:

$$\frac{\partial (U_k + U_d + U_H)}{\partial \alpha} = 0. \quad (38)$$

Это соотношение позволяет найти минимум потенциальной энергии  $I_s$  областей в ферромагнетике, а следовательно, определить ход кривой намагниченности. В том случае, когда энергия анизотропии мала или когда упругие напряжения настолько велики, что членом  $U_k$  по сравнению с  $U_d$  можно пренебречь, ход кривой намагниченности (в области вращения) в основном будет определяться упругими напряжениями. В самом деле, пользуясь соотношениями (35) и (38) и также принимая во внимание, что потенциальная энергия  $I_s$  области в магнитном поле равна

$$U_H = -I_s H \cos \alpha,$$

для случая сильных упругих растяжений, действующих в направлении  $H$ , получим [2]:

$$I = I_s \cos \alpha = -\frac{I_s^2}{3\lambda_s \sigma} H, \quad (39)$$

откуда магнитная восприимчивость

$$\chi = \frac{a}{\sigma}, \quad (40)$$

где  $a$  — численный коэффициент, равный  $-\frac{I_s^2}{3\lambda_s}$ .

Из (39) следует, что при сильных упругих растяжениях и при наличии отрицательного знака магнитоstriction (например, в случае никеля)  $\cos \alpha \rightarrow 0$  ( $\alpha \rightarrow 90^\circ$ ); это означает, что  $I_s$  областей будут стремиться концентрироваться в направле-

ферромагнетиков от слабых упругих напряжений в той области магнитных полей, где процесс намагничивания осуществляется

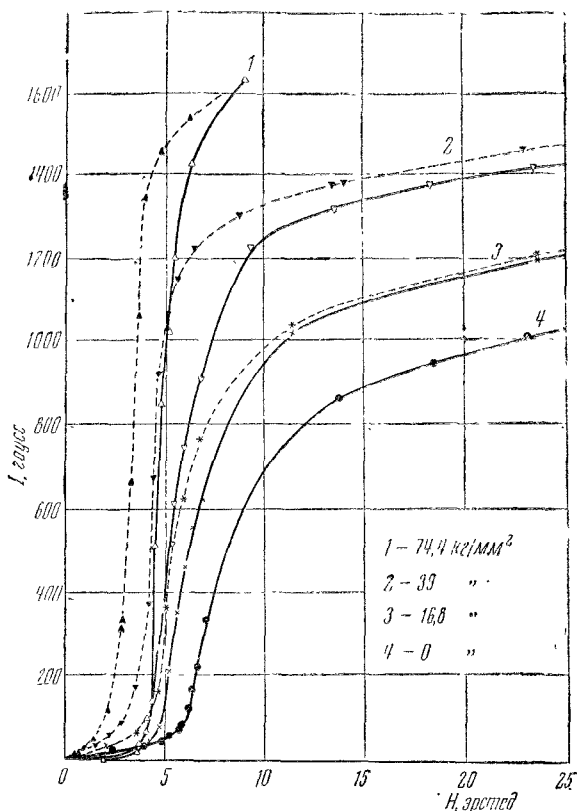


Рис. 58. Кривые намагниченности сплава 15% Ni, 85% Fe под растяжением.

Сплошными линиями нанесены кривые при коммутировании поля, пунктирными — при монотонном нарастании поля.

путем обратимых смещений границ между областями (влияние напряжений на обратимую магнитную восприимчивость  $\chi_r$ ). Он теоретически установил, что величина этой восприимчивости

может не только монотонно возрастать или уменьшаться, но и иметь максимумы. Кроме того он показал, что знак ее изменения может не зависеть от знака магнитострикции. Последнее находится в качественном согласии с опытами Кондорского [5], который на материале с положительной магнитострикцией (сплав 15% Ni, 85% Fe) обнаружил уменьшение обратимой восприимчивости при растяжении (рис. 59).

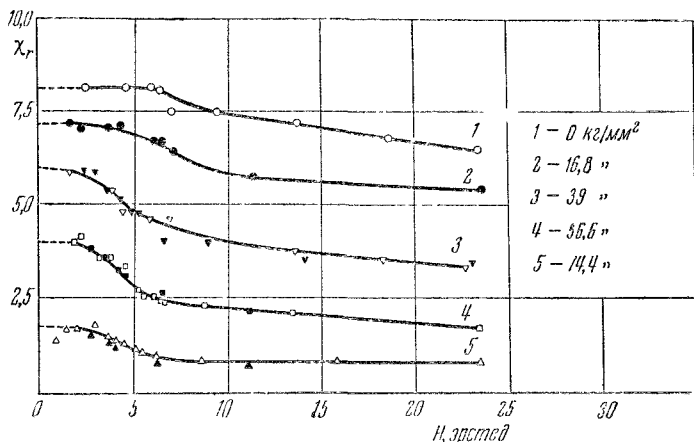


Рис. 59. Кривые обратимой восприимчивости сплава 15% Ni, 85% Fe при различных растяжениях.

За более подробными сведениями о влиянии упругих напряжений на намагниченность ферромагнетиков в области смещения и вращения отсылаем читателей к специальной монографической литературе [1, 8].

### § 3. Магнитоупругий гистерезис и затухание упругих колебаний в ферромагнитных телах

Мы видели, что упругие напряжения в области смещения и вращения вызывают процессы переориентации самопроизвольной намагниченности. Поскольку при последних возможны необратимые изменения направлений  $I_s$  областей, то следует ожидать также необратимого хода кривой  $I(\sigma)$  (магнитоупругий

гистерезис). На рис. 60 приведены кривые  $I(\sigma)$  монокристалла железо-никелевого сплава (92% Fe, 8% Ni) по измерениям Дехтяра [7]. Кривая  $AB$  дает величину приращения намагниченности при действии на монокристалл упруго растягивающих усилий в поле  $H = 0,09$  эрстед; кривая  $BB$  дает величины намагниченности при разгрузке образца. Таким образом, при переменном нагружении и снятии растягивающей нагрузки наблюдается явление, аналогичное магнитному гистерезису.

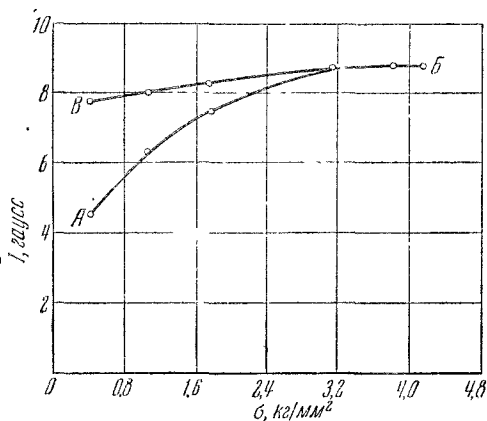


Рис. 60. Магнитоупругий гистерезис в монокристалле сплава Fe — Ni.

резису. Явление магнитоупругого гистерезиса в ферромагнетиках должно иметь место и в отсутствии внешнего магнитного поля. Это легче всего установить, изучая затухание упругих колебаний в ферромагнитных телах. Опыт показывает, что затухание механических колебаний в ферромагнетиках происходит гораздо быстрее, чем в неферромагнитных материалах с приблизительно такими же упругими и пластическими свойствами. Эти аномалии в затухании упругих колебаний в ферромагнитных веществах самым тесным образом связаны с магнитоупругим гистерезисом. Действительно, измерения показывают, что затухание сильно зависит от магнитного состояния образца и заметно падает при приближении к магнитному насыщению, когда  $I_s$  областей «закрепляются»

в направлении  $H_s$ . Далее было показано, что при нагревании образца затухание также быстро падает и выше точки Кюри становится так же малым, как и в состоянии магнитного насыщения.

Экспериментально затухание упругих колебаний в ферромагнетиках наблюдается следующим образом (рис. 61). Ферромагнитная проволока  $a$  подвешивается в соленоиде и приводится в крутильные колебания с помощью поворота груза, привязанного к концу проволоки. Колебания системы регистрируются на фотопластинке с помощью светового луча, отраженного от зеркала  $b$ , прикрепленного к концу проволоки.

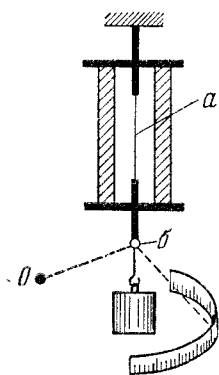


Рис. 61. Установка для наблюдения затухания крутильных колебаний в ферромагнитных металлах.

На рис. 62 приведены осциллограммы свободных крутильных колебаний проволоки из углеродистого железа [9]. Верхняя кривая снята в отсутствие магнитного поля; затухание в этом случае столь сильно, что уже после семи колебаний амплитуда падает до половины своего начального значения. Нижняя кривая представляет колебания той же проволоки в магнитном поле 100 эрстед, достаточном для намагничивания ее почти до насыщения. В соответствии со сказанным выше затухание здесь значительно меньше.

Остающееся затухание обусловлено упругим последствием и пластическими деформациями.

На рис. 63 представлена зависимость логарифмического декремента затухания — никелевого образца от температуры [10]; верхняя кривая соответствует размагниченному состоянию, а самая нижняя — намагниченности до насыщения. Видно, что декремент затухания становится весьма малым, когда переориентация  $I_s$  областей в ферромагнетике не возникает (при намагничивании до насыщения). При приближении к точке Кюри декремент также сильно уменьшается, так как металл становится парамагнитным.

Приведенные на рис. 63 результаты измерений весьма убедительно показывают, что аномально большое затухание

ферромагнетиков связано с явлением самопроизвольной намагниченности и имеет место лишь в том случае, если пе-

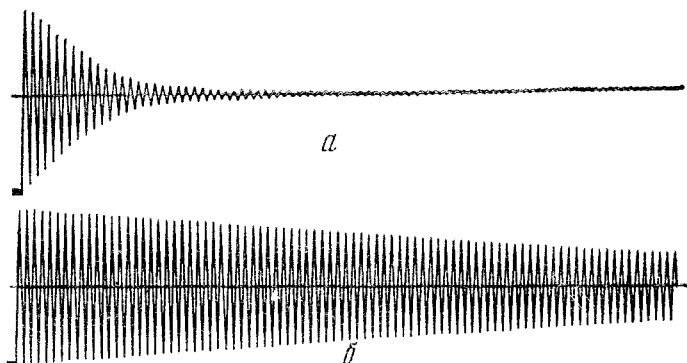


Рис. 62. Осциллограммы крутильных колебаний железной проволоки. а—в отсутствии магнитного поля, б—при наличии продольного поля 100 эрстед.

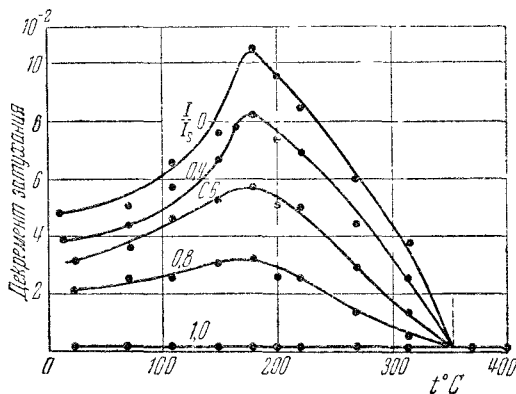


Рис. 63. Декремент затухания упругих колебаний никелевого стержня в функции температуры при различных значениях относительной намагниченности  $\frac{I}{I_s}$ .

ременные упругие напряжения способны вызвать процессы переориентации  $I_s$  областей. Потери энергии, возникающие

при этом затухании, должны быть приписаны в основном тому, что указанные процессы сопровождаются потерями на магнитоупругий гистерезис и вихревые токи.

Согласно предположению Акулова, необратимые потери энергии при затухании механических колебаний в ферромагнетиках вследствие магнитоупругого гистерезиса пропорциональны кубу амплитуды этих колебаний (аналогично потерям на магнитный гистерезис в слабых полях, где они пропорциональны  $H^3$ ). Это было недавно подтверждено в опытах с крутильными колебаниями никелевой проволоки [11].

#### § 4. Влияние упругих деформаций на намагниченность ферромагнетиков в области парапроцесса ( $\Delta I_s$ -эффект)

Явления, связанные с воздействием деформаций на намагниченность в области парапроцесса, как более тонкие эффекты еще мало изучены, хотя они и затрагивают принципиальные вопросы ферромагнетизма. Возможность влияния упругих напряжений на намагниченность в области парапроцесса (или, иными словами, на намагниченность насыщения при данной температуре) вытекает из следующих общих соображений. Квантово-механическая теория ферромагнетизма указывает нам (см. гл. 1, § 2), что обменные силы, обуславливающие самопроизвольную намагниченность в металле, сильно зависят от расстояния между атомами. Это должно приводить к тому, что при упругой деформации ферромагнетика, вызывающей в какой-то степени изменение параметра решетки, величина самопроизвольной намагниченности должна меняться.

Имеющиеся весьма немногочисленные экспериментальные работы [12] по изучению влияния всестороннего давления на намагниченность ферромагнетиков, где указанные эффекты могут быть легче всего выявлены, дали противоречивые результаты. Это, вероятно, обуславливается трудностью и сложностью проведения такого рода опытов, а следовательно, вытекающими отсюда всякого рода ошибками измерений (например, недостаточно тщательный учет влияния технического намагничивания на измеряемый эффект и др.). Наиболее надежные данные были получены Эбертом и Кус-



сманом [13]. Ими было установлено, что с повышением давления железо, никель и ряд сплавов при комнатной температуре обнаруживают некоторое уменьшение намагниченности насыщения.

Особенно большое влияние давления на  $I_s$  было обнаружено для некоторых сплавов системы железо — никель. На рис. 64

приведены значения  $\frac{1}{I_s} \frac{dI_s}{dP}$  (здесь  $I_s$  отнесено к единице массы вещества,  $P$  — давление) для этих сплавов в зависимости от содержания никеля. Из кривой можно видеть, что сплавы  $\gamma$ - и  $\alpha$ -области с содержанием никеля ниже 29 и выше 45% имеют ничтожную величину  $\frac{1}{I_s} \frac{dI_s}{dP}$ , в то время как в сплавах, принадлежащих к инвариной области (29—45% Ni), она достигает весьма больших значений.

Опыты по изучению влияния всестороннего давления на  $I_s$  весьма трудны и до сих пор не позволили выяснить ряд важных сторон этого интересного явления (например, температурную зависимость  $\frac{1}{I_s} \frac{dI_s}{dP}$ ).

Что касается влияния одно-сторонних деформаций на намагниченность насыщения, с которыми легче экспериментировать, то до самого последнего времени считалось, что этот эффект вообще отсутствует. Существует лишь одна и притом безуспешная экспериментальная попытка [14] определить влияние растяжения на намагниченность насыщения. На основании этого в литературе [15] и укоренилось мнение, что одностороннее растяжение не влияет на величину самопроизвольной намагниченности; оно лишь изменяет его ориентацию. Однако этому противоречат указанные выше общие физические соображения.

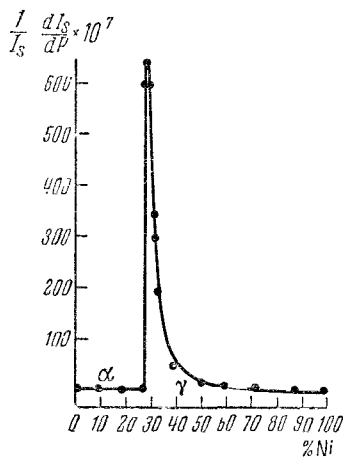


Рис. 64. Влияние всестороннего давления на намагниченность насыщения сплавов Fe — Ni.

В последнее время вновь были поставлены опыты по влиянию растяжения на намагниченность насыщения ферромагнетиков [16]. Был применен более чувствительный метод измерения, чем использованный в указанной выше работе [14]. Поскольку таких опытов ранее почти не производилось, приведем более подробное описание методики измерений и полученных результатов.

**а) Методика исследования.** Метод измерения состоял в том, что определялось изменение намагниченности насыщения ферромагнитного образца, помещенного в достаточно сильное магнитное поле, заведомо большее, чем поле технического насыщения (т. е. когда смещение и вращение полностью исключены), при быстром наложении или снятии растягивающих нагрузок. Возникающее при этом изменение магнитного насыщения  $\Delta I_s$ , составляющее небольшой процент от  $I_s$ , измерялось с помощью охватывающих исследуемый образец измерительных катушек, подключенных к баллистическому гальванометру.

Поскольку основная трудность в такого рода исследованиях состоит в исключении мешающего действия технического намагничивания, то все измерения желательно проводить вблизи точки Кюри, где это действие, естественно, может быть легче устранено (наложением на исследуемый образец уже сравнительно небольшого магнитного поля), а сам эффект зависимости самопроизвольной намагниченности от растяжения здесь должен быть особенно большим.

Схематическое устройство установки показано на рис. 65, а. Исследуемый образец 1 в виде проволоки длиной 250 мм и диаметром 1,7—2 мм с приваренными к его концам медными стержнями 7 и 7' тщательно центрировался в однородном магнитном поле соленоида 2 с водяным охлаждением. Стержень 7 наглухо закреплялся, а к другому 7' прикладывалась или снималась растягивающая нагрузка. Последнее осуществлялось путем быстрого поднимания или опускания рычага 8; возникающее при этом изменение магнитного потока фиксировалось системой баллистических катушек 5 и 6, включенных в цепь баллистического гальванометра.

Катушки 5 и 6 вставлены друг в друга; их числа витков и площади поперечного сечения подогнаны так, чтобы при дифференциальном включении они не реагировали на изме-

нения магнитного поля соленоида 2 (в отсутствии образца). Однако если менялась намагниченность исследуемого образца, то в катушках 5 и 6 возникала индуктивная э. д. с., пропорциональная изменению указанной намагниченности и раз-

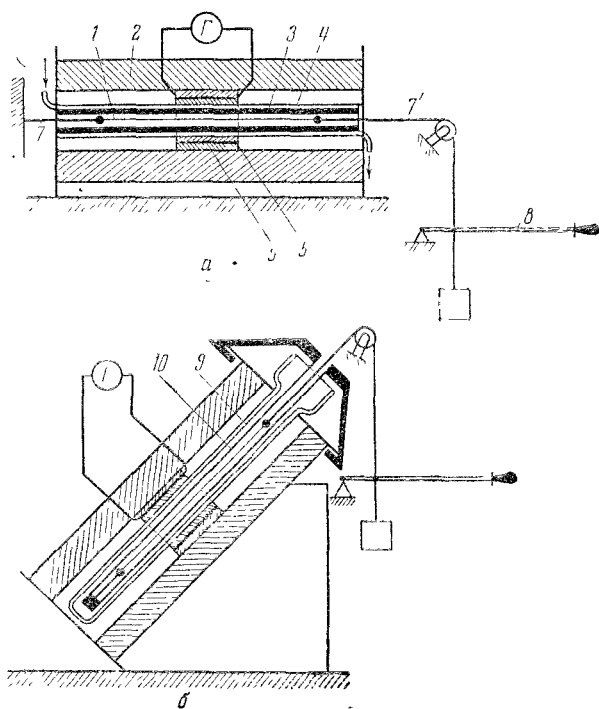


Рис. 65. Схематическое устройство установки для измерения  $\Delta I_s$ -эффекта при растяжении:

*а* — при высоких, *б* — при низких температурах.

ности чисел витков обеих катушек. Эта разность достигала 10 000 витков, что позволяло измерять изменения  $I_s$  на 0,01%. Для нагревания образца служила печь 3, представлявшая собой длинную медную трубку с бифилярной намоткой из константана. Поверх этой печи надевалась «рубашка» 4 из латуни,

внутри которой циркулировала вода. Сверху последней размещались баллистические катушки 5 и 6. Таким образом, катушки 5 и 6 находились между двумя водяными «рубашками» (соленоид 2 и рубашки 4) и были защищены этим самым от разогревания как от печи, так и от соленоида. Это полностью гарантировало неизменность баллистической постоянной цепи в продолжение всего опыта. Печь обеспечивала достаточно устойчивое и однородное по длине образца температурное поле. Температура измерялась термонпарой медь — константан, спай которой прикреплялся к середине исследуемого образца.

Для измерения  $\Delta I_s$  при низких температурах был изготовлен узкий и длинный дьюаровский сосуд 9, вставлявшийся внутрь катушек 5 и 6 (рис. 65, б). Внутри дьюара центрировалась с помощью специального штатива латунная трубка 10, служившая для крепления исследуемого образца. Образец помещался внутри латунной трубки; нижний его конец закреплялся в конце трубки, а верхний — соединялся с рычажной системой, производившей растяжение образца. Дьюаровский сосуд наполнялся жидким кислородом или азотом.

Порядок измерения состоял в том, что сначала образец нагревался или охлаждался до определенной температуры, затем включалось магнитное поле соленоида 2, которое переводило его в магнитно-насыщенное состояние. Вслед за этим с помощью быстрого опускания или поднятия рычага 8 накладывалось или снималось растяжение и отмечался баллистический отброс гальванометра. Одновременно обычным методом коммутирования снималась кривая намагниченности насыщения ( $I_s$ ) в функции температуры. Из результатов измерений  $\Delta I_s$  и  $I_s$  вычислялась величина относительного изменения намагниченности насыщения  $\frac{\Delta I_s}{I_s}$  под действием растягивающего напряжения  $\sigma$ . На образцы накладывалось напряжение 5—8 кг/мм<sup>2</sup>, и только в некоторых случаях были применены нагрузки выше 10 кг/мм<sup>2</sup>. Объекты для исследования были подобраны с низкими точками Кюри (не превышающими температуру Кюри никеля). Таким образом, верхняя граница температур, при которых производились измерения эффекта, не превышала 360—380° С. Воспроизводимость данных измерений как при нагревании, так и охлаждении об-

разца была полная. Это говорит о том, что совместное действие температуры и деформаций в металле не вызывало каких-либо превращений структурного характера. В противном случае ход кривых  $\Delta I_s(t)$  был бы необратим.

При расчете численных значений  $\Delta I_s$  необходимо внести поправку на магнитный поток, возникающий за счет уменьшения сечения образца при растяжении. Это производилось следующим образом. При растяжении ферромагнитной проволоки, находящейся в поле  $H > H_s$ , магнитный поток  $\Phi$ , равный  $4\pi I_s q$ , меняется за счет изменений  $I_s$  и сечения  $q$ , т. е.

$$d\Phi = 4\pi q dI_s + 4\pi I_s dq.$$

Подставляя сюда

$$\Delta\Phi = \frac{c}{n} \Delta\alpha,$$

где  $c$  — постоянная баллистической цепи,  $n$  — разность чисел витков измерительных катушек 5 и 6,  $\Delta\alpha$  — баллистический отброс, возникающий при растяжении, и, выражая  $\frac{dq}{q}$  через модуль растяжения  $E$ , коэффициент поперечного сжатия  $\varepsilon$  и напряжение  $\sigma$ , т. е.

$$\frac{dq}{q} = - \left( 2\varepsilon \frac{\sigma}{E} + \varepsilon^2 \frac{\sigma^2}{E^2} \right),$$

получаем формулу для расчета  $\Delta I_s$ :

$$\Delta I_s = \frac{c}{4\pi n q} \Delta\alpha + I_s \left( 2\varepsilon \frac{\sigma}{E} + \varepsilon^2 \frac{\sigma^2}{E^2} \right). \quad (41)$$

Здесь членом  $\varepsilon^2 \frac{\sigma^2}{E^2}$  ввиду его малости можно пренебречь, и следовательно,

$$\Delta I_s = \frac{c}{4\pi n q} \Delta\alpha + \frac{\partial I_s}{\partial q} \varepsilon \sigma. \quad (42)$$

Знак перед первым членом может быть положительным или отрицательным в зависимости от того, уменьшается или увеличивается намагниченность при растяжении (это зависит от природы исследуемого металла). Перед вторым членом знак всегда положителен, ибо при растяжении сечение любого образца изменяется только в одну сторону, а именно уменьшается.

Из (42) видим, что величина поправки зависит от  $I_s$ ,  $\sigma$ ,  $E$  и  $\epsilon$ . При приближении к точке Кюри, где  $I_s \rightarrow 0$ , размеры поправки быстро уменьшаются. При этом зависимостью  $\epsilon$  от температуры здесь пренебрегаем. Что касается величины модуля растяжения  $E$ , то она с температурой падает не так сильно, как  $I_s$ . В сплавах типа инвар, которые изучались в этих опытах,  $E$  при приближении к точке Кюри даже увеличивается. Подсчет показывает, что, например, для сплава инвар 36% Ni, 64% Fe при комнатных температурах величина поправочного члена достигает 8—10%; в области точки Кюри она составляет всего 1—1,5% от величины измеряемого  $\Delta I_s$ -эффекта. Для никеля в точке Кюри соответствующая поправка равна 0,8—1%. Таким образом, измерения  $\Delta I_s$  в области Кюри являются наиболее надежными.

При адиабатическом растяжении, которому подвергается исследуемый образец, возможны изменения температуры («механокалорический» эффект). В общем случае они могут также внести некоторые погрешности в измерения  $\Delta I_s$ -эффекта. Однако численная оценка указанной погрешности показывает, что она весьма мала и существенно не может повлиять на результаты измерений. Действительно, данные измерений  $\Delta I_s$ -эффекта (см. ниже рис. 67), полученные путем снятия обычных кривых намагниченности (методом коммутирования) при растяжении, непрерывно действующем на испытуемый образец, совпадают со значениями того же эффекта, измеренными при адиабатическом растяжении.

**б) Влияние растяжения на намагниченность насыщения инварных сплавов Fe—Ni.** Измерения установили, что весьма большие величины изменений намагниченности насыщения от растяжения ( $\Delta I_s$ -эффект) дают определенные группы сплавов в системе Fe—Ni, обладающие инварными свойствами. С повышением температуры значения  $I_s$  еще более возрастают, достигают максимума в области Кюри, а при переходе последней быстро уменьшаются. На рис. 66 приведена кривая  $\Delta I_s(t)$  для сплава 36% Ni, 64% Fe в интервале температур от  $-196^\circ\text{C}$  (жидкий азот) до  $+320^\circ\text{C}$ .  $\Delta I_s$ -эффект вызывался нагрузкой в  $5\text{ кг/мм}^2$ , причем на образец было наложено магнитное поле 1000 эрстед, заведомо большее, чем поле технического насыщения. На том же рисунке дана кривая  $I_s(t)$ , снятая одновременно с  $\Delta I_s(t)$ . Относительное воз-

растание  $\frac{\Delta I_s}{I_s}$  при действии нагрузки в  $5 \text{ кг/мм}^2$  на сплав  $36\% \text{ Ni}$ ,  $64\% \text{ Fe}$  в области точки Кюри достигает  $1,2\%$ , при комнатных температурах  $0,13\%$  и при температурах жидкого азота  $0,035\%$ .

В этом сплаве эффект возрастания  $I_s$  от растяжения настолько велик, что он может быть замечен при снятии кривых намагниченности обычным методом коммутирования. На рис. 67 приведены кривые намагниченности в области насы-

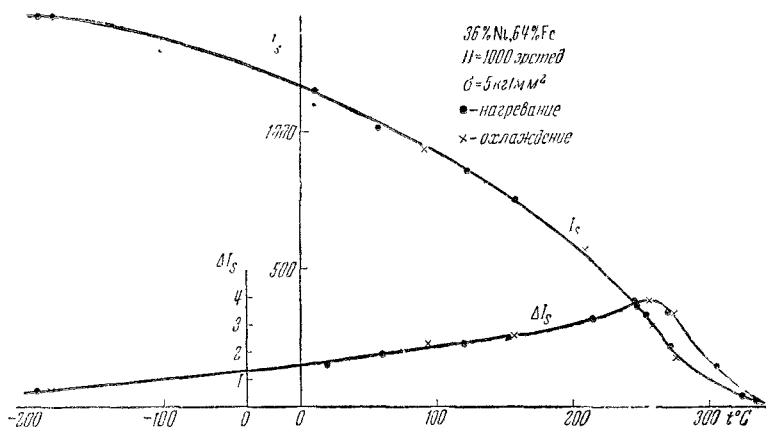


Рис. 66. Температурная зависимость  $\Delta I_s$ -эффекта в сплаве  $36\% \text{ Ni}$ ,  $64\% \text{ Fe}$  при растяжении нагрузкой  $5 \text{ кг/мм}^2$ .

щения для сплава  $36\% \text{ Ni}$ ,  $64\% \text{ Fe}$ . Точками отмечены значения  $I_s$  при отсутствии растяжения, а крестиками — когда на исследуемый образец подвешен груз ( $\sigma = 15 \text{ кг/мм}^2$ ). Все крестики явно располагаются выше точек (в особенности вблизи области Кюри); последнее говорит о том, что здесь, несомненно, имеет место эффект увеличения  $I_s$  под действием растяжения. Измерения его этим методом, однако, невозможны из-за малой точности.

Возвратимся опять к нашему рис. 66. Отметим, что если на образец наложено поле, меньшее чем  $H_s$ , то кривые  $\Delta I_s(t)$  будут искажаться влиянием ориентаций  $I_s$ , вызываемых рас-

тяжением. Характер получающихся в этом случае кривых показан на рис. 68. Здесь даны значения  $\Delta I_s$  в функции температуры для сплава 36% Ni, 64% Fe, снятые в полях соответственно: 124, 232 и 477 эрстед. «Седлообразный» вид кривых указывает на то, что к измеряемому  $\Delta I_s$ -эффекту добавляются изменения намагниченности  $\Delta I$  за счет ориен-

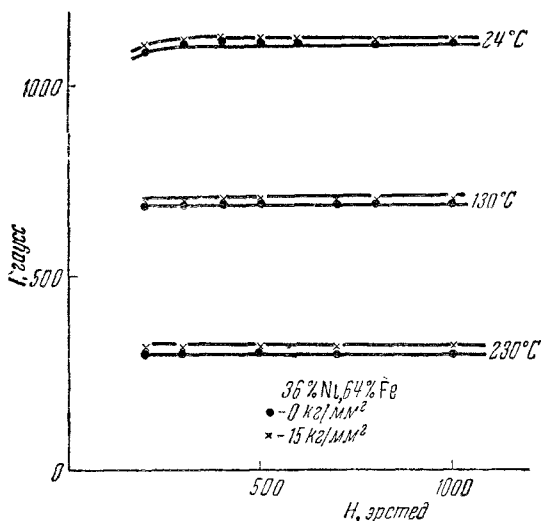


Рис. 67. Кривые намагниченности (в сильных полях) сплава 36% Ni, 64% Fe, снятые при отсутствии растяжения,  $\sigma = 0$  и при  $\sigma = 15$  кг/мм<sup>2</sup>.

тации самопроизвольной намагниченности под действием  $\sigma$ . Возникновение седлообразного вида кривых становится понятным из рассмотрения схематического рис. 69. Кривая AB характеризует падение  $\Delta I$  с повышением температуры (при приближении к точке Кюри техническое намагничение непрерывно уменьшается); ВГ дает ход изменения  $\Delta I_s$  с температурой, а пунктирная кривая есть результирующая AB и ВГ. Действительно, получаемая на опыте кривая  $\Delta I_s(t)$  в случае применения при измерениях недостаточно сильных магнитных полей (рис. 68) по виду напоминает пунктирную на рис. 69.



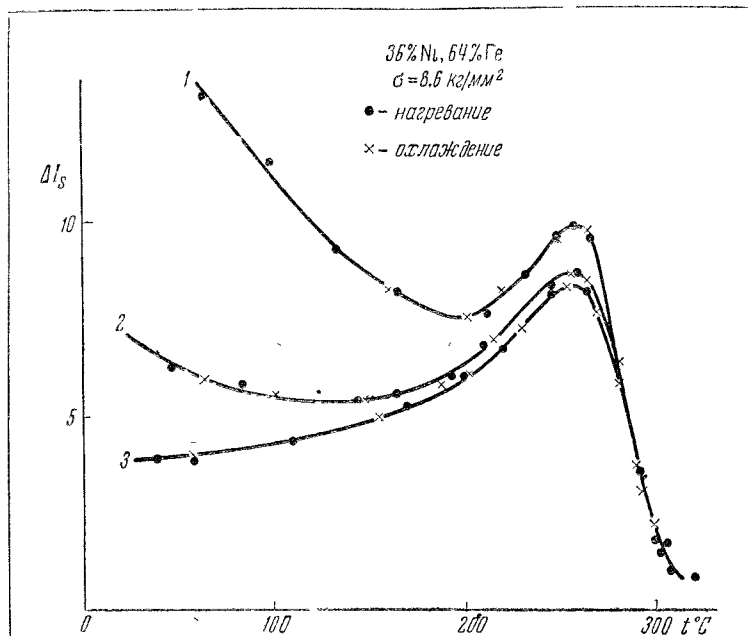


Рис. 68. Температурная зависимость  $\Delta I_s$  в сплаве 36% Ni, 64% Fe при различных полях.

Образец помещен соответственно в магнитное поле 1— $H = 124$  эрстед  $< H_s$ ; 2— $H = 232$  эрстед  $< H_s$ ; 3— $H = 477$  эрстед  $> H_s$ .

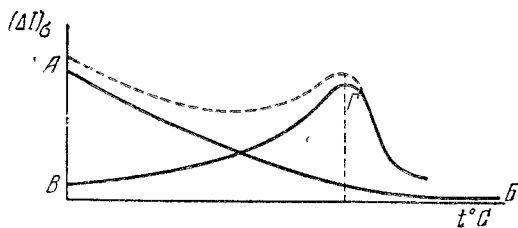


Рис. 69. Интерпретация результатов измерений, приведенных на рис. 68.

На рис. 70а и 70б приведены данные измерения для нескольких сплавов системы Fe—Ni, примыкающих по составу и свойствам к инварной области. Мы видим, что изменения  $I_s$  от растяжения имеют положительные знаки. По мере возрастания содержания никеля в сплаве  $\Delta I_s$ -эффект падает по

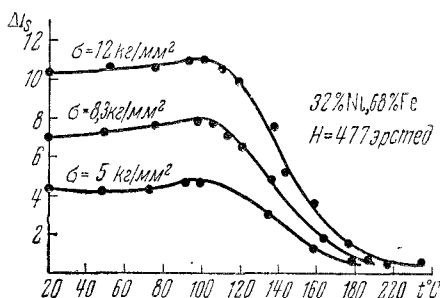
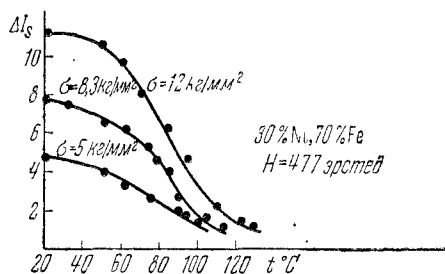


Рис. 70а.  $\Delta I_s$ -эффект в инварных сплавах 30% Ni, 70% Fe и 32% Ni, 68% Fe.

величине, а максимумы кривых сдвигаются к более высоким температурам соответственно передвижению точек Кюри от комнатных к более высоким. Для сплава с 30% Ni максимум наблюдается немного ниже комнатной температуры. Следует отметить, что как при нагревании, так и при охлаждении ход кривых  $\Delta I_s(t)$  обратим. Влияние гистерезиса перехода  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  на ход последних не имело места.

Исследования показали, что величина  $\Delta I_s$  в первом приближении линейно зависит от растяжения. На рис. 71 даны

кривые зависимости  $\Delta I_s$  от  $\sigma$  для различных сплавов Fe—Ni инварной области, измеренные при комнатной температуре. Мы видим, что с увеличением растяжения  $\Delta I_s$ -эффект растет линейно по крайней мере в пределах тех нагрузок, которые применялись в опытах.

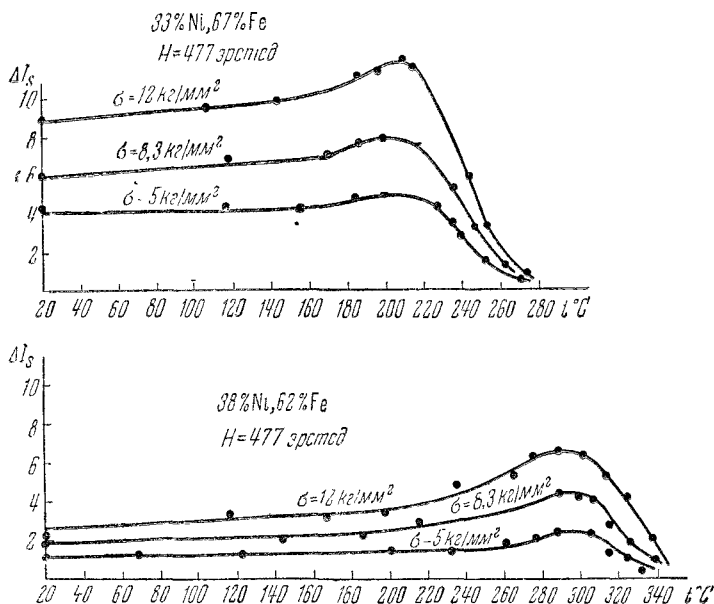


Рис. 706.  $\Delta I_s$ -эффект в инварных сплавах 33% Ni, 67% Fe и 38% Ni, 62% Fe.

Проведенные эксперименты также установили, что большими  $\Delta I_s$ -эффектами обладают сплавы инварного типа, принадлежащие к тройным системам Fe—Ni—Co и Fe—Ni—Cr.

в) Влияние растяжения на намагниченность насыщения инварных сплавов Fe—Pt. Огличительная особенность инварных сплавов в системах Fe—Ni, Fe—Ni—Co и Fe—Ni—Cr в структурном отношении состоит в том, что они на диаграммах состояния всегда лежат вблизи границы превращения  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ , проходящего с большим температурным

гистерезисом. Эти сплавы обладают весьма своеобразными аномалиями теплового расширения и модуля упругости, природа которых непосредственно связана с особым магнитным поведением подобного рода сплавов (см. гл. IV). Магнитные исследования подтверждают это; в инварных сплавах были установлены весьма характерные особенности намагничения

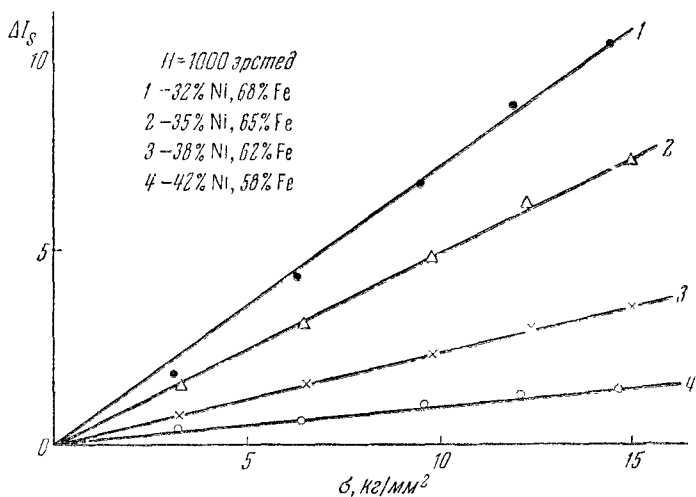


Рис. 71. Зависимость  $\Delta I_s$ -эффекта от упругого растяжения.

и сопутствующих ему явлений в области парапроцесса по сравнению с тем, что наблюдается в других ферромагнитных сплавах и металлах. В частности, как мы видели, они обнаруживают весьма большие величины магнитострикции в области парапроцесса и  $\Delta I_s$ -эффекта.

Аналогичное положение дела имеем в системе Fe—Pt. Диаграмма системы Fe—Pt весьма похожа на диаграмму Fe—Ni (гл. IV, § 6). В этой системе сплавов также имеется область необратимых превращений  $\alpha$  в  $\gamma$ . При этом, как показал Куссман [17], ряд сплавов, лежащих вблизи границы необратимых превращений  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ , имеет большие аномалии теплового расширения, т. е. обладает инварными свойствами.

На рис. 72 представлены кривые  $\Delta I_s(t)$  и  $I_s(t)$  для сплава 56% Pt, 44% Fe, снятые при  $\sigma = 5 \text{ кг/мм}^2$ ,  $H = 1000$  эрстед. Пунктиром дана для сравнения кривая  $\Delta I_s(t)$  для сплава 36% Ni, 64% Fe (при  $\sigma = 5 \text{ кг/мм}^2$ ). Относительное изменение намагниченности  $\frac{\Delta I_s}{I_s}$  в области Кюри составляет 4,5%, что превы-

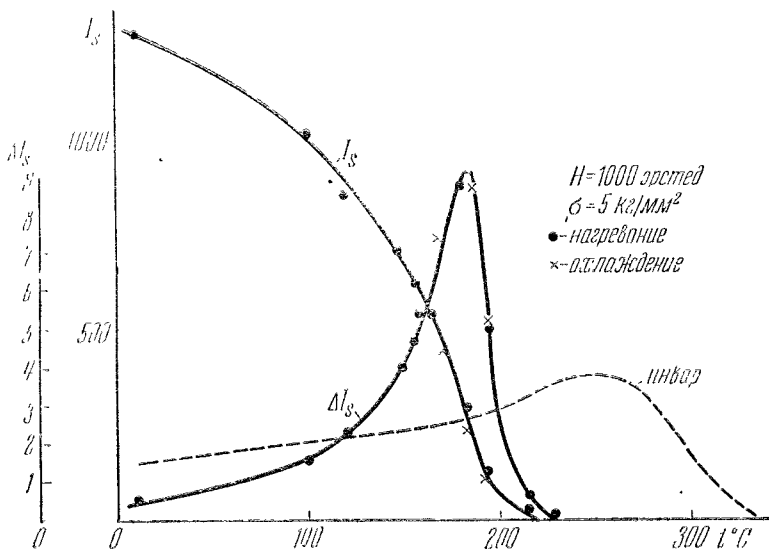


Рис. 72.  $\Delta I_s$ -эффект в сплаве 56% Pt, 44% Fe при растяжении нагрузкой  $5 \text{ кг/мм}^2$ .

Пунктиром дана для сравнения кривая  $\Delta I_s(t)$  инвариного сплава 36% Ni, 64% Fe.

шает соответствующую величину для сплава 36% Ni, 64% Fe более чем в три раза. Результаты измерений для других инвариных сплавов Fe—Pt, близких по составу к вышеуказанному, дали также большие значения  $\Delta I_s$ -эффекта.

Таким образом, для сплавов Fe—Pt наблюдаются  $\Delta I_s$ -эффекты, значительно большие по величине, чем в инвариных сплавах Fe—Ni; они без труда обнаруживаются путем снятия кривых намагниченности обычным методом коммутирования. Так, например, в области Кюри для сплава 58% Pt, 42% Fe при действии нагрузки в  $13,3 \text{ кг/мм}^2$  возрастание  $\Delta I_s$

составляет около 70% от  $I_s$ , что легко обнаруживается (рис. 73) на кривых намагниченности. Результаты измерений  $\Delta I_s$ -эффектов в сплавах Fe—Pt показывают, что они имеют такую же природу, что и инварные сплавы Fe—Ni.

Следует указать, что в системе Fe—Pt вблизи состава 55—58% Pt расположена область сверхструктурных превра-

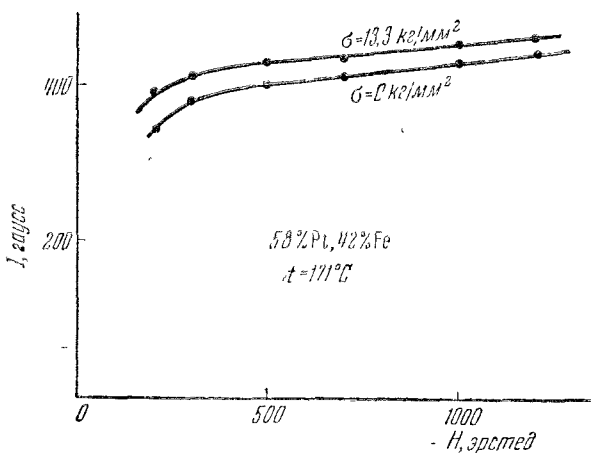


Рис. 73. Кривые намагниченности сплава 58% Pt, 42% Fe вблизи точки Кюри.

щений. Для устранения возможного влияния упорядочения на результаты измерений  $\Delta I_s$ -эффекта образцы переводились в неупорядоченное состояние, которое достигалось закалкой образцов в воду с  $850^\circ\text{C}$  [18].

г)  $\Delta I_s$ -эффект для никеля вблизи точки Кюри. Единственная существующая попытка обнаружить влияние растяжения на намагниченность в области парапроцесса была предпринята на никеле при температурах вблизи точки Кюри (где этот эффект легче наблюдать). Она, однако, дала отрицательные результаты [14]. В настоящем параграфе приводятся результаты опытов автора [19] по влиянию растяжений на намагниченность  $I_s$  никеля вблизи точки Кюри. Для измерения этого эффекта был применен описанный выше метод измерения  $\Delta I_s$ ,

являющийся более чувствительным, чем метод снятия кривых коммутирования, использовавшийся в работе [14].

На рис. 74 приводятся кривые  $\Delta I_s(t)$  и  $I_s(t)$  для никеля при температурах вблизи точки Кюри. На образец накладывалась растягивающая нагрузка  $\sigma = 9,5 \text{ кг/мм}^2$  в присутствии поля  $H = 1000$  эрстед, заведомо достаточного для перевода образца в область парапроцесса при этих температурах. Измерения показывают, что намагниченность в области парапроцесса вблизи точки Кюри уменьшается под действием растяжения. Относительное изменение  $\frac{\Delta I_s}{I_s}$  составляет

$0,5\text{--}1\%$  и имеет место в весьма узком интервале температур, приходящемся на наиболее крутую часть кривой  $I_s(t)$ .

За пределами области Кюри  $\Delta I_s$ -эффект в никеле весьма мал и обнаружить его здесь из-за влияния технического намаг-

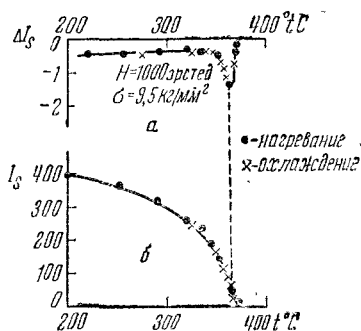


Рис. 74. Кривые  $\Delta I_s(t)$  и  $I_s(t)$  никеля вблизи точки Кюри.

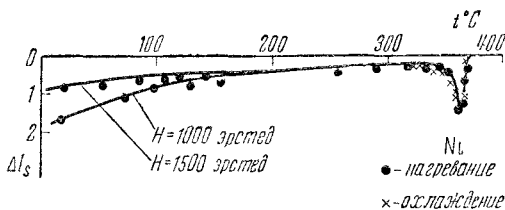


Рис. 75. Изменение намагниченности никеля под действием растяжения  $\sigma = 9,5 \text{ кг/мм}^2$  при разных магнитных полях.

ничения весьма затруднительно. На рис. 75 приведены результаты измерений  $\Delta I_s$  в никеле в более широком интервале температур, включая и комнатные. Как видно из кривых, вдали от точки Кюри в полях 1000—1500 эрстед измерения  $\Delta I_s$

проводить трудно, ибо здесь накладывается эффект изменения технического намагничения (ориентация  $I_s$  под действием  $\sigma$ ).

С целью установить, имеется ли какая-либо связь между величинами  $\Delta I_s$ -эффектов и низким положением точек Кюри,

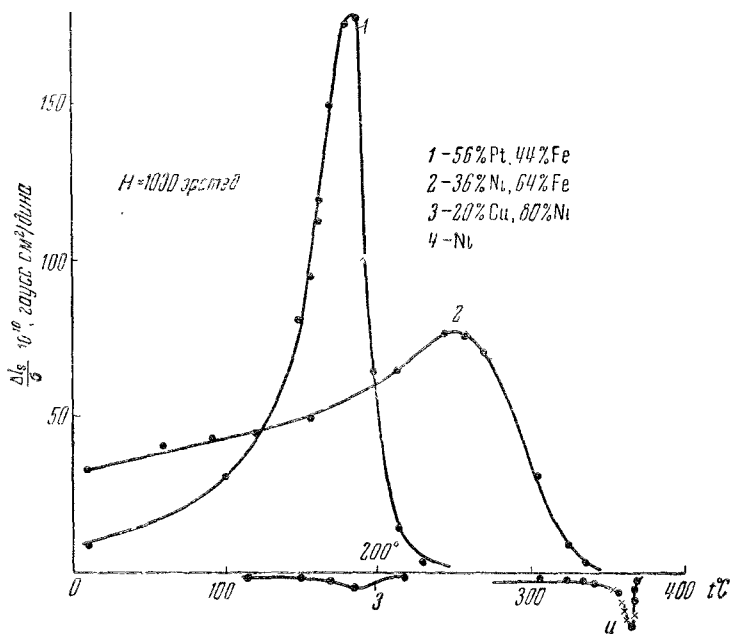


Рис. 76.  $\Delta I_s$ -эффект в различных сплавах и никеле.

были проведены измерения  $\Delta I_s$  в сплаве 20% Cu, 80% Ni, обладающем более низкой температурой Кюри, чем исследованные выше инварные сплавы Fe — Ni и Fe — Pt. На рис. 76 сопоставлены  $\Delta I_s$ -эффекты для сплавов 20% Cu, 80% Ni; 56% Pt, 44% Fe; 36% Ni, 64% Fe и никеля. По оси ординат отложены величины  $\Delta I_s$ , отнесенные к растягивающей нагрузке  $\sigma$  в динах на  $\text{см}^2$ . Легко заметить, что  $\Delta I_s$ -эффекты в инварных сплавах, измеренные при комнатных температурах, пре-



выпадают по величине  $\Delta I_g$ -эффекты в никеле и сплаве 20% Cu, 80% Ni даже в области Кюри, где они достигают максимума. Отсюда видно, что большие  $\Delta I_g$ -эффекты, наблюдаемые в инварных сплавах, не находятся в непосредственной связи с низкими точками Кюри этих сплавов.

д) **Теоретическое истолкование  $\Delta I_g$ -эффекта.** В настоящее время не представляется возможным дать полное и строгое обоснование явлениям, связанным с влиянием упругих напряжений на намагниченность ферромагнетиков в области парапроцесса (к которым относится и  $\Delta I_g$ -эффект). Однако по крайней мере с качественной стороны эти явления можно понять, если исходить из следующих соображений. Всякие упругие напряжения, вызывающие в какой-то мере изменения межатомных расстояний кристаллической решетки ферромагнетика, должны в общем случае приводить: а) к изменению обменного взаимодействия между спинами электронов атомов, б) к изменению состояний  $3d$ - и  $4s$ -электронов, что может привести к возрастанию или уменьшению среднего числа магнетонов Бора на атом, а следовательно, и общего числа спинов, принимающих участие в ферромагнетизме. Поскольку величина самопроизвольной намагниченности обуславливается силами обмена и числом спинов, участвующих в ферромагнетизме, то оба указанных фактора должны при деформациях решетки вызывать изменения намагниченности насыщения ферромагнетика при данной температуре.

Современная квантовомеханическая теория ферромагнетизма не в состоянии дать количественной зависимости обменного взаимодействия в кристаллических решетках от межатомного расстояния; она позволяет лишь высказать весьма общие соображения по данному вопросу, носящие качественный характер (см. гл. I, § 2). В еще худшем положении находится вопрос о влиянии межатомных расстояний на состояние  $3d$ - и  $4s$ -электронов. Общие качественные соображения о возможности такого влияния можно получить из зонной теории металлов и анализа экспериментальных данных по измерению магнитных моментов сплавов [20]. Согласно зонной теории при возрастании или уменьшении расстояний между атомами число свободных мест для электронов в частично незаполненных энергетических полосах  $3d$  и  $4s$  вследствие их перекрытия изменяется. Это приводит к перераспределению электронов между подоболочками

$3d$  и  $4s$ , а следовательно, к возрастанию или уменьшению числа магнетонов Бора на атом. Форма полос и их положение в никеле, железе и других ферромагнетиках до сих пор не известны, поэтому величина и характер этих изменений не могут быть здесь учтены.

Таким образом, при современном состоянии теории магнетизма изменения обменного взаимодействия и энергетического состояния  $3d$ - и  $4s$ -электронов, вносимые упругими деформациями, не могут быть количественно определены, и вследствие этого мы не можем даже оценить степень участия каждого из этих факторов в  $\Delta I_s$ -эффekte.

Однако некоторые сведения об этом можно получить, если мы будем исходить из теории Вейсса — Гейзенберга. Теория Вейсса — Гейзенберга хотя количественно и не верна, но является ценной рабочей гипотезой, позволяющей понять целый ряд сложных явлений, протекающих в ферромагнетиках.

Связь  $\Delta I_s$ -эффекта с изменениями обменного взаимодействия и числа магнетонов Бора, возникающими при упругих деформациях, может быть установлена следующим образом. Согласно Френкелю и Гейзенбергу в уравнении магнитного состояния Вейсса

$$I_s = I_0 L(NI_s + H) \frac{\mu}{kT}, \quad (43)$$

постоянная молекулярного поля  $N$  пропорциональна обменному интегралу  $A$ , а  $I_0$  — абсолютная намагниченность, равная  $n\mu$  ( $\mu$  — магнетон Бора, а  $n$  можно трактовать как число электронов, принимающих участие в ферромагнетизме). Так как  $A$  и  $n$  согласно сказанному выше зависят от межатомного расстояния, то мы вправе положить, что  $N$  и  $I_0$  являются функциями напряжений  $\sigma$ . Дифференцируя (43) по  $\sigma$ , получим:

$$\frac{\partial I_s}{\partial \sigma} = \frac{I_s \frac{\partial I_0}{\partial \sigma} + L' \frac{\mu}{kT} I_0 I_s \frac{\partial N}{\partial \sigma}}{1 - \frac{\mu}{kT} NI_0 L'}. \quad (44)$$

Пусть  $L = \text{th } \alpha$ , где  $\alpha = (NI_s + H) \frac{\mu}{kT}$ , тогда для  $L'$  получим:

$$L' = \frac{1}{\text{ch}^2 \alpha} = 1 - L^2 = 1 - \frac{I_s^2}{I_0^2}.$$

После подстановки в (44) выражения для  $L'$ , а также  $\theta = \frac{\nu N I_0}{k}$  ( $\theta$  — температура Кюри), получим:

$$\frac{1}{I_s} \frac{\partial I_s}{\partial \sigma} = \frac{\frac{1}{I_0} \frac{\partial I_0}{\partial \sigma} + \left(1 - \frac{I_s^2}{I_0^2}\right) \frac{\theta}{T} \cdot \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \sigma}}{1 - \frac{\theta}{T} \left(1 - \frac{I_s^2}{I_0^2}\right)}. \quad (45)$$

Таким образом, самопроизвольная намагниченность при данной температуре под влиянием напряжений  $\sigma$  должна изменяться лишь постольку, поскольку при этом изменяются  $I_0$  и  $N$ .

Влияние  $\sigma$  на  $I_0$  экспериментально можно изучить только непосредственно вблизи абсолютного нуля температуры, где парапроцесс не мешает этому.

Опыты по влиянию растяжения на сплав 36% Ni, 64% Fe (до температур  $-196^\circ\text{C}$ ) показали, что  $\Delta I_s$  непрерывно уменьшается. Если на рис. 66 кривую  $\Delta I_s(t)$  экстраполировать к абсолютному нулю ( $273^\circ\text{C}$ ), то получим  $\Delta I_s \sim 0$ . Это означает, что по крайней мере при тех напряжениях, которые применялись в наших опытах, если и существует влияние  $\sigma$  на  $I_0$ , то оно мало и для обнаружения его требуется постановка более тонких опытов. Следовательно, основная причина возникновения  $\Delta I_s$ -эффекта состоит в том, что растяжение изменяет величину  $N$ , или, иными словами, величину обменного интеграла. Таким образом, полагая в соотношении (45)  $\frac{\partial I_0}{\partial \sigma} \sim 0$ , получим:

$$\frac{1}{I_s} \frac{\partial I_s}{\partial \sigma} = \frac{\left(1 - \frac{I_s^2}{I_0^2}\right) \frac{\theta}{T} \cdot \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \sigma}}{1 - \frac{\theta}{T} \left(1 - \frac{I_s^2}{I_0^2}\right)}. \quad (46)$$

При приближении к точке Кюри ( $T \rightarrow \theta$  и  $I_s \rightarrow 0$ ) величина  $\frac{1}{I_s} \frac{\partial I_s}{\partial \sigma}$  согласно (46) должна быстро возрастать. Последнее, как мы видели, действительно наблюдается на опыте для всех исследованных металлов и сплавов. Следует отметить, что вблизи самой точки Кюри формула (46), выведенная из

представлений Вейсса—Гейзенберга, становится грубо приближенной; поэтому при подстановке  $T = \theta$  из нее получается  $\frac{1}{I_s} \frac{\partial I_s}{\partial \sigma} \rightarrow \infty$ . Более точная теория, которая учитывает так называемый «ближний» порядок в расположении спинов, приводит к конечному возрастанию  $\Delta I_s$ -эффекта вблизи точки Кюри. Учет «ближнего» порядка в расположении спинов заключается в следующем. В теории Вейсса—Гейзенберга при определении наивероятнейших состояний принимался во внимание лишь так называемый «дальний порядок» в расположении спинов, который характеризуется общим числом спинов и числом спинов, ориентированных вдоль или против результирующего магнитного момента области. Влияние распределения ориентации спинов внутри области (вокруг данного спина), т. е. влияние «ближнего порядка», в этих работах не учитывалось. Между тем оно должно играть существенную роль, в особенности при рассмотрении магнитных свойств вблизи температуры Кюри. Учет «ближнего» порядка в расположении спинов позволил Вонсовскому (см. [8]) и Стильбансу [21] объяснить конечность скачков теплоемкости в точке Кюри и наличие остатков самопроизвольной намагниченности выше точки Кюри.

Итак, основной причиной возникновения  $\Delta I_s$ -эффекта является то, что упругие напряжения вызывают изменения в обменном взаимодействии спинов в ферромагнитной решетке. Исходя из этого, характер наблюдаемых кривых  $\Delta I_s(t)$ , приведенных выше, можно качественно объяснить следующим образом. При данной температуре и поле, соответствующем «техническому» насыщению, т. е. когда все моменты областей самопроизвольной намагниченности полностью ориентированы вдоль направления поля, внутри областей всегда имеются спины, которые не совпадают с направлением результирующего момента области. Таких спинов тем больше, чем выше температура. Число этих спинов может меняться как при наложении на ферромагнетик магнитного поля, большего  $H_s$  (парапроцесс), так и при приложении упругих напряжений. Действие упругих напряжений состоит в том, что вследствие уменьшения или увеличения межатомных расстояний в решетке меняется результирующее обменное взаимодействие, что приводит к изменению распределения спинов в области и, следо-

вательно, к изменению величины  $I_s$ . Иными словами, перераспределение спинов происходит под действием того добавочного «молекулярного» поля, появление которого вызывается деформацией решетки (через изменение фактора  $N$ ). Здесь мы имеем дело с парапроцессом, вызванным упругими напряжениями («механоарапроцесс»). Этот «механоарапроцесс», естественно, будет больше вблизи точки Кюри, где концентрация «непараллельных» спинов наиболее высокая, и меньше при низких температурах, где она мала.

Результаты исследования  $\Delta I_s$ -эффекта представляют интерес в том отношении, что из них можно получить сведения об изменении обменного взаимодействия в ферромагнетиках в зависимости от межатомного расстояния. Для определения этих изменений лучше всего воспользоваться формулой Блоха для температурной зависимости самопроизвольной намагниченности при низких температурах (см. гл. I, § 3):

$$I_s = I_0 \left( 1 - b' \left( \frac{T}{A} \right)^{\frac{3}{2}} \right), \quad (47)$$

где  $b'$  — численная постоянная и  $A$  — обменный интеграл. (Следует указать, что формулы для температурной зависимости  $I_s$ , вытекающие из теории Вейсса — Гейзенберга, для указанной цели не пригодны, ибо они очень приближены [22]).

Дифференцируя (47) по межатомному расстоянию  $r$ , имеем:

$$\frac{\partial I_s}{\partial r} = \frac{3}{2} I_0 b' \frac{T^{\frac{3}{2}}}{A^{\frac{5}{2}}} \frac{\partial A}{\partial r}. \quad (48)$$

С помощью этого соотношения можно получить количественные значения «крутизны» обменного интеграла  $\frac{\partial A}{\partial r}$ , если известны экспериментальные значения  $\Delta I_s$  и  $\Delta r$ . Наиболее просто обстоит дело в случае деформаций всестороннего сжатия или растяжения, когда в металле межатомные расстояния меняются в чистом виде (пропорционально изменению объема тела). Здесь количественные величины крутизны обменного интеграла можно получить, изучая объемную зависи-

мость  $I_s$ , т. е.

$$\frac{\partial I_s}{\partial v} = \frac{3}{2} I_0 b' \frac{T^{\frac{3}{2}}}{A^{\frac{5}{2}}} \frac{\partial A}{\partial v}. \quad (49)$$

В настоящее время мы не можем воспользоваться формулой (49), ибо до сих пор отсутствуют данные измерений влияния всесторонних деформаций на величину  $I_s$  при низких температурах [для которых справедливы формулы (47) — (49)]. Подобного рода измерения в экспериментальном отношении весьма трудны.

Проще провести опыты с применением односторонних деформаций растяжения, однако здесь возникают другие трудности. В отличие от деформаций всестороннего сжатия или растяжения одностороннее растяжение сопровождается поперечным сжатием. Здесь мы имеем более сложную картину изменения межатомных расстояний в кристаллической решетке, и следовательно, обменный интеграл при растяжении будет изменяться более сложным образом. Для истолкования результатов опытов в первом, весьма грубом приближении можно исходить из следующих соображений. Так как в направлении растяжения межатомные расстояния увеличиваются, а в поперечном уменьшаются, то для реальных ферромагнетиков, у которых коэффициенты поперечного сжатия  $\varepsilon$  всегда меньше  $^{-1/2}$ , будем иметь некоторое результирующее увеличение межатомных расстояний в направлении растяжения. Последнее и приводит к изменению результирующего обменного интеграла в решетке. Величина этого изменения, конечно, меньше, чем при деформации всестороннего растяжения. Знаки же указанных изменений как при одностороннем, так и всестороннем растяжениях будут одинаковыми. Исходя из сказанного, измерения  $\Delta I_s$ -эффекта, прежде всего, дают возможность определить знак «крутизны» результирующего обменного интеграла в данном ферромагнитном металле или сплаве.

Отрицательные знаки  $\Delta I_s$ -эффекта, наблюдаемые в никеле и сплаве 20% Cu, 80% Ni (вблизи точки Кюри), говорят о том, что в них результирующий обменный интеграл при увеличении межатомных расстояний уменьшается. Наоборот, данные измерений сплавов типа инвар показывают, что в них

обменный интеграл с увеличением межатомных расстояний увеличивается. Наличие необычайно больших  $\Delta I_s$ -эффектов в инварных сплавах по сравнению, например, с никелем следует объяснить тем, что в первых крутизна результирующего обменного интеграла весьма велика, в то время как в никеле она мала (подробнее об этом см. следующий § 5).

### § 5. Смещение точки Кюри ферромагнетиков под влиянием упругих напряжений

В непосредственной связи с  $\Delta I_s$ -эффектом находится явление смещения точки Кюри под действием упругих напряжений. Несмотря на неоднократные попытки, это явление до сих пор остается мало изученным. Между тем всестороннее исследование его представляет значительный теоретический интерес. Температура Кюри связана с величиной обменного интеграла, поэтому изучение смещения ее под влиянием упругих напряжений позволило бы получить количественные сведения об изменении обменного взаимодействия в функции межатомных расстояний в различных ферромагнетиках. Указанные сведения весьма необходимы для уточнения критерия ферромагнетизма. В настоящее время такие сведения получают в основном из данных исследования сплавов, в которых расстояния между атомами ферромагнитного вещества меняются благодаря введению посторонних «неферромагнитных» атомов. Однако в этом случае вследствие влияния факторов побочного характера указанная зависимость может быть установлена с меньшей уверенностью, чем из эффекта смещения точки Кюри, где межатомные расстояния меняются в результате непосредственного механического воздействия на изучаемый ферромагнитный образец. Дело в том, что в случае сплавов обменный интеграл может изменяться не только оттого, что параметр решетки изменяется, но также оттого, что меняется характер атомных соседств (см. гл. I).

Отметим также, что изучение влияния упругих напряжений на температуру Кюри ферромагнетиков представляет и некоторый геофизический интерес. Причину земного магнетизма одно время приписывали ферромагнетизму железа, никеля и их сплавов, находящихся в ядре Земли. Полагали, что хотя эти металлы и пребывают там при высокой температуре,

но они все-таки сохраняют ферромагнетизм, ибо огромные давления, действующие внутри Земли, сильно поднимают их точки Кюри. Из результатов измерений зависимости эффектов смещения точки Кюри от упругих напряжений можно было бы получить некоторые данные для решения вопроса о возможности объяснения земного магнетизма «ферромагнетизмом» ядра Земли.

**а) История вопроса.** Работы, в которых рассматривался эффект смещения точки Кюри от упругих напряжений, можно подразделить на две категории:

1) Определение непосредственным экспериментальным путем повышения или понижения температуры Кюри при наложении на ферромагнитный образец одностороннего растяжения или всестороннего сжатия.

2) Определение смещения точки Кюри косвенным путем, из данных измерений других ферромагнитных эффектов, которые связаны термодинамически или с помощью модельных представлений с температурой Кюри.

Попытки прямыми опытами найти смещение точки Кюри под влиянием всестороннего давления или одностороннего растяжения не дали достоверных результатов. Причина этого лежит в экспериментальных трудностях проведения подобного рода опытов.

Рей-Чаудхури [23], исследуя никель, обнаружил понижение температуры Кюри при действии на него одностороннего растяжения. В своих опытах он старался обнаружить сдвиг излома кривой температурной зависимости электросопротивления  $R(t)$  (который соответствует точке Кюри) при действии растяжения на ферромагнитный образец. Однако полученная им величина указанного сдвига оказалась слишком большой; она не согласуется ни с какими теоретическими оценками, и поэтому в достоверность результатов этого автора трудно поверить.

Несколько позже Михеев [24] несомненно более тщательно поставленными опытами не смог установить наличия сдвига излома кривой  $R(t)$  при растяжении сплава 30% Cu, 70% Ni (точность измерения температуры составляла 1°C). Проводя подобные же опыты с никелем, Энглерт [25] также получил отрицательный результат.

Попытки обнаружить эффект смещения точки Кюри из чисто магнитных измерений, проводимых вблизи точки Кюри,



также не дали положительных результатов. Как известно, из таких измерений вследствие влияния парапроцесса точное определение точки Кюри невозможно; обычно приближенно принимается, что она соответствует месту наибольшей крутизны кривой  $I_s(t)$ , снятой в не очень сильных полях. Шарф [14], принимая такое определение точки Кюри, пыталась выяснить, как влияет одностороннее растяжение на положение крутой части кривой  $I_s(t)$  никеля. При точности измерения температуры в  $1^\circ\text{C}$  ей не удалось обнаружить сдвига этой части кривой.

Еще более противоречивые и менее надежные результаты были получены при исследовании влияния на точку Кюри всестороннего давления, что объясняется большими трудностями экспериментирования. Между тем по идее здесь эффект сдвига точки Кюри должен наблюдаться в особенно чистом виде, ибо всестороннее давление вызывает изменение межатомных расстояний без побочных эффектов искажения формы решетки, как это может иметь место при действии односторонних упругих напряжений.

Адамс и Грин [26] безуспешно пытались обнаружить влияние давления в  $3\,600\text{ атм}$  на точку Кюри никеля, железа и ряда сплавов. Следует, однако, отметить, что точность измерения температуры в их опытах была крайне низка.

Штейнбергер [12] предпринял исследование влияния всестороннего давления до  $12\,000\text{ атм}$  на намагниченность насыщения сплавов Fe—Ni. Из этих опытов он установил, что температура Кюри весьма сильно снижается с давлением в сплавах Fe—Ni инварной группы. Рассмотрение условий экспериментов Штейнбергера показывает, однако, что вследствие применения недостаточно сильных магнитных полей на его результаты большое влияние оказывало техническое намагничение.

Эберт и Куссман [27] сделали попытку исследовать влияние всестороннего давления на температуру Кюри для семи различных сплавов, в том числе и Fe—Ni того же состава, как и в опытах Штейнбергера. Авторы решали эту задачу путем измерения эффекта изменения намагниченности насыщения от давления при температурах вблизи точки Кюри. Они рассматривали вопрос о том, какую форму должна иметь поверхность, образованная в координатах: намагниченность

насыщения — давление — температура при наличии смещения точки Кюри и при отсутствии такового. На основании анализа сделанных измерений авторы пришли к заключению, что эта поверхность асимптотически приближается к плоскости давление — температура и, следовательно, ферромагнетизм не может исчезнуть ни при каком конечном давлении, т. е. давление на температуру Кюри не влияет. Однако сами авторы указывают на условность своих выводов.

Из приведенного краткого обзора попыток непосредственными опытами обнаружить эффект смещения точки Кюри следует, что до сих пор здесь не получено достоверных результатов. Вследствие этого ряд авторов сделали попытку определить величину указанного эффекта косвенным путем. Пользуясь термодинамическими соображениями или модельными теоретическими представлениями, они нашли соотношения, связывающие величину смещения точки Кюри с другими ферромагнитными эффектами; беря величины последних из опыта, подсчитывали искомое смещение точки Кюри. Так, Корнецкий [28], полагая, что фактор молекулярного поля в теории Вейсса зависит от объема, связал величину смещения точки Кюри, обусловленного давлением, с объемной магнитострикцией парапроцесса. Подставляя данные измерений магнитострикции парапроцесса для сплавов Fe — Ni, он обнаружил для них понижение точек Кюри с давлением.

Отметим попытку Лейпунского [29] дать оценку смещения точки Кюри из квантовых представлений. Он рассмотрел, как меняется величина обменного интеграла двух атомов водорода при малых изменениях расстояния между ними. Если принять, что температура Кюри пропорциональна обменному интегралу, из указанного рассмотрения вытекает, что точки Кюри никеля и железа при всестороннем давлении должны повышаться до величины порядка  $10^{-4}$  град/атм. Как увидим далее, по порядку величины это согласуется с оценкой, даваемой термодинамикой. В расчете Лейпунского, однако, знаки эффектов смещения точки Кюри от давления для Ni и Fe получились одинаковыми, тогда как согласно современным воззрениям они должны быть различными. Причина этого лежит в том, что автор принял (так же как и в модели Гейтлера — Лондона) экспоненциальную зависимость обменного интеграла от межатомного расстояния. Поэтому

при уменьшении межатомного расстояния, вызываемого давлением, обменный интеграл, а следовательно, и температура Кюри, согласно сказанному, должны для всех металлов возрастать. Последнее позволило Лейпунскому утверждать, что природу земного магнетизма можно объяснить «ферромагнетизмом» железа и никеля, находящихся в ядре Земли.

Особенно привлекательными являются термодинамические подсчеты, не требующие, как известно, специальных физических предположений о природе происходящих ферромагнитных процессов. Лейпунский в той же работе применил и этот метод для расчета смещения точки Кюри в никеле и железе. Подставляя в формулы Эренфеста для фазового перехода второго рода экспериментальные данные для скачков теплоемкости и термического расширения, он получил для никеля повышение точки Кюри от всестороннего сжатия  $4 \cdot 10^{-4}$  град/атм. Гейликман [30] таким же способом нашел для того же металла  $2,2 \cdot 10^{-4}$  град/атм.

Михельс с сотрудниками [31] для медно-никелевых сплавов типа монель (30% Cu, 70% Ni) нашли возрастание температуры Кюри от давления:  $6,5 \cdot 10^{-5}$  град/атм и  $3 \cdot 10^{-5}$  град/атм. При этом в формулу типа Эренфеста они подставляли экспериментально определенные ими для указанных сплавов скачки температурного и барического коэффициентов электросопротивления в области точки Кюри. Заметим, что такие малые величины смещения температуры Кюри в опытах Михельса и его сотрудников не могли быть определены прямыми наблюдениями сдвига излома кривых  $R(t)$  по оси температур. Поэтому эти опыты не являются непосредственными измерениями смещения точки Кюри с давлением, как это полагают некоторые авторы.

Слэтер [32], рассматривая ферромагнитное превращение как фазовый переход первого рода, воспользовался для оценки смещения точки Кюри обычной формулой Клапейрона — Клаузиуса. Подставляя в нее приближенно вычисленные им скачки энтропии и объема в точке Кюри для никеля, он получил величину возрастания температуры Кюри от давления для этого металла  $5 \cdot 10^{-5}$  град/атм. Оценка, даваемая Слэтером, не точна, ибо в настоящее время известно, что ферромагнитное превращение не есть переход первого рода, а относится к переходам второго рода. Слэтер, кроме того, в своей работе

указал, что для железа увеличение давления должно приводить к уменьшению точки Кюри. Это позволило ему утверждать, что «ферромагнетизм» земного ядра невозможен.

Совсем недавно Лайп [33], полагая, что ферромагнитное превращение есть переход третьего рода, нашел формулы для вычисления смещения точки Кюри от давления, в которые входят скачки производных по температуре теплоемкости и коэффициента термического расширения. Определяя последние экстраполяцией из опытных кривых теплоемкости и термического расширения, он для никеля дает величину смещения температуры Кюри от давления  $1,8 \cdot 10^{-4}$  град/атм. Однако вычисления Лайпа, трактующего ферромагнитное превращение как переход третьего рода, не могут считаться правильными, так как такие переходы, как показал Ландау, противоречат термодинамике (см. [37]).

Наконец, укажем на работу Корнецкого [34], который путем анализа значений точек Кюри  $\theta$  и параметров решеток  $a$ , галогенидов металлов ( $\text{FeCl}_2$ ,  $\text{VCl}_2$ ,  $\text{MnCl}_2$  и др.) нашел для них значения  $\frac{d\theta}{da}$ . Из обсуждения последних он приходит к выводу, что имеющиеся в литературе данные  $\frac{d\theta}{dP}$  для никеля и железа ( $\sim 10^{-4}$  град/атм) вполне правдоподобны. Косвенные методы определения эффекта смещения точки Кюри, основанные на термодинамических соображениях, дают для никеля величины порядка  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  град/атм. Колебания этих величин у разных авторов обусловлены как различием используемых опытных данных, получение которых часто весьма затруднительно, так и способов описания ферромагнитного превращения.

**б) Вычисление величин смещения точки Кюри при растяжении из данных измерений  $\Delta I_s$ -эффекта.** Ниже, пользуясь термодинамической теорией фазовых переходов второго рода и результатами измерений  $\Delta I_s$ -эффекта в области Кюри, даются приближенные оценки величин смещения температуры Кюри для никеля и инварных сплавов [35].

Экспериментальные наблюдения показывают, что ферромагнитное превращение необходимо отнести к классу фазовых переходов второго рода, которые ввел Эренфест [36]. Более детально теория фазовых переходов была разработана Лан-

дау (см. [37]) и Семенченко [38]. Ландау рассматривает указанные превращения как явления упорядочения; Семенченко дает более общее рассмотрение этих переходов и сводит их к критическим явлениям. Фазовое превращение второго рода характеризуется отсутствием в точке перехода скачков энтропии  $S$ , относительного изменения объема  $w$ , самопроизвольной намагниченности  $I_s$  и других свойств, т. е. при этом переходе должны выполняться следующие условия:

$$S' - S'' = 0, \quad w' - w'' = 0 \quad \text{и} \quad I'_s - I''_s = 0. \quad (50)$$

Величины, отмеченные одним штрихом, относятся к ферромагнитной фазе, двумя — к парамагнитной. Принимая за независимые переменные температуру  $T$ , давление  $P$  и магнитное поле  $H$ , из последнего условия получаем:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial I'_s}{\partial T}\right)_{H,P} dT + \left(\frac{\partial I'_s}{\partial P}\right)_{H,T} dP + \left(\frac{\partial I'_s}{\partial H}\right)_{P,T} dH = \\ = \left(\frac{\partial I''_s}{\partial T}\right)_{H,P} dT + \left(\frac{\partial I''_s}{\partial P}\right)_{H,T} dP + \left(\frac{\partial I''_s}{\partial H}\right)_{P,T} dH. \end{aligned}$$

При постоянном поле ( $H = \text{const.}$ ) для эффекта смещения точки Кюри с давлением имеем:

$$\frac{d\theta}{dP} = - \frac{\Delta \left(\frac{\partial I_s}{\partial P}\right)_{H,T}}{\Delta \left(\frac{\partial I_s}{\partial T}\right)_{P,H}}, \quad (51)$$

где величины

$$\Delta \left(\frac{\partial I_s}{\partial P}\right)_{H,T} = \left(\frac{\partial I'}{\partial P} - \frac{\partial I''}{\partial P}\right)_{H,T} \quad \text{и} \quad \Delta \left(\frac{\partial I_s}{\partial T}\right)_{H,P} = \left(\frac{\partial I'}{\partial T} - \frac{\partial I''}{\partial T}\right)_{H,P}$$

представляют «скачки» в точке Кюри эффекта изменения самопроизвольной намагниченности от давления и температурного коэффициента самопроизвольной намагниченности. Если обе последние величины измеряются в одном и том же (не очень большом) магнитном поле, то самопроизвольную намагниченность можно заменить намагниченностью насыщения.

Принимая во внимание термодинамическое соотношение

$$\left(\frac{\partial I_s}{\partial P}\right)_{H,T} = - \left(\frac{\partial w}{\partial H}\right)_{P,T},$$

142 влияние упругих деформаций на намагниченность [гл. III  
формулу (51) можно переписать:

$$\frac{\partial \theta}{\partial P} = \frac{\Delta \left( \frac{\partial w}{\partial H} \right)_{P, T}}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{P, H}}, \quad (52)$$

где  $\frac{\partial w}{\partial H}$  — объемная магнитострикция в области парапроцесса.

Если в нашем выводе заменить  $P$ , под которым мы подразумевали всестороннее давление, односторонним растяжением  $\sigma$ , то получим:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \sigma} = - \frac{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial \sigma} \right)_{H, T}}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{\sigma, H}}, \quad (53)$$

или, так как  $\left( \frac{\partial I_s}{\partial \sigma} \right)_{H, T} = \left( \frac{\partial \lambda_n}{\partial H} \right)_{\sigma, T}$ , имеем:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \sigma} = - \frac{\Delta \left( \frac{\partial \lambda_n}{\partial H} \right)}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{\sigma, H}}, \quad (54)$$

где  $\lambda_n$  — линейная магнитострикция парапроцесса, а  $\frac{\partial I_s}{\partial \sigma}$  — эффект изменения самопроизвольной намагниченности от растяжения. Таким образом, для подсчета смещения точки Кюри мы можем воспользоваться не только обычными формулами Эренфеста, в которые подставляются данные измерений теплоемкости, сжимаемости и коэффициента термического расширения [29, 30], но также применить соотношения (51)—(54), в которые входят указанные выше магнитные величины, измеренные в области точки Кюри. Следует, однако, отметить, что эти формулы могут быть использованы только для получения весьма приближенных оценок величин  $\frac{\partial \theta}{\partial \sigma}$ . Дело в том, что они требуют подстановки «скачков» магнитных величин в точке Кюри. На практике эти последние не наблюдаются, а обнаруживаются только максимумы их. Во-первых, потому, что ни одна магнитная величина не испытывает разрыва в области

Кюри, если она измеряется в присутствии магнитного поля (из-за влияния парапроцесса), а во-вторых, само по себе ферромагнитное превращение, как показывает опыт, всегда размыто по некоторому интервалу температур.

Измерения эффекта изменения  $I_s$  от давления и объемной магнитоstriction вблизи точки Кюри с экспериментальной стороны является весьма трудным делом. Такого рода исследования до сих пор не производились. Легче осуществить эксперименты по измерению эффекта влияния одностороннего растяжения на намагниченность насыщения вблизи точки Кюри. Используем данные измерений  $\Delta I_s$ -эффекта, приведенные в § 4 для приближенных оценок смещения температуры Кюри, вызываемого односторонним растяжением [по формуле (53)].

Величины  $\Delta \frac{\partial I_s}{\partial \sigma}$  определяются измерением ординат максимумов на кривых  $\frac{dI_s}{dT}(T)$ . Что касается величин  $\Delta \frac{\partial I_s}{\partial T}$ , то они нахо-

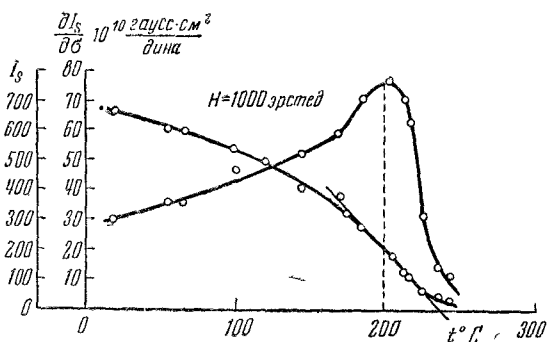


Рис. 77. Способ вычисления смещения точки Кюри при растяжении.

дятся из наклонов касательных к наиболее крутым частям кривых  $I_s(T)$  (рис. 77).

В таблице 2 для никеля и ряда сплавов даны найденные указанным способом приближенные величины  $\Delta \frac{\partial I_s}{\partial \sigma}$  и  $\Delta \frac{\partial I_s}{\partial T}$ . Там же приведены вычисленные по формуле (53) значения

Таблица 2

№№ п/п	Ферромагнетик	$\frac{\partial I_s \cdot 10^{10} \text{ гаусс} \cdot \text{см}^2}{\Delta \sigma} \text{ дина}$	$\frac{\partial I_s \text{ гаусс}}{\partial T \text{ град}}$	$\frac{d\theta}{d\sigma} \cdot 10^4 \frac{\text{град} \cdot \text{см}^2}{\text{кг}}$
1	Никель	- 16	-11	- 1,47
2	20% Cu, 80% Ni	- 4	- 2	- 1,9
3	32% Ni, 68% Fe	84	- 5,4	+15,2
4	36% Ni, 64% Fe	+ 77	- 5,9	+12,7
5	38% Ni, 62% Fe	+ 80	- 8,3	+ 8,5
6	54% Pt, 46% Fe	+176	- 6,9	+10,9
7	56% Pt, 44% Fe	+183	-13,9	+12,9
8	58% Pt, 42% Fe	+148	-11,9	+12,2
9	31% Ni, 5% Co, 64% Fe	+ 95	- 5,5	+16,8
10	41% Ni, 5% Cr, 2% Ti, 52% Fe	+ 76	- 5,4	+13,8

$\frac{d\theta}{d\sigma}$  в град · см<sup>2</sup>/кг. Мы видим, что при растяжении никеля и сплава 20% Cu, 80% Ni точки Кюри их понижаются, тогда как для всех остальных сплавов повышаются; отметим, что значительные величины  $\frac{d\theta}{d\sigma}$  обнаруживают те сплавы, в которых наблюдаются большие  $\Delta I_s$ -эффекты (инварные стали).

Из таблицы 2, далее, следует, что при нагрузке в 10 кг/мм<sup>2</sup> точки Кюри никеля и сплава 20% Cu, 80% Ni сдвигаются на 0,1 — 0,2° С.

Это не могло быть обнаружено в опытах Михеева [24] и других авторов [23, 25], которые пытались прямыми опытами наблюдать указанный эффект в никеле и сплаве 30% Cu, 70% Ni, ибо они измеряли температуру с точностью до 1° С. В инварных же сплавах при той же нагрузке это смещение имеет порядок 1—2° С, что можно было бы заметить и при указанной точности измерения. Однако в упомянутых работах опыты с инварными сплавами не производились. Таким образом, безуспешность попыток обнаружить эффект смещения точки Кюри от растяжения непосредственными экспери-



ментами в значительной степени определяется неудачным выбором объектов исследования.

Физически имеет смысл рассматривать не  $\frac{d\theta}{d\sigma}$ , а зависимость  $\theta$  от упругой деформации решетки ферромагнетика, вызываемой напряжением  $\sigma$ . Мы можем написать:

$$\frac{d\theta}{d\varepsilon} = \frac{1}{E} \frac{d\theta}{d\lambda}, \quad (55)$$

где  $\lambda$  — относительная деформация, а  $E$  — модуль упругости. Из (55) вытекает, что точка Кюри должна смещаться не только от деформации, но и от действия других факторов, вызывающих изменение межатомных расстояний в решетке металла. К ним в первую очередь необходимо отнести температуру, поскольку последняя сопровождается тепловым расширением, т. е.

$$\frac{d\theta}{dT} = 3\alpha \frac{d\theta}{d\omega}, \quad (56)$$

где  $\omega$  — относительное изменение объема при нагревании, а  $\alpha = \frac{1}{3} \frac{\partial \omega}{\partial T}$  — коэффициент линейного расширения.

Исследование зависимости  $\theta$  от  $T$  (вернее, от теплового расширения) для различных металлов и сплавов позволило бы уточнить наши сведения о характере зависимости обменной энергии от межатомного расстояния и объяснить особенности поведения различных ферромагнитных эффектов вблизи точки Кюри.

**в) О зависимости обменного взаимодействия от межатомного расстояния в ферромагнитных металлах и сплавах.** Выше (гл. I, § 2) мы уже рассматривали качественный ход кривой обменного интеграла  $A$  в функции величины  $K$ , представляющей собой отношение межатомного расстояния  $a$  к среднему радиусу  $r$  оболочки  $3d$ . До сих пор имеется мало сведений о том, как изменяются обменные интегралы в конкретных металлах и сплавах в функции  $K$ , т. е., другими словами, какому месту на кривой  $A(K)$  соответствует ферромагнетизм железа, никеля, кобальта и их сплавов. Некоторые авторы [39, 40] намечают предположительные места на подобной кривой для железа, никеля и кобальта. Однако, как видно из рис. 78,  $a$  и  $b$ , в этом вопросе нет согласованности.

Данные об эффектах  $\frac{\partial \theta}{\partial \sigma}$  могли бы внести ясность в указанный вопрос, так как дают возможность качественно оценить характер изменения обменного взаимодействия в зависимости от межатомных расстояний, правда, в очень небольших пределах изменения последних. В самом деле, дифференцируя выражение для температуры Кюри  $\theta = \frac{Z}{2k} A$  по межатомному расстоянию  $a$ , получаем:

$$\frac{\partial \theta}{\partial a} = \frac{Z}{2k} \frac{\partial A}{\partial a}, \quad (57)$$

где  $\frac{\partial A}{\partial a}$  — «крутизна» обменного интеграла, а величина  $\frac{\partial \theta}{\partial a}$  в первом приближении пропорциональна  $\frac{\partial \theta}{\partial \sigma}$ . Таким образом,

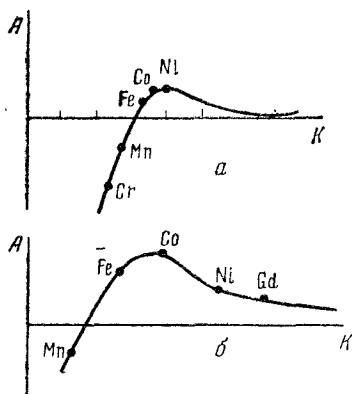


Рис. 78. Схематическое «размещение точек» ферромагнитных элементов на кривой обменного интеграла  $A(K)$ .

Кривая  $a$  — из книги Беккера и Доринга [39],  $\delta$  — из работ Шокли, Визор-та и др. [40].

через экспериментальные значения эффекта смещения точки Кюри с деформацией можно оценить знак и величину  $\frac{\partial A}{\partial a}$ .

В данном случае мы для упрощения предположим, что  $A$  зависит только от  $a$ , т. е. мы рассматриваем функцию  $A(K)$  при некоторых фиксированных значениях  $r$ . Это допустимо, очевидно, при не слишком больших вариациях  $a$ , когда состояние  $3d$ - и  $4s$ -электронов не изменяется (см. обсуждение опытов с  $\Delta I_s$ -эффектом в § 4). Сложность задачи о нахождении зависимости обменного взаимодействия от межатомного расстояния состоит и в том, что в реальных ферромагнитных металлах и сплавах необходимо рассматривать обменные интегралы не только между ближайшими атомами в решетке, но и более удаленными, а в сплавах, кроме того, между ато-

металлах и сплавах необходимо рассматривать обменные интегралы не только между ближайшими атомами в решетке, но и более удаленными, а в сплавах, кроме того, между ато-

мами различных компонент. Согласно Вонсовскому [41] и Комару [42] в случае двойного неупорядоченного сплава имеем:

$$\theta = \frac{Z}{2k} (n_1^2 A_1 + n_2^2 A_2 + 2n_1 n_2 A_{12}), \quad (58)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — концентрации первой и второй компонент,  $A_1$  — обменный интеграл атомов компоненты  $n_1$  и  $A_2$  — атомов  $n_2$  и  $A_{12}$  — атомов  $n_1$  и  $n_2$ . Последний обменный интеграл смешанного типа характерен для сплавов. Дифференцируя (58) по  $a$ , имеем:

$$\frac{\partial \theta}{\partial a} = \frac{Z}{2k} \left( n_1^2 \frac{\partial A_1}{\partial a} + n_2^2 \frac{\partial A_2}{\partial a} + 2n_1 n_2 \frac{\partial A_{12}}{\partial a} \right). \quad (59)$$

Таким образом, эффекты смещения точки Кюри в двойных сплавах связаны с тремя величинами:  $\frac{\partial A_1}{\partial a}$ ,  $\frac{\partial A_2}{\partial a}$  и  $\frac{\partial A_{12}}{\partial a}$ . Последние могут иметь не только различные численные значения, но, вообще говоря, и разные знаки. Поэтому при обсуждении вопроса о связи эффекта  $\frac{\partial \theta}{\partial \sigma}$  с обменным взаимодействием необходимо говорить о некоторой результирующей «крутизне» обменного интеграла для данного сплава. Здесь сравнение результатов опыта с теорией может быть только качественным.

Произведем «размещение» ферромагнитных металлов и сплавов на кривой типа, показанного на рис. 78, для чего воспользуемся данными  $\frac{\partial \theta}{\partial \sigma}$ , приведенными в таблице 2. Для Ni и сплава 20% Cu, 80% Ni согласно таблице 2 величины  $\frac{\partial \theta}{\partial \sigma}$  имеют отрицательные знаки и, следовательно,  $\frac{\partial A}{\partial a} < 0$ , т. е. этим металлам соответствует нисходящая после максимума ветвь кривой  $A(K)$ . Однако такое положение вещей для этих металлов имеет место при температурах вблизи точки Кюри. При комнатных температурах о знаке  $\frac{\partial A}{\partial a}$  можно судить по данным измерения магнитострикции парапроцесса, которая также связана прямой пропорциональностью с  $\frac{\partial A}{\partial a}$  (см. гл. II, § 5). Согласно этим данным в никеле и сплаве 20% Cu, 80% Ni величина  $\frac{\partial A}{\partial a} > 0$ . Отсюда можно сделать вывод, что при

нагревании никеля и сплава 20% Cu, 80% Ni от комнатных температур до точки Кюри «крутизна» обменного интеграла меняет знак с положительного на отрицательный. Иными словами, «точки» для никеля и сплава 20% Cu, 80% Ni на кривой  $A(K)$  при комнатных температурах лежат слева, но весьма близко к вершине «горба». При повышении температуры тепловое расширение оказывается достаточным, чтобы переместить указанные «точки» по другую сторону «горба». Таким образом, если исходить из опытных значений  $\frac{\partial \theta}{\partial \sigma}$ , то следует считать, что Шокли, Бозорт и др. [40] «точку» для никеля расположили на кривой  $A(K)$  (рис. 78, б) неправильно; положение последней более правильно на рис. 78, а. С другой стороны, на кривой рис. 78, а, «точка» для никеля расположена без учета абсолютной величины его обменного интеграла (последний не может быть больше, чем для железа и кобальта). Из сказанного следует, что при обсуждении вопросов, связанных с зависимостью  $A$  от межатомных расстояний, необходимо для каждого ферромагнитного металла или сплава чертить «свою» кривую  $A(K)$  с учетом соответствующей ему величины  $A$  и «крутизны»  $\frac{\partial A}{\partial a}$ .

Как видно из таблицы 2, для всех инварных сплавов Fe—Ni, Fe—Pt, Fe—Ni—Co и Fe—Ni—Cr величины  $\frac{\partial \theta}{\partial \sigma}$  положительны и, следовательно, им соответствует восходящая ветвь кривой  $A(K)$ . Это имеет место как в области точки Кюри, так и при комнатных температурах. Большие численные величины  $\frac{\partial \theta}{\partial \sigma}$  в инварных сплавах свидетельствуют о большой «крутизне» результирующего обменного интеграла в них, т. е. их «точки» должны лежать на очень крутых частях кривой  $A(K)$ . Все поведение железа как при комнатных температурах, так и вблизи точки Кюри таково [39], что его «точка» должна лежать на восходящей ветви кривой  $A(K)$ . Однако крутизна обменного интеграла для него меньше, чем для инварных сплавов. Представляет интерес провести исследования эффекта смещения точки Кюри для кобальта, чтобы определенно установить, по какую же сторону от «горба» кривой  $A(K)$  лежит его «точка».

На рис. 79 показан схематический ход кривых обменных интегралов для железа, никеля и сплавов 20% Cu, 80% Ni и 36% Ni, 64% Fe. «Точки» на этих кривых нанесены с учетом величины и «крутизны»  $A$  для каждого металла; при этом светлыми кружками обозначены положения «точек» при комнатных температурах, а черными — в области Кюри. Части кривых, начерченные сплошными линиями, качественно обоснованы опытными данными, а пунктирными — гипотетические.

Как видно из рис. 79, в противоположность растяжению деформация сжатия привела бы к уменьшению точек Кюри  $\theta$  в железе и сплавах Fe — Ni и к увеличению их в никеле и сплаве 20% Cu, 80% Ni. В последних, однако,  $\theta$  может возрастать до тех пор, пока не достигнет максимума на кривой  $A(K)$ , который соответствует некоторой «максимальной» точке Кюри, могущей существовать в данном металле.

При дальнейшем увеличении сжимающих деформаций точки Кюри этих металлов начинают понижаться. Естественно предположить, что и другие ферромагнитные металлы и сплавы (для которых данные об эффекте смещения температуры Кюри отсутствуют) должны обнаруживать при сильных давлениях понижение точек Кюри. Это важно иметь в виду при обсуждении упомянутой в начале настоящего параграфа проблемы объяснения природы земного магнетизма. Как следует из сказанного, его нельзя, повидимому, объяснить магнетизмом железо-никелевых масс, находящихся в ядре Земли, ибо их точки Кюри при больших давлениях не повышаются, а всегда понижаются.

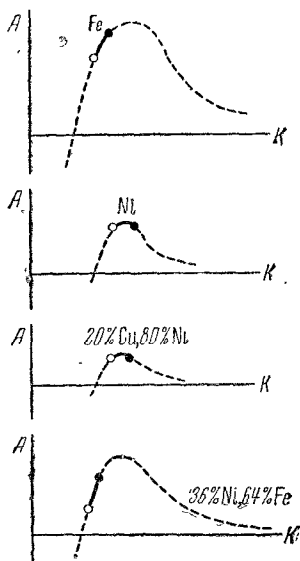


Рис. 79. Схематическое размещение «точек» на кривых обменного интеграла  $A(K)$ . Белыми кружками обозначены положения «точек» при комнатных температурах, черными — в области температуры Кюри.

### § 6. Восприимчивость парапроцесса и объемные эффекты в ферромагнетиках

Обычно измерения намагниченности насыщения и восприимчивости парапроцесса производятся при постоянном (нормальном) давлении. Однако если бы эти измерения проводились при постоянном объеме, то, вообще говоря, результаты измерений получились бы другие. Причина этого состоит в том, что на них оказывают влияние объемные эффекты, сопутствующие намагничению (объемная магнитострикция и тепловое расширение от магнетокалорического эффекта).

Пусть  $I_s(H, \omega)$ , где  $\omega$  — относительное изменение объема, а  $I_s$  — самопроизвольная намагниченность, отнесенная к единице массы вещества (и, следовательно, от объема тривиальным образом не зависящая), тогда

$$dI_s = \left(\frac{\partial I_s}{\partial H}\right)_\omega dH + \left(\frac{\partial I_s}{\partial \omega}\right)_H d\omega$$

или

$$\left(\frac{dI_s}{dH}\right)_P = \left(\frac{\partial I_s}{\partial H}\right)_\omega + \left(\frac{\partial I_s}{\partial \omega}\right)_H \left(\frac{\partial \omega}{\partial H}\right)_P.$$

Подставляя сюда

$$\left(\frac{\partial I_s}{\partial \omega}\right)_H = - \left(\frac{\partial I_s}{\partial P}\right)_H \chi = \left(\frac{\partial \omega}{\partial H}\right)_P \chi,$$

где  $\chi = - \frac{\partial P}{\partial \omega}$  — модуль всестороннего сжатия, получаем:

$$\left(\frac{dI_s}{dH}\right)_P = \left(\frac{\partial I_s}{\partial H}\right)_\omega + \left(\frac{\partial \omega}{\partial H}\right)^2 \chi. \quad (60)$$

Таким образом, вследствие объемной магнитострикции, которая определяется производной  $\frac{\partial \omega}{\partial H}$ , измеренные значения восприимчивости парапроцесса будут больше, чем при отсутствии ее. Физическая причина влияния объемной магнитострикции  $\frac{\partial \omega}{\partial H}$  на восприимчивость парапроцесса  $\chi_n$  состоит в том, что магнитострикционная деформация решетки увеличивает в инвариных сплавах самопроизвольную намагниченность  $I_s$  («механопарапроцесс», см. § 4).

Подсчет показывает, что увеличение ее вследствие механопарапроцесса, вызванного объемной магнитострикцией, для большинства ферромагнетиков мало и только для инварных сплавов может достигать ощутительной величины. Если учесть, что для железа [39]  $\frac{\partial w}{\partial H} = 6,5 \cdot 10^{-10}$  эрстед $^{-1}$  и  $\lambda = 1,6 \cdot 10^{12}$  дин/см $^2$ , то для поправочного члена в (60), обладающего размерностью магнитной восприимчивости, имеем:

$$\chi \left( \frac{\partial w}{\partial H} \right)^2 \approx 6,7 \cdot 10^{-7}.$$

Это является ничтожной добавкой к величине  $\frac{dI_s}{dH}$ , наблюдаемой в железе (порядка  $10^{-4}$  гаусс/эрстед).

Для инварных сплавов, обладающих весьма большой объемной магнитострикцией в области парапроцесса, поправочный член достигает заметной величины. В сплаве 30% Ni, 70% Fe при комнатной температуре  $\frac{\partial w}{\partial H} \approx 300 \cdot 10^{-10}$  эрстед $^{-1}$ ,  $\chi = 1 \cdot 10^{12}$  дин/см $^2$  и, следовательно,  $\chi \left( \frac{\partial w}{\partial H} \right)^2 \approx 1 \cdot 10^{-3}$ . Полученная величина составляет для этого сплава 2—3% от полной восприимчивости  $\chi_n$ , измеренной в поле 1000 эрстед. Для сплава 36% Ni, 64% Fe  $\frac{\partial w}{\partial H} \approx 110 \cdot 10^{-10}$  эрстед $^{-1}$  и  $\chi \approx 1 \cdot 10^{12}$  дин/см $^2$ . Подставляя эти величины, получаем для комнатных температур

$$\chi \left( \frac{\partial w}{\partial H} \right)^2 \approx 0,12 \cdot 10^{-3}.$$

Измерения же для этого сплава в поле 1000 эрстед дают:

$$\chi_n \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ гаусс/эрстед}.$$

Влияние объемной магнитострикции на восприимчивость парапроцесса должно быть особенно велико в области точки Кюри, где эта магнитострикция достигает весьма большой величины. Оценка величины указанного влияния затрудняется из-за отсутствия данных о зависимости  $\chi$  от температуры.

Тепловое расширение от магнетокалорического эффекта, возникающего при включении поля, также сказывается на

величине  $\chi_n$ . Поэтому в общем случае необходимо рассматривать  $I_s$  как функцию  $H$ ,  $w$  и  $T$ ; тогда

$$\left(\frac{dI_s}{dH}\right)_P = \left(\frac{\partial I_s}{\partial H}\right)_{w, T} + \kappa \left(\frac{\partial w}{\partial H}\right)_{P, T}^2 + \left(\frac{\partial I_s}{\partial T}\right)_{w, H} \left(\frac{dT}{dH}\right)_P.$$

Подставляя сюда  $\frac{\partial w}{\partial T} = 3\alpha$  и  $\frac{\partial I_s}{\partial w} = \kappa \frac{\partial w}{\partial H}$ , получаем:

$$\chi_n = \left(\frac{\partial I_s}{\partial H}\right)_{w, T} + \kappa \left(\frac{\partial w}{\partial H}\right)_{P, T}^2 + 3\alpha\kappa \left(\frac{\partial w}{\partial H}\right)_{P, T} \left(\frac{dT}{dH}\right)_P, \quad (61)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения.

Таким образом, при наложении магнитного поля восприимчивость парапроцесса искажается не только механопарапроцессом, возникающим от магнитоstriction, но также и от термических изменений объема, вызываемых магнетокалорическим эффектом. Оценка величины влияния последнего фактора на восприимчивость парапроцесса не может быть произведена для инварных сплавов из-за отсутствия для них измерений магнетокалорического эффекта.

Для того чтобы яснее представить себе, в чем состоит природа влияния объема на восприимчивость парапроцесса, будем исходить из уравнения магнитного состояния (43), в котором  $I_s$  есть самопроизвольная намагниченность, отнесенная к единице массы вещества. Дифференцируя это уравнение по  $H$  и подставляя в него  $1 - \text{th}^2 \alpha = 1 - \frac{I_s^2}{I_0^2}$ , имеем:

$$\chi_n = \frac{\left(1 - \frac{I_s^2}{I_0^2}\right) \frac{I_0^{\mu}}{kT} \left[1 + I_s \frac{\partial w}{\partial H} \frac{\partial N}{\partial w}\right]}{1 - \frac{\theta}{T} \left(1 - \frac{I_s^2}{I_0^2}\right)}. \quad (62)$$

Отсюда видно, что причина указанного влияния объема на  $\chi_n$  лежит в зависимости обменного интеграла (так как  $N \sim A$ ) от объема. Если  $A$  мало зависит от  $w$ , как это имеет место для никеля, то, полагая в (62)  $\frac{\partial w}{\partial H} \rightarrow 0$ , мы получаем как частный случай формулу для восприимчивости парапро-



цесса, в которой не учитывается влияние объема [43]:

$$\chi_n = \frac{(I_0^2 - I_s^2) \mu}{I_0 k T - \frac{k \theta}{I_0} (I_0^2 - I_s^2)}. \quad (63)$$

Наконец, укажем, что тепловое расширение, возникающее при нагревании ферромагнетика, также должно сказываться на результатах измерений температурной зависимости самопроизвольной намагниченности. Пусть  $I_s$  — самопроизвольная намагниченность вещества, отнесенная к единице массы, а  $\omega$  — относительный объем. Тогда, считая  $I_s$  функцией  $\omega$  и  $T$ , имеем:

$$\frac{dI_s}{dT} = \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_\omega + 3\alpha \left( \frac{\partial I_s}{\partial \omega} \right)_T. \quad (64)$$

Отсюда видно, что самопроизвольная намагниченность при повышении температуры изменяется: 1) за счет нарушения «статистики» спинов при нагревании  $\left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_\omega$  и 2) за счет «механо-парапроцесса», вызываемого термическими изменениями объема  $\left( \frac{\partial I_s}{\partial \omega} \right)_T$ . Влияние второго фактора на температурную зависимость самопроизвольной намагниченности тем больше, чем больше крутизна обменного интеграла  $\frac{\partial A}{\partial \omega}$  в данном ферромагнетике.

### § 7. Магнитоупругий метод измерения деформаций и напряжений

Явление изменения намагниченности ферромагнетиков под действием упругих напряжений в настоящее время используется в практических целях для конструирования приборов и установок, которые применяются при исследовании деформаций и напряжений в деталях машин, а также различного рода усилий и давлений (магнитоупругие датчики). Применение таких приборов часто имеет большие преимущества по сравнению с другими приборами, предназначенными для той же цели, но основанными на других принципах (емкостные, индукционные, проволочные датчики и др.).

Магнитоупругий метод измерения напряжений и деформаций был впервые предложен Акуловым. Им был сконструирован и изготовлен тензомер для измерения статических

деформаций. Для изучения напряжений, изменяющихся во времени (динамические напряжения), магнитоупругие тензометры были разработаны и применены Майоровым [44]. Чтобы дать представление о работе магнитоупругих тензо-

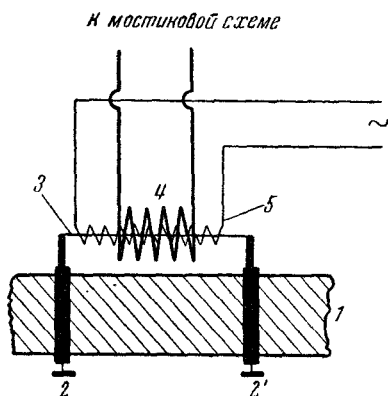


Рис. 80. Принципиальная схема магнитоупругого тензомера для измерения деформаций и напряжений в деталях машин.

1—балка, 2, 2'—зажимы, 3—ферромагнитная проволочка, 4—намагничивающая катушка, 5—измерительная катушка.

При возникновении деформаций в испытуемой балке ферромагнитная проволочка 3 подвергается натяжению, в результате чего изменяется ее магнитная восприимчивость. Последняя и фиксируется катушкой 5. Если заранее известна для проволочки градуировочная кривая  $\frac{\Delta\chi}{\chi}(\sigma)$  (где  $\frac{\Delta\chi}{\chi}$ —относительное изменение магнитной восприимчивости при деформации, а  $\sigma$ —упругое напряжение), то легко может быть найдена деформация балки в том месте ее, где укреплен магнитоупругий тензомер. На рис. 81 приведена в качестве примера одна из таких градуировок. Из приведенной кривой видно, что в небольшом интервале напряжений можно принять, что  $\frac{\Delta\chi}{\chi}$  линейно зависит от  $\sigma$ . В общем же случае эта зависимость

принципиальная схема одного из вариантов таких приборов для измерения деформаций в стальной балке. Здесь 1—балка, 2 и 2'—зажимы, натягивающие ферромагнитную проволочку 3 в том месте балки, где требуется измерить напряжение или деформацию. На проволочку надеты две катушки 4 и 5. Одна из них 4 является намагничивающей и питается переменным током звуковой частоты, а другая 5 измерительная, концы которой подводятся к мостиковой или компенсационной схеме для измерения малых индуктированных э. д. с.

При возникновении дефор-

имеет нелинейный характер. Чувствительность магнито-стрикционных тензометров определяется отношением величины  $\frac{\Delta\chi}{\chi}$

к относительной деформации ферромагнитной проволоки  $\frac{\Delta l}{l}$  и обо-

значается через  $s \left( s = \frac{\frac{\Delta\chi}{\chi}}{\frac{\Delta l}{l}} \right)$ . Опыты

показывают, что наибольшую чувствительность имеют ферромагнитные материалы, обладающие большой магнитной восприимчивостью и одновременно высокими магнито-стрикционными характеристиками. Этим требованиям удовлетворяют железо-никелевые сплавы с содержанием 60—65% Ni. Для них величина  $s$  может достигать 200—300 единиц, в то время как для проволочных тензометров, широко применяемых на практике,  $s$  равна 2—3. Чувствительность магнитоупругих датчиков может быть настолько высокой, что они могут воспринимать давление, оказываемое звуковым излучением (см. гл. II, § 8).

Конструктивное оформление магнитоупругих датчиков может быть самым разнообразным в зависимости от требований, предъявляемых техникой испытаний. В последнее время были разработаны магнитоупругие тензометры в форме тонкой пермаллоевой полоски с двумя маленькими обмотками; эти тензометры своими концами приклеиваются или припаяются непосредственно к поверхности деформируемой детали (рис. 82) аналогично тому, как это делается при известном методе проволочных датчиков. Первая обмотка питается переменным током звуковой частоты; во второй индуктируется э. д. с., величина которой зависит от величины изменения магнитных свойств пермаллоя под влиянием напряжений.

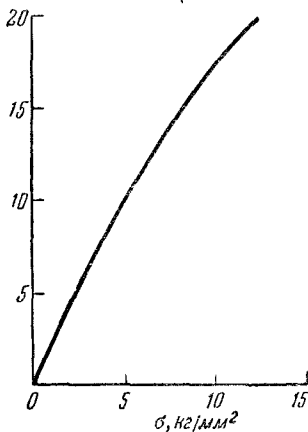


Рис. 81. Характеристика магнитоупругого тензо-метра для сплава типа пермаллой.

При работе с магнитоупругими тензOMETрами необходимо соблюдать предосторожности, особенно при измерениях дина-

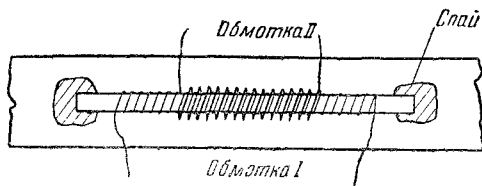


Рис. 82. Пермаллоевый датчик для измерения напряжений.

мических деформаций, так как благодаря явлениям магнитного гистерезиса и остаточного намагничения они могут

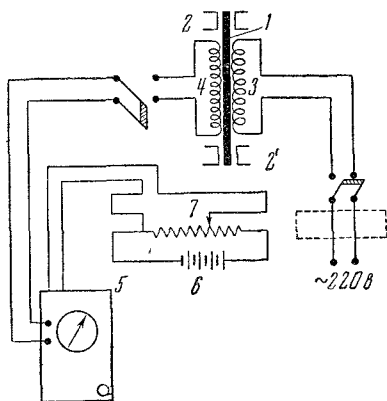


Рис. 83. Схема устройства для снятия диаграммы растяжения магнитным методом.

1—образец, 2, 2'—зажимы разрывной машины, 3—намагничивающая обмотка, 4—индикаторная обмотка, 5—катодный вольтметр, 6—сухая батарея, 7—потенциометр.

зажимах 2 и 2' разрывной машины и окружался двумя обмотками: намагничивающей 3 и индикаторной 4. Первая обмотка возбуждала переменное магнитное поле, а вторая — служила для измерения индуцированной э. д. с., возникающей в результате

давать нестабильные показания. Это является основным недостатком магнитоупругих тензOMETров, затрудняющим их применение. Для повышения их стабильности применяется искусственная «тренировка», заключающаяся в многократной деформации тензOMETра. Детальное исследование причин неустойчивой работы магнитоупругих тензOMETров было произведено Волковым [45].

Дехтяр [46] разработал магнитный метод измерения пределов упругости и текучести стальных и чугунных образцов. На рис. 83 приведена схема, использованная им для этой цели. Испытуемый образец 1 укреплялся в

изменения намагниченности в образце при растяжении. Величина этой э. д. с. измерялась с помощью катодного вольтметра 5. Намагничивающая обмотка питалась от сети переменного тока; начальная э. д. с. (до наложения растяжения) компенсировалась напряжением сухой батареи 6 и потенциометром 7

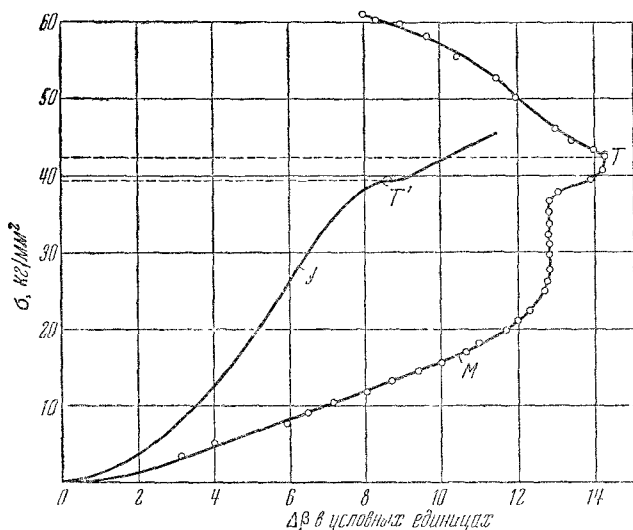


Рис. 84. Магнитная и упругая диаграммы растяжения стали.

так, чтобы стрелка катодного вольтметра находилась в нулевом положении. При растяжении образца до разрыва отмечались нагрузка и показания катодного вольтметра. После этого строилась магнитная диаграмма; по оси ординат откладывались значения нагрузки, а по оси абсцисс — общие показания катодного вольтметра  $\Delta\beta$  в условных единицах. На рис. 84 в качестве примера приведена одна из снятых этим методом магнитных диаграмм растяжения (кривая M). Там же дана обычная упругая диаграмма растяжения (кривая Y), записанная на прессе Гагарина. Видно, что на магнитной диаграмме достижению предела текучести соответствует момент, когда знак приращения  $\Delta\beta$  становится отрицательным (точка T). Численная величина предела текучести, определенная по магнитной диаграмме удовлетворительно,

совпадает с измеренной на прессе Гагарина (на кривой У точка  $T^1$ ). Благодаря большой чувствительности намагниченности к происходящим изменениям в образце магнитная диаграмма фиксирует появление пластической деформации на очень ранней стадии растяжения, тогда как на упругой диаграмме это не всегда удается уловить.

Явление изменения намагниченности в ферромагнетиках под влиянием деформаций в последнее время также используется при конструировании аппаратуры, предназначенной для измерения очень слабых магнитных полей [47]. Индикатором поля служит сильно растянутая (и, следовательно, анизотропная) проволока из ферромагнитного сплава, по которой протекает переменный ток. Последний создает в проволоке циркулярное магнитное поле. Проволоку помещают в испытуемое продольное магнитное поле, которое стремится намагнитить ее вдоль оси. Появление продольной намагниченности резко меняет величину циркулярной намагниченности, изменяя тем самым электросопротивление проволоки переменному току. Последнее изменение измеряется мостом переменного тока («импедансный магнитометр»). Этот метод благодаря своей высокой чувствительности приобретает большое значение в связи с развитием новейших методов магнитных измерений.

### § 8. Магнитный метод определения внутренних напряжений

Успехи в развитии теории ферромагнетизма позволили в последнее время подойти к разработке количественного магнитного метода определения внутренних (остаточных) упругих напряжений в металлах (ферромагнитных). Этот метод основан на теоретической работе Акулова и Киренского [48] по расчету кривых намагниченности вблизи технического насыщения в материалах, имеющих внутренние напряжения  $\sigma_i$ , беспорядочно распределенные по всему объему образца. Они показали, что при наличии  $\sigma_i$  коэффициент  $B$  в формуле (10б) для восприимчивости вблизи технического насыщения будет зависеть не только от константы анизотропии  $K_1$ , но и от  $\sigma_i$ :

$$B = 0,152 \frac{K_1^2}{I_s} + \frac{6}{25 I_s} (2 \lambda_{[100]}^2 + 3 \lambda_{[111]}^2) \sigma_i^2, \quad (65)$$

где  $\lambda_{[100]}$  и  $\lambda_{[111]}$  — значения магнитострикции при насыщении в направлениях [100] и [111]. Иными словами, ход процесса вращения вблизи насыщения будет определяться не только естественной магнитной анизотропией, но и анизотропией, созданной внутренними беспорядочно распределенными напряжениями  $\sigma_i$ . Спрашивается, нельзя ли с помощью формулы (65) определить численную величину этих напряжений?

Рассмотрим случай поликристаллического никеля; для него можно положить  $\lambda_{[100]} \approx \lambda_{[111]} \approx \lambda_s$  (см. гл. II), и следовательно, из (65) имеем:

$$B = 0,152 \frac{K_1^2}{I_s} + \frac{6}{5} \frac{\lambda_s^2 \sigma_i^2}{I_s}. \quad (66)$$

Величины  $K_1$ ,  $I_s$  и  $\lambda_s$  для поликристаллического никеля хорошо известны:

$$K_1 = -5,1 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}, \quad I_s = 500 \text{ гаусс}, \quad \lambda_s = -34 \cdot 10^{-6},$$

и следовательно, для оценки  $\sigma_i$  необходимо только определить  $B$ . На рис. 85, по данным Мирясова [49], приведены кривые  $\chi$  в функции  $\frac{1}{H^3}$  для никеля вблизи технического насыщения в интервале магнитных полей 1000—2000 эрстед, где справедливо соотношение (106) (см. гл. II, § 4). Из этого соотношения и кривых (рис. 85) следует, что коэффициент  $B$  может быть определен по углу наклона прямых  $\chi\left(\frac{1}{H^3}\right)$ . На рис. 85 верхняя кривая соответствует сильно наклепанному образцу никеля. Наклеп создавался ударами молота по поверхности образца во всех направлениях. Нижние кривые соответствуют тому же образцу, но отожженному при разных температурах с целью частичного снятия остаточных напряжений. По мере такого отжига коэффициент  $B$  уменьшался. Пользуясь этими кривыми и формулой (66), Мирясов оценил средние величины  $\sigma_i$ . В таблице 3 приведены для никелевого образца значения  $B$  и вычисленные значения внутренних напряжений  $\sigma_i$ ; с повышением температуры отжига последние снимаются; об этом же свидетельствует и уменьшение коэрцитивной силы образца.

Керстен [49] для определения численной величины средних внутренних напряжений применил формулу, полученную Беккером [50] для начальной восприимчивости никеля при

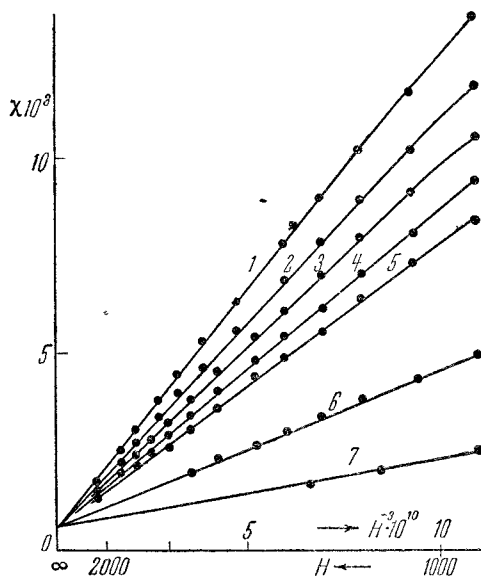


Рис. 85. Восприимчивость в функции  $\frac{1}{H^3}$  (вблизи технического насыщения) образца никеля.

1 — наклепанный, 2 — отжиг 300° С, 3 — отжиг 375° С, 4 — отжиг 400° С, 5 — отжиг 425° С, 6 — отжиг 450° С, 7 — отжиг 480° С. Во всех случаях отжиг в течение 3 часов.

наличии в образце изотропно распределенных внутренних напряжений:

$$\chi_0 = \frac{2}{9} \frac{I_s^2}{\lambda_s} \left( \frac{\bar{I}}{\sigma_f} \right). \quad (67)$$

Черта сверху обозначает среднее значение  $\frac{1}{\sigma_f}$ . Эта формула выводится из тех же соображений, что и соотношение для начальной восприимчивости сильно растянутого внешними нагрузками никеля (см. § 2). Мирясов [51] измерил  $\chi_0$  для наклепанного образца никеля ( $\chi_0 = 0,9$  гаусс/эрстед) и получил из (67)  $\bar{\sigma}_f = 18,5$  кг/мм<sup>2</sup>. Последняя величина весьма



близка к величине  $\sigma_4$ , определенной из соотношения (66) (см. табл. 3). Таким образом, формулы (66) и (67) могут быть

Таблица 3

Обработка никелевого образца	$B \cdot 10^{-6}$	$\sigma_4, \frac{кг}{мм^2}$	$H_c$	
Образец наклепан . . . . .	12,2	20,3	22,1	
Отжиг {	300° С 3 часа . . . . .	10,6	19,2	22,0
	375° С » . . . . .	9,0	17,5	21,5
	400° С » . . . . .	8,0	16,4	20,5
	425° С » . . . . .	7,2	15,5	19,6
	450° С » . . . . .	4,0	11,0	11,7
	480° С » . . . . .	1,65	5,7	3,6

использованы для оценки величины внутренних остаточных напряжений в никелевых образцах.

Следует отметить, что для железа влияние внутренних напряжений менее ощутительно сказывается на магнитной восприимчивости вблизи насыщения (в силу большего влияния естественной анизотропии), поэтому для измерения ее изменений требуется применение более чувствительных методов измерений, чем существующие. Для анализа внутренних напряжений в железе бóльший успех будет иметь формула (67).

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ III

1. Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, ОНТИ, 1939.
2. R. Becker, M. Kerstep, Zs. Phys. **69**, 660 (1930).
3. М. А. Грабовский, ЖЭТФ **9**, 180 (1939); Изв. АН СССР (сер. физ.) **10**, 553 (1947).
4. К. П. Белов, ЖЭТФ **9**, 685 (1939).
5. Е. И. Кондорский, ЖЭТФ **10**, 420 (1940).
6. Е. И. Кондорский, статья в сборнике «Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики». Изд. АН СССР, 1946.
7. М. В. Дехтяр, ЖЭТФ **8**, 1127 (1938); **9**, 438 (1939).
8. С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, ОНТИ, 1948.
9. R. Becker, M. Kornetzki, Zs. Phys. **88**, 634 (1934).
10. S. Siegel, S. Quimby, Phys. Rev. **49**, 663 (1936).
11. Ф. К. Горский, ЖТФ **20**, 1111 (1950).
12. N. Nagaoka, K. Honda, Phil. Mag. **5**, 46, 261 (1896); R. Steinberger, Physica **4**, 153 (1933).
13. H. Ebert, A. Kussmann, Phys. Zs. **38**, 437 (1937).

14. G. Sharff, *Zs. Phys.* **25**, 223 (1936).
15. В. Герлах, *УФН* **23**, 368 (1940).
16. К. П. Белов, *ЖТФ* **19**, 1032 (1949).
17. A. Kussmann, *Phys. Zs.* **38**, 41 (1937).
18. Б. А. Немилов, *Изв. Ин-та платины*, вып. 67, 1 (1929).
19. К. П. Белов, *ЖТФ* **19**, 661 (1949).
20. N. Mott, *Proc. Roy. Soc.* **47**, 571 (1935); Ф. М. Гальперин, *Изв. АН СССР (сер. физ.)* **13**, 574 (1949).
21. Д. Стильбанс, *ЖЭТФ* **5**, 432 (1939).
22. С. В. Вонсовский, *УФН* **37**, 14 (1949).
23. Д. Ray-Chaudhuri, *Zs. Phys.* **71**, 473 (1931).
24. М. Н. Михеев, *ЖЭТФ* **3**, 72 (1933).
25. E. Englert, *Zs. Phys.* **97**, 94 (1935).
26. L. Adams, J. Green, *Phil. Mag.* **12**, 361 (1931).
27. H. Ebert, A. Kussmann, *Phys. Zs.* **39**, 598 (1938).
28. М. Kornetzki, *Zs. Phys.* **98**, 289 (1935).
29. О. И. Лейпунский, *ЖЭТФ* **8**, 1026 (1938).
30. Б. Т. Гейликман, *ЖЭТФ* **8**, 1135 (1938).
31. A. Michels, A. Jaspers, J. de-Boer, Strijland, *Physica* **4**, 1007 (1937); A. Michels, J. Strijland, *Physica* **25**, 53 (1941).
32. J. Slater, *Phys. Rev.* **53**, 54 (1940).
33. E. Lure, *Phys. Rev.* **69**, 652 (1946).
34. М. Kornetzki, *Zs. Phys.* **124**, 366 (1948).
35. К. П. Белов, *ЖЭТФ* **19**, 346 (1949).
36. P. Ehrenfest, *Comm. Leiden, Suppl.*, 756 (1933).
37. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ГТТИ, 1951.
38. В. К. Семенченко, *ЖФХ* **21**, 1461 (1947); **25**, 121 (1951).
39. R. Becker, W. Döring, *Ferromagnetismus*, Berlin, 1939.
40. W. Shockley, *Bell. Syst. Techn. Journ.* **18**, 648 (1939); R. Wozorth, *Bell. Syst. Techn. Journ.* **19**, 1 (1940); Ф. Зейтц, *Физика металлов*, ГТТИ, 1947.
41. С. В. Вонсовский, *ЖТФ* **8**, 131 (1948).
42. А. П. Комар, *Изв. АН СССР (сер. физ.)* **9**, 497 (1947).
43. Н. С. Акулов, *Zs. Phys.* **69**, 822 (1931).
44. Ф. В. Майоров, *Труды ЦАГИ*, вып. 445, 1939.
45. Д. И. Волков, *Зав. лаб.* **13**, 1063 (1947).
46. М. В. Дехтяр, *Изв. АН СССР (сер. физ.)* **11**, 623 (1947).
47. Г. С. Горелик, *Изв. АН СССР (сер. физ.)* **8**, 172 (1944).
48. Н. С. Акулов, Л. В. Киренский, *ЖТФ* **9**, 1145 (1949); Л. В. Киренский, Л. И. Слободской, *ДАН СССР* **70**, 809 (1950).
49. M. Kersten, *Zs. Phys.* **71**, 553 (1931).
50. R. Becker, *Wiss. Veröff. Siemens Werke* **11**, 1 (1932).
51. Н. З. Мирясов, *Вестн. Моск. ун-та*, вып. 5 (1951).

## ГЛАВА IV

# АНОМАЛИИ УПРУГОСТИ И ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

### § 1. Механострикция

При воздействии на ферромагнитное тело упругих напряжений в нем даже в отсутствии внешнего магнитного поля происходят магнитные процессы. Они состоят в том, что упругая деформация вызывает перераспределение направлений самопроизвольной намагниченности областей, а также изменение ее абсолютной величины. Эти процессы сопровождаются дополнительной деформацией ферромагнитного тела магнитоэластической природы.

Впервые подобного рода явления были теоретически рассмотрены в работах Акулова и Кондорского [1] для случая слабых упругих напряжений, когда последние вызывают в ферромагнетике процессы смещения. Предсказанный ими стрикционный эффект, сопутствующий этому процессу, который они назвали механострикцией, экспериментально был впервые обнаружен Бычковым (см. [4]). Он измерял отклонения от закона Гука в хорошо отожженных никелевых проволоках при деформации растяжения и установил, что указанный закон нарушается вследствие влияния механострикции.

Отклонения от закона Гука можно наблюдать лишь для весьма мягких в магнитном отношении материалов. Для ферромагнетиков, имеющих значительные внутренние напряжения, указанные отклонения почти не заметны. Причина этого заключается в том, что в первом случае полная ориентация векторов  $I_s$  происходит под действием уже небольших упругих напряжений, и механострикция быстро достигает значения

насыщения, поэтому вид кривой  $\frac{\delta l}{l}$  ( $\sigma$ ) (деформация — напряжение) заметно изменяется. Во втором случае вследствие наличия внутренних напряжений ориентация  $I_s$  областей затруднена и соответственно вид кривой  $\frac{\delta l}{l}$  ( $\sigma$ ) изменяется очень мало. На рис. 86 схематически изображены кривые  $\frac{\delta l}{l}$  ( $\sigma$ ) для обоих разбираемых случаев. В сильном магнитном поле, когда ориентация  $I_s$  областей исключена, величина  $\frac{\delta l}{l}$  в соответствии с законом Гука пропорциональна напряжению  $\sigma$  (прямая  $OA$ ). При отсутствии магнитного поля обычное удлинение  $\frac{\delta l}{l}$  будет больше на величину механострикции  $(\frac{\delta l}{l})_m$ ; при этом в магнитно-мягких материалах пропорциональность между

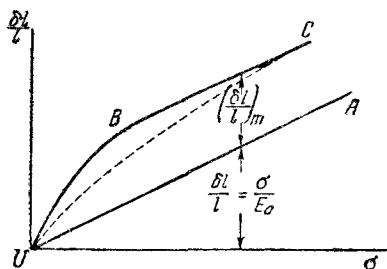


Рис. 86. К объяснению явления механострикции.

удлинением и напряжением нарушается уже при небольших значениях  $\sigma$  (кривая  $OBC$ ). Крутизна кривой  $OBC$  зависит от величины внутренних напряжений в материале; чем меньше последние, тем круче поднимается она в начальной своей части. Кривая для наклепанного материала идет более плавно, и отступления от закона Гука здесь обнару-

жить труднее (пунктирная кривая на рис. 86).

Знак механострикции для всех ферромагнитных материалов одинаков (при одном и том же виде упругой деформации), несмотря на то, что знаки магнитоэрикции в этих материалах могут быть различными. Это легко проиллюстрировать на примере растяжения никеля и сплава 15% Ni, 85% Fe, которые соответственно обладают отрицательной и положительной магнитоэрикциями. При упругом растяжении проволоки из сплава 15% Ni, 85% Fe векторы  $I_s$  поворачиваются по направлению растяжения (оси проволоки), чему соответствует удлинение образца — положительная механострикция. Наложение поля здесь также ориентирует векторы  $I_s$

в направлении оси проволоки (положительная магнито-стрикция). При растяжении никелевой проволоки векторы  $I_s$ , хотя и поворачиваются в обратную сторону (стремятся расположиться в плоскости, перпендикулярной к оси проволоки), тем не менее и здесь возникает положительная механо-стрикция, ибо поворот  $I_s$  в направлении оси проволоки, как это показывают измерения продольной магнито-стрикции в никеле, вызывает укорочение никелевой проволоки (отрицательная магнито-стрикция).

Как было отмечено в главе III, упругие деформации вызывают, помимо перераспределения направлений  $I_s$  областей в ферромагнетике, также изменение величины  $I_s$  («механо-парапроцесс»). Это должно привести к добавочной механо-стрикции за счет «механопарапроцесса». Для большинства ферромагнитных металлов и сплавов изменение  $I_s$  под влиянием упругих напряжений весьма мало, и, следовательно, эта механо-стрикция в них не играет большой роли. Только в сплавах типа инвар, у которых самопроизвольная намагниченность сильно зависит от упругих напряжений, механо-стрикция за счет механопарапроцесса может достигать заметной величины.

## § 2. $\Delta E$ -эффект

В непосредственной связи с механо-стрикцией находится явление изменения под влиянием магнитного поля модуля упругости  $E$  ферромагнитных металлов, носящее название  $\Delta E$ -эффекта. Этот эффект, открытый задолго до введения Акуловым и Кондорским понятия о механо-стрикции, долго оставался загадочным. Только после разработки теории механо-стрикции удалось полностью понять физическую природу этого явления.

Пусть  $E_0$  — истинный модуль упругости, который имеет ферромагнетик, если ориентация векторов  $I_s$  областей не изменяется. Последнее может быть осуществлено, если ферромагнетик помещен в сильное магнитное поле, которое полностью «закрепляет» векторы  $I_s$  в направлении поля. Таким образом, в состоянии магнитного насыщения

$$E_0 = \frac{\sigma}{\left(\frac{\delta l}{l}\right)_0} \quad (68)$$

Обозначим, далее, через  $E$  значение модуля упругости при отсутствии внешнего магнитного поля. В этом случае упругое напряжение  $\sigma$  будет вызывать, помимо обычной  $\left(\frac{\delta l}{l}\right)_0$ , также механострикционную деформацию  $\left(\frac{\delta l}{l}\right)_m$  и, следовательно,

$$E = \frac{\sigma}{\left(\frac{\delta l}{l}\right)_0 + \left(\frac{\delta l}{l}\right)_m}. \quad (69)$$

Вычитая из (68) выражение (69), мы найдем добавочную часть модуля упругости, которая вызвана действием магнитного поля  $H_s$ :

$$\Delta E = E_0 - E = \frac{\sigma \left(\frac{\delta l}{l}\right)_m}{\left(\frac{\delta l}{l}\right)_0 \left[ \left(\frac{\delta l}{l}\right)_0 + \left(\frac{\delta l}{l}\right)_m \right]},$$

откуда

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\left(\frac{\delta l}{l}\right)_m}{\left(\frac{\delta l}{l}\right)_0}. \quad (70)$$

Таким образом, относительное изменение модуля упругости при переходе от размагниченного состояния в состояние магнитного насыщения можно определить, если известна величина механострикции ферромагнетика.

Вычисление  $\Delta E$ -эффекта, возникающего в полях меньших, чем поле насыщения, представляет более сложную задачу; оно возможно, если известна функция распределения моментов областей самопроизвольной намагниченности. Акулов и Кондорский [1], пользуясь статистическим методом, нашли такую функцию для случая, когда распределение  $I_s$  областей под действием слабых магнитных полей и слабых напряжений устанавливается за счет смещения границ. Функция распределения позволила найти формулы для вычисления  $\Delta E$ -эффекта в слабых полях, в частности, для никеля была получена формула

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{3}{5} \frac{\chi_0 \lambda_{[111]}^2}{I_s^2} E_0, \quad (71)$$

а для железа

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{3}{5} \frac{\chi_0 \lambda_{[100]}^2}{I_s^2} E_0, \quad (72)$$

где  $\chi_0$  — начальная восприимчивость, а  $\lambda_{[100]}$  и  $\lambda_{[111]}$  — магнитострикции насыщения в направлениях [100] и [111].

В расчетах Акулова и Кондорского учитывалась энергетическая анизотропия кристалла; влиянием внутренних упругих напряжений они пренебрегали. Беккер и Доринг [2] провели расчет с учетом внутренних напряжений и получили формулы такого же вида, как (71) и (72), но с несколько отличающимися числовыми коэффициентами.

### § 3. Аномалии температурных коэффициентов модулей упругости в ферромагнитных металлах

Существование механострикции обуславливает в ферромагнитных металлах аномальное поведение упругих постоянных. Эти аномалии становятся особенно заметными при повышении температуры, когда механострикция претерпевает резкие изменения, что приводит к весьма своеобразной температурной зависимости упругих модулей ферромагнитных металлов.

В то время как для неферромагнитных металлов при повышении температуры модуль упругости всегда уменьшается, для ферромагнитных — часто наблюдается, наоборот, возрастание его, которое затем вблизи точки Кюри, после весьма ярко выраженного излома, переходит в нормальное падение, свойственное неферромагнитным металлам.

На рис. 87 приведены кривые зависимости модуля упругости никеля от температуры при различных значениях намагничивающего поля [3]. Кривая 6 соответствует размагниченному состоянию ( $H=0$ ), кривая 1 — намагничению насыщения

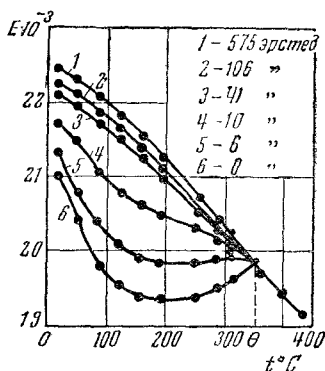


Рис. 87. Температурная зависимость модуля упругости никеля.

( $H = 575$  эрстед). Эти кривые показывают, что модуль упругости в размягченном состоянии имеет заниженное значение;

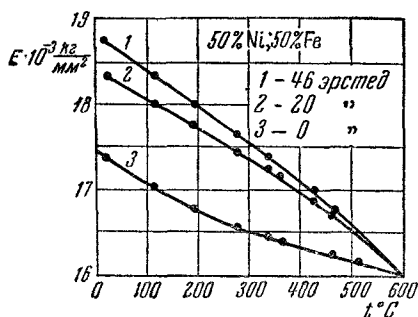


Рис. 88. Температурная зависимость модуля упругости сплава типа пермаллой 50% Ni, 50% Fe.

ва пермаллоидного типа (50% Ni, 50% Fe). Характер изменений модуля упругости этого сплава с температурой носит аналогичный характер.

Поведение никеля и пермаллой является типичным для веществ, у которых аномалии модуля  $E$  вызываются механо-стрикцией за счет ориентации  $I_s$  векторов. В этих металлах механо-стрикция за счет парапроцесса ничтожна и почти не вызывает аномалии модуля упругости. Однако есть материалы, в которых механо-стрикция парапроцесса имеет значительную величину. К таким материалам принадлежат сплавы типа инвар. На рис. 89 приведены кривые  $E(t)$  сплава 42% Ni, 58% Fe, который принадлежит к инварной группе сплавов Fe—Ni. Аномальное поведение модуля упругости в этом случае не может быть полностью объяснено механо-стрикцией,

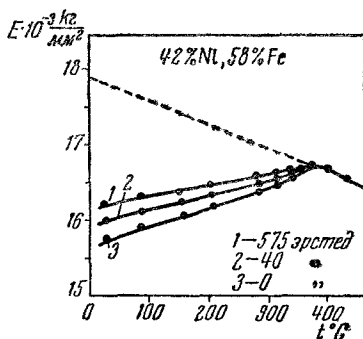


Рис. 89. Температурная зависимость модуля упругости инварного сплава 42% Ni, 58% Fe.

с возрастанием температуры он увеличивается вплоть до точки Кюри, после которой модуль ведет себя «нормально», т. е. уменьшается с температурой. Аномалия модуля упругости снимается, если измерения его проводить в присутствии поля насыщения (на рис. 87 кривая при  $H = 575$  эрстед). На рис. 88 приведены результаты измерений температурной зависимости модуля упругости сплава



происходящей за счет ориентации  $I_s$  областей, ибо, как вытекает из данных, приведенных на рис. 89, даже в сильных полях указанная аномалия целиком не снимается. Последняя в этом сплаве должна быть приписана в основном механо-стрикции парапроцесса, на которую магнитное поле оказывает незначительное влияние.

К последнего типа материалам относится также известный в практике сплав 35—37% Ni, 10—12% Cr и 55—51% Fe, называемый элинваром. Элинвар обладает весьма малым температурным коэффициентом модуля упругости, благодаря чему он получил широкое применение в точном приборостроении; природа упругих аномалий элинвара чисто ферромагнитная.

#### § 4. Аномалии теплового расширения в ферромагнитных металлах

Магнито-стрикционные изменения размеров тела, сопутствующие нагреванию ферромагнетиков (см. гл. II, § 1), обуславливают возникновение аномалий теплового расширения. Эти аномалии часто бывают настолько велики и своеобразны, что к ферромагнитным металлам становится почти совершенно неприменимым правило Грюнайзена (см. ниже). Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Как известно, причина теплового расширения твердых тел состоит в том, что с повышением температуры увеличивается амплитуда колебаний атомов в решетке. В теории твердого тела показано, что если эти колебания являются строго гармоническими, то они не могут привести к тепловому расширению металла, ибо средние отклонения атомов от положения равновесия всегда будут равны нулю. Для объяснения теплового расширения необходимо предположить, что зависимость потенциальной энергии двух атомов в металле от расстояния между ними имеет асимметричный вид; это и приводит к ангармоничности колебаний атомов, а следовательно, к некоторому результирующему изменению размеров решетки тела при повышении температуры. Полное изменение размеров кристалла пропорционально тепловой энергии; отсюда, как естественное следствие, вытекает, что скорость расширения с повышением температуры (т. е. коэффициент объемного расширения  $\omega$ ) должна быть пропорциональна скорости

возрастания тепловой энергии с температурой (т. е. теплоемкости  $C_v$ ). Таким образом,

$$\omega = b_1 C_v, \quad (73)$$

где  $b_1$  — коэффициент пропорциональности. Соотношение (73), выражающее собой пропорциональность между теплоемкостью и объемным (или линейным) коэффициентом теплового рас-

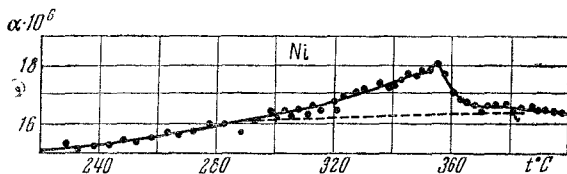


Рис. 90. Тепловое расширение никеля вблизи точки Кюри.

ширения в данном металле, носит название правила Грюнайзена. Пользуясь им, можно найти температурную зависимость

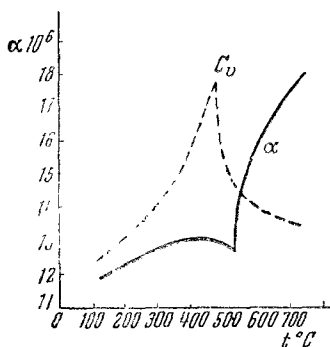


Рис. 91. Температурная зависимость коэффициента линейного расширения и удельной теплоемкости сплава 59,2% Ni, 40,8% Fe.

теплового расширения, если известно, как меняется с температурой теплоемкость. Так как для большинства металлов теплоемкость плавно возрастает с температурой, то согласно (73) и тепловое расширение должно также плавно расти при повышении температуры. Исследования установили, однако, что если для пара- и диамагнитных металлов это правило хорошо оправдывается, то в случае ферромагнитных металлов оно чрезвычайно сильно нарушается. На рис. 90 приведена кривая температурной зависимости линейного коэффициента расширения никеля.

Как видно, здесь нет никакого плавного изменения  $\alpha$  с температурой; наблюдается сильный «выброс» вверх (положительная аномалия). Отсутствие пропорциональности между  $\alpha$  и  $C_v$ , требуемой соотношением (73), иллюстрируется рис. 91,

где приведены кривые теплоемкости и теплового расширения пермаллоидного сплава 59,2<sup>0</sup>/<sub>0</sub> Ni, 40,8<sup>0</sup>/<sub>0</sub> Fe. С повышением температуры здесь наблюдается «выброс»  $\alpha$  вниз (отрицательная аномалия), тогда как теплоемкость имеет «выброс» вверх.

Акулов [4], пользуясь установленными им соотношениями для четных эффектов в области парапроцесса, дал обобщение правила Грюнайзена на случай ферромагнитных тел. Согласно теории четных эффектов ферромагнитное изменение объема  $\frac{\Delta v}{v_0}$  пропорционально изменению энергии самопроизвольной намагниченности  $\Delta(aI_s^2)$ , которое возникает при нагревании ферромагнетика, т. е.

$$\frac{\Delta v}{v_0} = b \Delta(aI_s^2),$$

где  $b$  и  $a$  — постоянные. Дифференцируя правую и левую части по температуре, получаем:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\Delta v}{v_0} \right) = b \frac{d}{dt} [\Delta(aI_s^2)].$$

Член, стоящий справа, пропорционален ферромагнитной части теплоемкости  $C_m$  металла, следовательно,

$$\frac{1}{v_0} \frac{dv}{dt} = b_2 C_m. \quad (74)$$

Здесь  $\frac{1}{v_0} \frac{dv}{dt}$  — «ферромагнитная» часть коэффициента теплового расширения, а  $b_2$  — численная постоянная, в которую входят  $a$  и  $b$ .

Складывая (73) и (74), получаем обобщение правила Грюнайзена на случай ферромагнитных тел:

$$\omega = b_1 C_v + b_2 C_m. \quad (75)$$

Здесь  $b_1$  всегда имеет положительный знак, а  $b_2$ , как показывает опыт, может быть и положительным и отрицательным. Соотношение (75) дает возможность найти температурную зависимость коэффициента теплового расширения ферромагнетиков, если известен температурный ход  $C_v$  и  $C_m$ .

### § 5. Аномалии теплового расширения в точке Кюри; термодинамическая взаимосвязь объемных и упругих аномалий ферромагнетика с магнитоупругими эффектами в области парапроцесса

При приближении к точке Кюри, где величина самопроизвольной намагниченности и связанные с ней объемные эффекты претерпевают наиболее резкие изменения, аномалии теплового расширения, а также упругости особенно велики. Пользуясь термодинамикой, без всяких предположений модельного характера, можно получить ряд общих соотношений, связывающих эти аномалии с магнитоупругими и магнитоупругими эффектами, измеренными в области Кюри, где все поведение ферромагнетика почти полностью определяется парапроцессом. Воспользуемся для этого (так же как и в гл. III, § 5) теорией фазовых переходов второго рода. Согласно последней мы должны положить, что в точке Кюри отсутствуют «скачки» энтропии  $S$ , объема  $V$  и самопроизвольной намагниченности  $I_s$ , т. е.

$$\Delta S = 0, \quad \Delta V = 0 \quad \text{и} \quad \Delta I_s = 0.$$

Вводя независимые переменные: давление  $P$ , температуру  $T$  и магнитное поле  $H$ , мы можем написать:

$$\Delta \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_{P, H} dT + \Delta \left( \frac{\partial S}{\partial P} \right)_{H, T} dP + \Delta \left( \frac{\partial S}{\partial H} \right)_{P, T} dH = 0, \quad (76)$$

$$\Delta \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_{P, H} dT + \Delta \left( \frac{\partial V}{\partial P} \right)_{H, T} dP + \Delta \left( \frac{\partial V}{\partial H} \right)_{P, T} dH = 0, \quad (77)$$

$$\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{P, H} dT + \Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial P} \right)_{H, T} dP + \Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial H} \right)_{P, T} dH = 0. \quad (78)$$

Из (77) и (78) при  $P = \text{const.}$  имеем:

$$\Delta \omega = \frac{\Delta \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial H} \right)_{P, T}}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial H} \right)_{T, P}} \Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{P, H}, \quad (79)$$

где  $\Delta\omega = \Delta \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_{P, H}$  — скачок коэффициента объемного расширения в точке Кюри. Как видим, аномалия теплового расширения ферромагнитного металла может быть выражена через скачки чисто магнитных величин: магнитострикции парапроцесса  $\frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial H} \right)_{T, P}$ , восприимчивости  $\left( \frac{\partial I_s}{\partial H} \right)_{P, T}$  и температурного коэффициента намагниченности насыщения  $\left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{H, P}$ . Так как  $\frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial H} \right)_{P, T} = - \left( \frac{\partial I_s}{\partial P} \right)_{H, T}$ , то из (79) также получаем:

$$\Delta\omega = - \frac{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial P} \right)_{H, T}}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial H} \right)_{P, T}} \Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{P, H}, \quad (80)$$

где  $\frac{\partial I_s}{\partial P}$  — изменение намагниченности  $I_s$  с давлением; далее из (77) и (78) при  $H = \text{const.}$  следует:

$$\Delta\zeta = \frac{\Delta\omega}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{P, H}} \Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial P} \right)_{H, T},$$

где  $\Delta\zeta = \Delta \frac{1}{v} \left( \frac{\partial v}{\partial P} \right)_{H, T}$  — скачок коэффициента упругого сжатия в точке Кюри. Подставляя в последнее выражение  $\Delta\omega$  из (80), имеем:

$$\Delta\zeta = - \frac{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial P} \right)_{H, T}^2}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial H} \right)_{P, T}}. \quad (81)$$

Вводя в формулах (77) и (78) вместо давления  $P$  одностороннее растяжение  $\sigma$  и вместо объема  $V$  длину тела  $l$  и используя соотношение  $\frac{\partial I_s}{\partial \sigma} = \frac{1}{l} \frac{\partial I}{\partial H}$ , мы получим выражения для скачков коэффициента линейного расширения

$$\Delta\alpha = \Delta \frac{1}{l} \left( \frac{\partial l}{\partial T} \right)_{H, \sigma}$$

и коэффициента упругого растяжения  $\Delta\beta = \Delta \frac{1}{l} \left( \frac{\partial l}{\partial \sigma} \right)_{H, T}$  :

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta \frac{1}{l} \left( \frac{\partial l}{\partial H} \right)_{T, \sigma} \Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{\sigma, H}}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial H} \right)_{T, \sigma}}, \quad (82)$$

$$\Delta\beta = \frac{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial \sigma} \right)_{H, T}^2}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial H} \right)_{\sigma, T}}. \quad (83)$$

Здесь  $\Delta \frac{1}{l} \left( \frac{\partial l}{\partial H} \right)_{T, \sigma}$  — магнитострикция парапроцесса вблизи точки Кюри,  $\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial \sigma} \right)_{T, H}$  — изменение  $I_s$  в точке Кюри при растяжении. Из соотношения (83) видно, что аномалия  $\beta$  в точке Кюри всегда имеет положительный знак.

Применение и проверка соотношений (79)—(83) в настоящее время затрудняется из-за отсутствия точных данных измерений магнитных величин, входящих в указанные формулы. Для никеля вблизи точки Кюри в первом приближении эти величины для поля  $H = 1000$  эрстед можно оценить следующим образом:

$$\frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} \approx -16 \cdot 10^{-10} \text{ эрстед}^{-1}, \quad \frac{\partial I_s}{\partial H} \approx 10^{-2} \text{ гаусс/эрстед},$$

$$\frac{\partial I_s}{\partial T} \approx -10 \text{ гаусс/град}.$$

Подставляя эти значения в (82), получим:

$$\Delta\alpha \approx 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}.$$

Это значение как по знаку, так и по порядку величины согласуется с опытными значениями  $\Delta\alpha$ . На рис. 90 величина  $\Delta\alpha$  может быть определена как разность ординат между экспериментальной кривой  $\alpha(t)$ , снятой в области точки Кюри, и пунктирной кривой, которая представляет собой ход теплового расширения «нормального» металла (т. е. того же никеля, если бы он не обладал самопроизвольной намагниченностью).

Таким образом, для  $\Delta\alpha$  из рис. 90 получаем:  $1,8 \cdot 10^{-6}$  град $^{-1}$ , т. е. величину, близкую к той, которая найдена из (82). При подстановке в (83) значений  $\frac{\partial I_s}{\partial \sigma} \approx -16 \cdot 10^{-10}$  гаусс см $^2$ /дин (см. гл. III) и  $\frac{\partial I_s}{\partial H} \approx 10^{-2}$  гаусс/эрстед получаем для никеля «скачок» коэффициента упругого растяжения в точке Кюри:

$$\Delta\beta = 0,25 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2/\text{дин}.$$

Это значение  $\Delta\beta$  составляет 0,05% от значения  $\beta$  для никеля при комнатной температуре ( $\beta = 0,5 \cdot 10^{-14}$  см $^2$ /дин). При современном уровне экспериментальной техники  $\Delta\beta$  не может быть измерена. На рис. 87 нами уже приводились кривые температурной зависимости модуля упругости никеля [3]. В отсутствии поля или при полях ниже соответствующих техническому насыщению аномалия модуля упругости обуславливается перераспределением  $I_s$  областей. При измерениях модуля упругости в полях выше технического насыщения (на рис. 87 кривая для  $H = 575$  эрстед) эта аномалия «снимается». Таким образом, здесь мы можем наблюдать в чистом виде другую аномалию модуля упругости, связанную с изменением величины самопроизвольной намагниченности. Однако, как показывает рис. 87 (кривая при  $H = 575$  эрстед), в области точки Кюри, где величина самопроизвольной намагниченности меняется особенно сильно, не обнаруживается каких-либо заметных изменений в ходе кривой  $E(t)$ .

Оценим теперь, какие значения  $\Delta\alpha$  и  $\Delta\beta$  следует ожидать в инварных сплавах. Для сплава 36% Ni, 64% Fe при  $H = 1000$  эрстед в области точки Кюри:

$$\frac{1}{t} \frac{\partial I}{\partial H} = 95 \cdot 10^{-10} \text{ эрстед}^{-1}, \quad \frac{\partial I_s}{\partial \sigma} = 77 \cdot 10^{-10} \text{ гаусс см}^2/\text{дин},$$

$$\frac{\partial I_s}{\partial H} = 40 \cdot 10^{-3} \text{ гаусс/эрстед} \quad \text{и} \quad \frac{\partial I_s}{\partial T} = -5,9 \text{ гаусс/град}.$$

Подставляя эти значения в (82) и (83), имеем:

$$\Delta\alpha \approx -13 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}, \quad \Delta\beta \approx 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2/\text{дин}.$$

Таким образом, в сплаве инвар вблизи точки Кюри аномалия  $\alpha$  имеет отрицательный знак и весьма большую величину. Аномалия коэффициента упругости здесь не так велика. Она составляет  $2-3\%$  от величины  $\beta$ , наблюдаемой для инвара при комнатных температурах. Это изменение коэффициента упругости вполне доступно измерению. Данные таких измерений имеются [3] только для одного инварного сплава  $42\% \text{ Ni}$ ,  $58\% \text{ Fe}$  (рис. 89). Последний обнаруживает аномалию коэффициента упругости в точке Кюри такого же порядка величины, что и вычисленная выше для инвара ( $36\% \text{ Ni}$ ,  $64\% \text{ Fe}$ ).

Термодинамика позволяет также установить связь между аномалиями объемных и упругих свойств ферромагнетиков. В самом деле, из (82) и (83) имеем:

$$\Delta\beta = \frac{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial \sigma} \right)_{T, H}}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{\sigma, H}} \Delta\alpha. \quad (84)$$

Подставляя сюда найденное выше (см. гл. III, § 5) соотношение (53), получаем:

$$\Delta\beta = -\frac{d\theta}{d\sigma} \Delta\alpha, \quad (85)$$

где  $\frac{d\theta}{d\sigma}$  — эффект смещения точки Кюри с растяжением. Эта формула устанавливает, что в точке Кюри аномалия теплового расширения пропорциональна (полагая, что  $\frac{d\theta}{d\sigma} = \text{const.}$ ) аномалии коэффициента упругости.

С помощью термодинамики мы можем найти также связь между  $\alpha$  и величиной скачка теплоемкости в точке Кюри. Заменяя в (76) и (77)  $P$  на  $\sigma$  и  $V$  на  $I$ , а также производные

$$\left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_{\sigma, H} = \frac{C_{\sigma, H}}{T} dT,$$

$$\left( \frac{\partial S}{\partial \sigma} \right)_{T, H} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial T} \right) = \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} \right) = \left( \frac{\partial I}{\partial T} \right)_{\sigma, H}$$



(где  $\Phi$  — термодинамический потенциал), при  $H = \text{const.}$  имеем:

$$\Delta\alpha = \frac{1}{lT} \frac{\Delta C_{\sigma, H}}{\Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_{\sigma, H}} \Delta \left( \frac{\partial I_s}{\partial \sigma} \right)_{H, T}. \quad (86)$$

Воспользовавшись (53), получаем:

$$\Delta\alpha = -\frac{1}{lT} \frac{d\theta}{d\sigma} \Delta C_{\sigma, H}, \quad (87)$$

т. е. в точке Кюри аномалия теплового расширения пропорциональна «ферромагнитной» части теплоемкости; при этом  $\frac{d\theta}{d\sigma}$  мы, разумеется, считаем величиной постоянной.

Величина аномалий теплового расширения в данном ферромагнитном металле зависит от того, насколько резка в нем зависимость результирующего обменного интеграла от межатомного расстояния. Это вытекает из термодинамических соотношений, установленных в настоящем параграфе; в них входят величины  $\frac{\partial \theta}{\partial \sigma}$ ,  $\frac{\partial I_s}{\partial \sigma}$  и  $\frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H}$ , связанные с  $\frac{\partial A}{\partial a}$  — «крутизной» результирующего обменного интеграла (см. гл. III) прямой пропорциональностью. В металлах и сплавах, в которых величина  $\frac{\partial A}{\partial a}$  мала, аномалии в тепловом расширении незначительны. Наоборот, если величины  $\frac{\partial A}{\partial a}$  значительны, — указанные аномалии должны быть велики. Знаки аномалий теплового расширения определяются тем, положительна или отрицательна величина  $\frac{\partial A}{\partial a}$  в данном металле или сплаве.

## § 6. Природа аномалий теплового расширения сталей типа инвар

Стали типа инвар характеризуются весьма своеобразными аномалиями теплового расширения. В настоящее время известны следующие двойные и тройные системы, имеющие сплавы с инварными свойствами: Fe—Ni (инвар, платинит), Fe—Pt, Fe—Ni—Co (суперинвар, ковар), Fe—Ni—Cr и Fe—Co—Cr (нержавеющий инвар). В зависимости от

практического назначения могут быть подобраны сплавы с заданным коэффициентом термического расширения (весьма малым, нулевым и даже отрицательным).

На рис. 92, а приведены значения коэффициентов расширения железо-никелевых сплавов. Минимальный коэффициент имеет сплав, содержащий 36% Ni (инвар). В нем величина  $\alpha$  составляет лишь  $1 \cdot 10^{-6}$  град<sup>-1</sup> по сравнению со

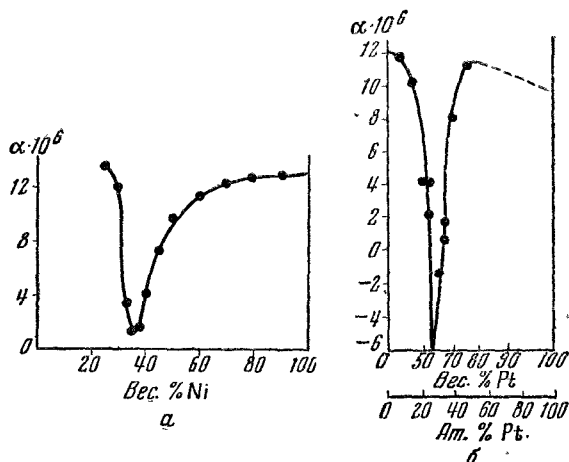


Рис. 92. Тепловое расширение сплавов.

- а) Fe—Ni (по оси абсцисс отложено содержание никеля в весовых процентах,  
б) Fe—Pt (по оси абсцисс отложено содержание платины в весовых процентах  
(верхняя шкала) и атомных (нижняя шкала)).

значением  $11—12 \cdot 10$  град<sup>-1</sup> для чистого Ni и Fe. Еще более резкая аномалия  $\alpha$  наблюдается в некоторых сплавах Fe—Pt. Как видно из рис. 92, б, коэффициент расширения сплава с содержанием Pt 56% вес. отрицателен, т. е. вещество при нагревании сжимается.

Аномальные свойства этих сплавов проявляются не только в экстремальных значениях теплового расширения, но также в чрезвычайно своеобразной зависимости его от температуры. В качестве примера такой зависимости на рис. 93 приведены кривые  $\alpha(t)$  некоторых сплавов инварного класса. Из кривых

следует, что в определенном интервале температур  $\alpha$  несколько уменьшается (вопреки обычным представлениям), а затем начинает быстро расти с нагреванием.

Инварные стали в настоящее время находят весьма широкое применение в промышленности и измерительной технике. Решение многих технических проблем, особенно в точном приборостроении, метрологии, авиации, в производстве электро- и радиоламп, целиком обязано разработке целой серии специ-

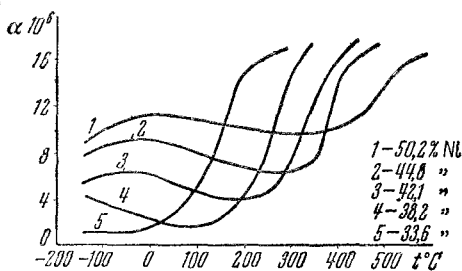


Рис. 93. Температурная зависимость коэффициента теплового расширения сплавов Fe—Ni.

альных сплавов на железной основе, имеющих инварные свойства.

Исключительность свойств подобного рода сплавов придала проблеме инварных сталей не только прикладной, но и теоретический интерес. Об этом свидетельствует целый ряд попыток теоретического истолкования природы аномалий инвара, а также постановка многочисленных исследований экспериментального характера. О том, какое значение придается этому вопросу, можно судить хотя бы по тому, что в литературе он именуется «проблемой инвара» [5].

**а) Обзор попыток объяснения свойств инварных сталей.** О причинах аномально малого теплового расширения сплава инвар уже давно высказывались разного рода соображения. Так, Шевенар [6] связывал причину этой аномалии с образованием сверхструктуры  $Fe_2Ni$  при концентрации 34,4% Ni. Подобно Шевенару и Гийом (который впервые открыл сплав инвар 36% Ni, 64% Fe) все особенности

физических свойств сплавов Fe—Ni также объяснял появлением при соответствующих концентрациях сверхструктур  $Fe_3Ni$ ,  $Fe_2Ni$  и  $FeNi_2$  (первая из них расположена на диаграмме состояний вблизи границы необратимых и обратимых сплавов, вторая — инвар и третья — сплав с 67,8% Ni). Однако проведенные позднее тщательные рентгенографические исследования показали, что в области концентраций 30—45% Ni в системе Fe—Ni никаких сверхструктурных сплавов не существует. Таким образом, эти гипотезы сами собой отпали.

Хонда и Такаги [7] пытались объяснить аномалии инвара влиянием объемных эффектов, сопутствующих фазовому превращению  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ . Они считали, что частичные превращения  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  при нагревании возможны не только при концентрации 36% Ni (сплав инвар), но и при более высоких концентрациях. Аналогичной точки зрения на природу аномалий теплового расширения инвара придерживались Бенедикс и Седерхольм [8]. Однако систематические экспериментальные исследования диаграммы состояний Fe—Ni установили, что эти превращения, если и могут происходить при изменениях температуры, то только в сплавах с содержанием никеля меньше чем 34%. Сплав же инвар, а также подобные ему по свойствам с большим содержанием никеля (например, платинит 42% Ni, 58% Fe) являются полностью обратимыми; в них при любых изменениях температуры превращения  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  отсутствуют. Таким образом, и эта гипотеза о природе теплового расширения инвара оказалась несостоятельной.

Шевенар [9] впервые высказал догадку, что аномалия теплового расширения инвара имеет чисто ферромагнитную природу. Сущность этой догадки состояла в следующем: при нагревании ферромагнитных металлов, каковыми являются и инварные сплавы, возникающему магнитному превращению сопутствуют объемные изменения, которые приводят к компенсации обычного термического расширения тела, вызываемого тепловыми колебаниями атомов.

Мазумуто [10] развил эту мысль и попытался установить эмпирическую зависимость между коэффициентом теплового расширения инварного сплава с его температурой Кюри и величиной намагниченности насыщения  $I_s$ . Однако найденная им зависимость очень формальна и непонятна с точки зрения теории ферромагнетизма.

Фридман [11] попытался истолковать аномалии инварных сплавов из других соображений. Он предположил, что в решетке инвара существуют упруго растягивающие напряжения, которые возникают оттого, что атомы Fe и Ni в этом сплаве имеют разные радиусы. Эти упруго растягивающие напряжения приводят к дополнительному увеличению параметра решетки инвара на величину  $\Delta a$ . Величина  $\Delta a$  состоит из двух различных по природе частей:  $\Delta a = \Delta a_1 + \lambda_m$ , где  $\Delta a_1$  — расширение решетки в результате действия упомянутых упругих сил и  $\lambda_m$  — механострикционное удлинение, вызванное теми же силами. При повышении температуры  $\lambda_m$  монотонно уменьшается, компенсируя при этом тепловое расширение, вызываемое тепловыми колебаниями атомов в решетке. Таково объяснение аномалий теплового расширения инварных сталей, данное Фридманом. Несмотря на ряд высказанных им весьма ценных положений (например, указание на расширение решетки инвара под действием структурных напряжений), в целом его толкование аномалий инвара не может быть признано правильным. «Упруго растягивающие» напряжения у Фридмана носят характер всестороннего растяжения и не в состоянии вызывать механострикцию  $\lambda_m$ , ибо при такого рода растяжениях не возникает перераспределения самопроизвольной намагниченности в ферромагнитном металле.

Укажем также на работу Делингера [12], [в которой он разбирает характер обменного взаимодействия в решетках металлов переходной группы. Для сплавов типа инвар он предполагает, что кривая зависимости обменного интеграла от межатомного расстояния имеет крутой вид. На основе указанного предположения он приходит к чисто магнитному истолкованию аномалий теплового расширения инвара. Однако это только качественное, далеко не полное объяснение, не подкрепленное экспериментальными данными.

Вопрос об объяснении аномалий теплового расширения инвара позже неоднократно затрагивался в ряде других работ [2, 13], однако только с качественной стороны. Акулов [4] при рассмотрении аномалий теплового расширения инвара впервые установил количественную связь между тепловым расширением ферромагнитных металлов и энергией самопроизвольной намагниченности. Указанная связь позволила ему обобщить правило Грюнайзена на случай ферромагнитных

металлов и объяснить свойства инвара. Он предположил (чисто формально), что в соотношении (75) для инварных сплавов коэффициент  $b_2$  имеет отрицательное значение, что и приводит к заниженным значениям теплового расширения в этих сплавах.

**б) Экспериментальные доказательства ферромагнитной природы аномалий теплового расширения инварных сталей.** Несмотря на то, что уже сравнительно давно указывалось на тесную связь аномалий теплового расширения инварных сталей с ферромагнетизмом, до самого последнего времени [14] не было произведено систематического исследования их магнитных свойств. Между тем совершенно ясно, что для проверки теоретических соображений о связи указанных аномалий с ферромагнетизмом необходимо в первую очередь установить особенности поведения магнитных явлений в инварных сталях. Больше того, такие исследования должны решить вопрос о справедливости чисто магнитного истолкования свойств инвара.

Для удобства дальнейших рассуждений назовем, следуя терминологии Акулова, изменения размеров ферромагнитного тела, сопутствующие магнитным процессам при нагревании, термострикцией и обозначим ее через  $\lambda_t = \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_t$ . Тогда для коэффициента теплового расширения всякого ферромагнитного тела  $\alpha = \frac{1}{l} \frac{dl}{dt}$  можно написать:

$$\alpha = \alpha_{I_s} + \frac{d\lambda_t}{dt}, \quad (88)$$

где  $\alpha_{I_s}$  — «нормальный» коэффициент теплового расширения, т. е. который имел бы место, если бы ферромагнетизм отсутствовал, а  $\frac{d\lambda_t}{dt}$  — термострикция, или «ферромагнитная» часть термического расширения. В зависимости от того, какой знак имеет  $\frac{d\lambda_t}{dt}$ , мы будем наблюдать аномальное увеличение или, наоборот, уменьшение  $\alpha$ .

«Ферромагнитная» часть термического расширения  $\frac{d\lambda_t}{dt}$  в общем случае будет определяться: 1) термострикцией

парапроцесса  $\left(\frac{d\lambda_t}{dt}\right)_n$ , т. е. объемными эффектами, сопутствующими уменьшению величины  $I_s$  при нагревании, и 2) термострикцией  $\left(\frac{d\lambda_t}{dt}\right)_m$ , обусловленной «перераспределением» векторов самопроизвольной намагниченности при повышении температуры. Это перераспределение может возникнуть, если при нагревании ферромагнитного металла в нем, например, происходит снятие внутренних упругих напряжений, в результате чего энергетически выгодные направления для  $I_s$  областей меняют свои положения. Различные внешние факторы (например, вибрации, земное поле и пр.), действующие на тело во время нагревания, также могут вызвать перераспределение  $I_s$  областей в ферромагнитном теле. Таким образом, в общем случае можно написать:

$$\alpha = \alpha_{I_s} + \left(\frac{d\lambda_t}{dt}\right)_m + \left(\frac{d\lambda_t}{dt}\right)_n. \quad (89)$$

Прежние теоретические высказывания о природе аномалий инвара обладали тем недостатком, что в них учитывалась только одна сторона аномалии, именно, обусловленная термострикцией парапроцесса. Ясно, что в общем случае должна быть учтена и величина  $\left(\frac{d\lambda_t}{dt}\right)_m$ .

Соотношение (89) не поддается непосредственной проверке из-за невозможности измерить в чистом виде термострикцию. При измерении изменений размеров ферромагнетика вследствие нагревания термическое расширение, обусловленное тепловыми колебаниями атомов, и термострикция всегда наблюдаются совместно. Однако термострикцию можно оценить косвенным образом через магнитные величины, измеряемые на тех же образцах.

Пользуясь экспериментальными данными измерений магнитострикции и намагниченности в области парапроцесса, оценим роль термострикции парапроцесса в создании аномалии теплового расширения инварных сталей. Для этого выразим в формуле (89) термострикцию  $\left(\frac{d\lambda_t}{dt}\right)_n$  через доступные для измерения магнитные величины.

Пусть длина ферромагнитного тела  $l$  есть функция температуры  $t$  и величины самопроизвольной намагниченности  $I_s$ ,

тогда

$$dl = \left(\frac{\partial l}{\partial t}\right) I_s dt + \left(\frac{\partial l}{\partial I_s}\right)_t dI_s.$$

Вводя обозначения

$$\frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} = \lambda_n, \quad \frac{1}{l} \frac{dl}{dt} = \alpha \quad \text{и} \quad \frac{\partial I_s}{\partial H} = \chi_n,$$

получаем:

$$\alpha = \alpha_{I_s} + \frac{1}{\chi_n} \frac{\partial \lambda_n}{\partial H} \frac{\partial I_s}{\partial t}, \quad (90)$$

где  $\alpha_{I_s}$  — «нормальный» коэффициент теплового расширения ферромагнетика. Из соотношения (90) видно, что ферромагнитная часть расширения может быть выражена через произведение трех чисто магнитных величин:  $\frac{1}{\chi_n}$ ,  $\frac{\partial \lambda_n}{\partial H}$  и  $\frac{\partial I_s}{\partial t}$ , измеренных при одних и тех же температуре и магнитном поле. Так как всегда  $\chi_n > 0$  и  $\frac{\partial I_s}{\partial t} < 0$ , то знак ферромагнитной части коэффициента расширения должен определяться знаком  $\frac{\partial \lambda_n}{\partial H}$ .

Для инварных сплавов величина  $\frac{\partial \lambda_n}{\partial H}$  всегда положительна, следовательно, для них аномалия  $\alpha$  отрицательна. Для сплава 36% Ni, 64% Fe при комнатных температурах

$$\frac{\partial \lambda_n}{\partial H} = 40 \cdot 10^{-10} \text{ эрстед}^{-1},$$

$$\chi_n = 1 \cdot 10^{-3} \text{ гаусс/эрстед} \quad \text{и} \quad \frac{\partial I_s}{\partial t} = -2,5 \text{ гаусс/град.}$$

Величину  $\alpha_{I_s}$  примем равной среднему из «нормальных» значений  $\alpha$ , которые имеют компоненты сплава инвар (для никеля  $\alpha = 12,1 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ , для железа  $\alpha = 12,8 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ ). В области комнатных температур в железе и никеле парапроцесс, вызываемый нагреванием, мал, поэтому можно считать, что наблюдаемые для них значения  $\alpha$  являются «нормальными». Подставляя все найденные значения в формулу (90), получаем:

$$\alpha \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1},$$



т. е. такого же порядка величину, что и экспериментальная. Для других инварных сплавов второй член в соотношении (90) может иметь большую величину, чем первый. В этом случае ферромагнитная часть теплового расширения перекрывает  $\alpha_{I_s}$ , и поэтому здесь возможны отрицательные значения  $\alpha$ .

В сплавах Fe — Pt, так же как и в инварных сталях Fe—Ni, аномалии в тепловом расширении объясняются, несомненно, ферромагнитными причинами, ибо в них стрикционные эффекты в области парапроцесса весьма велики. Термострикция парапроцесса здесь настолько велика, что с большим избыт-

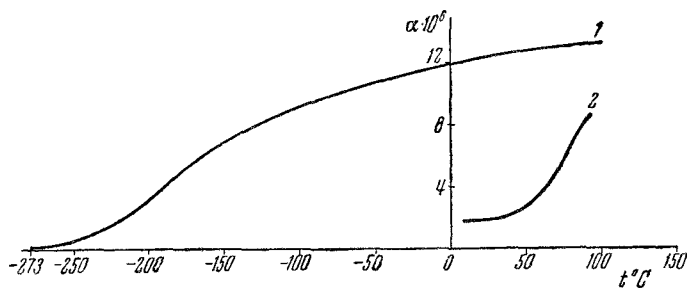


Рис. 94.

ком перекрывает «нормальное» тепловое расширение и вызывает значительные по величине отрицательные коэффициенты теплового расширения (рис. 92, б).

Пользуясь соотношением (90) и приняв, что  $\alpha_{I_s}(t)$  совпадает с установленной Дебаем температурной зависимостью коэффициента теплового расширения для металлов, примерный ход  $\alpha(t)$  для данного инварного сплава можно получить простым графическим построением. На рис. 94 показан график  $\alpha_{I_s}(t)$  (кривая 1) и результирующая кривая 2, представляющая функцию  $\alpha(t)$  для сплава инвар (36% Ni, 64% Fe) в интервале температур 10—100° С. Для построения этой кривой были использованы измерения температурной зависимости величин  $\frac{\partial \lambda_n}{\partial H}$ ,  $\chi_n$  и  $\frac{\partial I_s}{\partial t}$ . Вид полученной кривой весьма близко напоминает типичную зависимость  $\alpha$  от температуры, наблюдаемую на опыте для инварных сплавов (см., например, рис. 93).

Таким образом, мы видим, что основную роль в аномалии теплового расширения инварных сталей играет термострикция парапроцесса. Что касается термострикции  $\left(\frac{\partial \lambda_t}{\partial t}\right)_m$ , то для инварных сталей она обычно бывает мала и может оказывать ощутительное влияние лишь в исключительных случаях.

Сделаем теперь несколько замечаний, касающихся вопроса о влиянии обработки и химического состава на свойства инвара. Из практики известно, что закалка и отпуск инварных сталей Fe—Ni приводят хотя к небольшому, но технически важному изменению в величине  $\alpha$  (в пределах от 0,3 до  $1,2 \cdot 10^{-6}$  град $^{-1}$ ). Указанные колебания величины  $\alpha$  приписываются растворению примесей в подобного рода сталях, возникающему в результате термической обработки. Чтобы выяснить, каким образом влияют эти легирующие примеси на величину  $\alpha$ , а именно: через изменение величин  $\frac{\partial \lambda_n}{\partial H}$ ,  $\chi_n$  и  $\frac{\partial I_s}{\partial t}$  или через  $\alpha_{I_s}$ , необходимо поставить специальные опыты.

Несколько иначе обстоит дело в случае инварных сплавов, входящих в систему Fe—Pt. Исследования показывают, что при термической обработке этих сплавов возникают весьма большие изменения  $\alpha$ . При некоторых видах термической обработки изменения величины  $\alpha$  могут быть так значительны, что нельзя больше их объяснять влиянием растворения посторонних примесей, как это имеет место в инварных сталях Fe—Ni. В сплавах Fe—Pt, помимо растворения примесей, весьма большое влияние на  $\alpha$  оказывает упорядочение атомов [15], которое, так же как и магнитное превращение, сопровождается изменением объема и, следовательно, искажает  $\alpha$ .

Инварные стали часто обнаруживают неустойчивость коэффициентов теплового расширения, что является отрицательным качеством этих материалов. Основная причина неустойчивости теплового расширения, повидимому, связана с особым неравновесным состоянием решетки инварных сталей. Известно, что углерод образует со сплавами Fe—Ni твердые растворы внедрения; это приводит к тому, что и без того неравновесная решетка инвара становится еще более неравновесной и неустойчивой. Поэтому технические образцы инварных сплавов,

в которые неизбежно входит значительный процент углерода, обнаруживают «ползучесть» коэффициента теплового расширения [16]. Следует отметить, что влияние термической обработки на свойства инвара, а также явления неустойчивости коэффициентов теплового расширения с физической стороны мало изучены.

Наша промышленность с каждым днем предъявляет все больший спрос на материалы, обладающие различными как по знаку, так и по величине коэффициентами теплового расширения (инварные стали). Для выполнения этих требований металловедение идет по чисто эмпирическому пути. Невозможно, однако, наметить правильные пути эксперимента, пока нет ясного понимания природы свойств инварных сталей и неизвестны основные управляющие ими теоретические закономерности. Всесторонние исследования магнитных свойств инварных сплавов позволили установить признаки «инвариности» сталей, которые важно иметь в виду при изыскании и исследовании новых инварных сплавов. Эти признаки состоят в следующем:

1) Большие аномалии теплового расширения в инварных сплавах обязаны структурным особенностям этих сплавов, обуславливающим весьма резкую зависимость результирующего обменного интеграла от параметра решетки. Это является причиной возникновения весьма больших стрикционных эффектов за счет «парапроцесса», которые и обуславливают аномалии в тепловом расширении. Произведение  $\frac{1}{\chi_n} \frac{\partial \lambda_n}{\partial H} \frac{\partial I_s}{\partial t}$  (где  $\chi_n$  — восприимчивость парапроцесса,  $\frac{\partial \lambda_n}{\partial H}$  — «крутизна» магнитострикции парапроцесса и  $\frac{\partial I_s}{\partial t}$  — температурный коэффициент намагниченности насыщения) позволяет чисто «магнитным» способом оценивать величину аномалий теплового расширения инварных сталей.

2) Сплавы, имеющие резкую зависимость результирующего обменного интеграла от параметра решетки, как показывает практика, всегда расположены на диаграмме состояний вблизи границ необратимых переходов  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  и имеют  $\gamma$ -решетку (см. ниже).

**в) Структурные особенности инварных сталей.** Необычайно большие магнитоупругие и магнитоэлектрические эффекты в области парапроцесса, наблюдаемые в инварных сплавах, мы приписали тому, что в них результирующий обменный интеграл имеет весьма резкую зависимость от межатомного расстояния. Это, как отмечалось выше, обуславливает также существование весьма своеобразных аномалий теплового расширения и упругости в инварных сплавах. Чем же объяснить, что сплавам инварной группы свойственна столь резкая зависимость результирующего обменного интеграла от межатомного расстояния? На поставленный вопрос необходимо искать ответ в структурных особенностях этих сплавов.

Выше было указано, что большая «крутизна» результирующих обменных интегралов характерна для определенных групп сплавов на железной основе, входящих в системы Fe—Ni, Fe—Pt, Fe—Ni—Co, Fe—Ni—Cr и Fe—Co—Cr, имеющих  $\gamma$ -решетку и лежащих вблизи границы необратимых переходов  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ . Подмеченное обстоятельство имеет чисто внешний характер и требует расшифровки. Проанализируем структурные особенности инварных сплавов, ограничившись рассмотрением двойных систем Fe—Ni и Fe—Pt, данные о строении которых в настоящее время наиболее полны.

К числу интересных особенностей диаграммы Fe—Ni (рис. 95, а) необходимо отнести наличие необратимых переходов  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  для сплавов с содержанием никеля от 5 до 29—34%. Эта необратимость состоит в том, что критические точки переходов  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  ( $Ac_3$  и  $Ar_3$ ) могут менять свои места на диаграмме в зависимости от нагревания и охлаждения. Для сплавов с содержанием никеля выше 34% таких явлений не наблюдается; считается, что здесь сплавы имеют полностью  $\gamma$ -фазу (обратимые сплавы) [17].

Систематические экспериментальные исследования системы Fe—Ni показали, что на сплавы, лежащие вблизи границы  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ -превращения (инварная область 29—45% Ni), а также на пермаллоидную область (77—80% Ni) приходится наиболее резкие изменения физических свойств (магнитных, электрических, объемных и др.). Два сплава с 36 и 78% Ni близки по составу к соединениям  $Fe_2Ni$  и  $FeNi_3$ . Это давало основание утверждать о существовании сверхструктур в инварной

и пермаллойной областях в системе Fe—Ni. Последующие тщательные рентгеновские исследования подтвердили существование сверхструктуры в пермаллоидных сплавах, однако не установили таковой для сплавов инварной области.

Диаграмма состояний системы Fe—Pt (рис. 95, б) весьма сходна с диаграммой системы Fe—Ni. Аналогично системе Fe—Ni здесь инварная область лежит в районе концентраций 25—35% атм Ni (при 55,5—65 вес. % Pt) вблизи границы

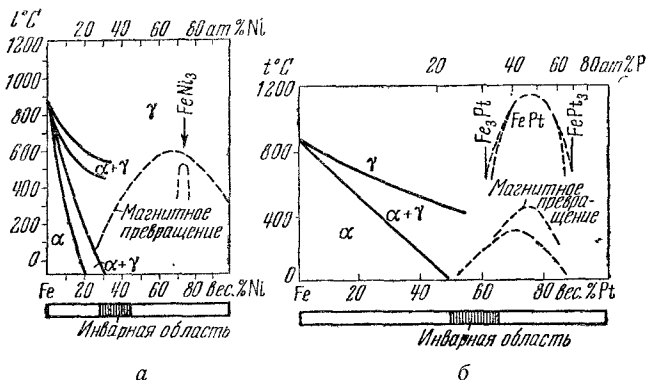


Рис. 95. Диаграммы состояний систем Fe—Ni и Fe—Pt.

необратимых превращений  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ . Исследования, однако, показали, что в отличие от Fe—Ni в системе Fe—Pt вблизи инварной области сплавов имеет место сверхструктурное превращение. Это вносит ряд дополнительных осложняющих моментов в поведение инварных сплавов Fe—Pt.

Посмотрим теперь, что дают рентгеновские исследования параметров решеток инварных сплавов. На рис. 96, а приведена, по данным Джетта и Фула [18], зависимость постоянных решеток в системе Fe—Ni от процентного содержания никеля для сплавов, имеющих  $\gamma$ -решетку. Как видим, максимум параметра приходится на инварную область (36—40% Ni). Аналогичный результат был получен Фрагменом [19], который нашел, что указанный максимум приходится на сплав

37% Ni<sup>1)</sup>. Эти результаты подтверждаются измерениями плотности сплавов, которая имеет минимум для инварной области (рис. 96, б).

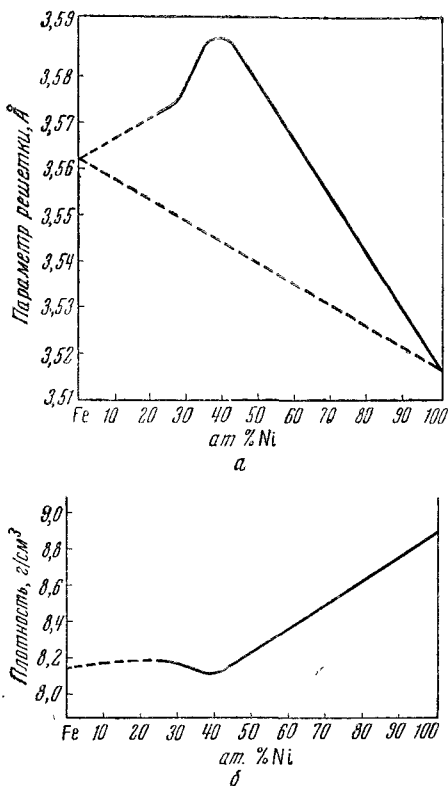


Рис. 96. Зависимость параметров решеток (а) и плотности (б) сплавов Fe—Ni от содержания никеля.

<sup>1)</sup> Систематические наблюдения показали, что ничтожные количества примесей в сплавах Fe—Ni сдвигают границу превращения  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  и вызывают «блуждание» максимума аномалий физических свойств в направлении оси концентраций (в интервале от 29 до 40% Ni). Это «блуждание» в особенности дает себя знать при термической обработке сплавов, когда примеси растворяются.

При анализе значений параметров решеток этих сплавов необходимо, прежде всего, выделить ту часть расширения решетки, которая вызвана стрикционными изменениями размеров ферромагнетика. На рис. 97 представлены кривые зависимости параметров решетки сплавов, имеющих  $\gamma$ -фазу, при разных температурах [20]. Несмотря на то, что точки

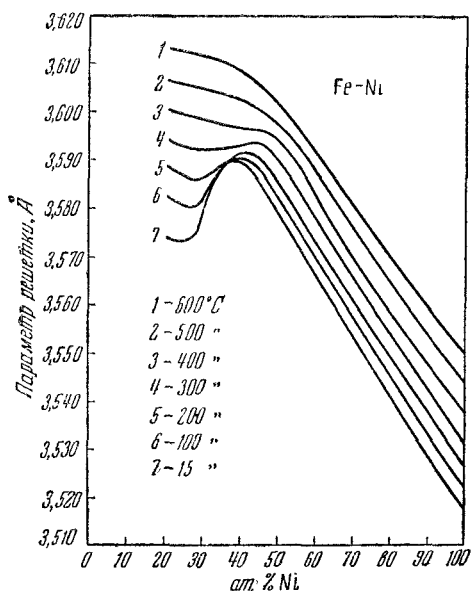


Рис. 97. Параметры решеток сплавов Fe — Ni при разных температурах.

Кюри инварных сплавов расположены ниже 300—400°С и, следовательно, для них стрикционные изменения при более высоких температурах полностью снимаются, тем не менее остаются резкие отклонения от правила аддитивности в этих сплавах.

В чем причина таких больших отклонений инварных сплавов от правила аддитивности параметров решеток? Ранее было подмечено чисто внешнее обстоятельство, что инварные области сплавов на диаграммах состояний всегда расположены

вблизи границ необратимых переходов  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ . Известно, что такого рода переходы связаны с весьма большими изменениями в энергетическом состоянии  $3d$ - и  $4s$ -электронов и сопутствующими им изменениями в размерах атомов [21]. Отсюда резкие отклонения от закона аддитивности параметров решеток в сплавах Fe — Ni необходимо объяснить тем, что в  $\gamma$ -решетке, образовавшейся после превращения  $\alpha \rightarrow \gamma$ , атомы Fe и Ni имеют разные радиусы. Это приводит к аномальному расширению решетки сплавов. С увеличением концентрации железа в сплаве увеличивается число узлов решетки, занятых атомами железа (имеющими больший радиус), и следовательно, указанное аномальное расширение в границированной решетке возрастает. Расширение последней должно было бы достигнуть максимума при 70% Fe в сплаве; на самом деле, как показывают наблюдения, максимум расширения приходится на сплавы с содержанием 60—64% Fe (сплавы инвар). Последнее обстоятельство необходимо объяснить тем, что выше 64% Fe происходит уже частичное превращение  $\gamma$  в  $\alpha$ -решетку, поэтому общий объем сплавов начинает уменьшаться при приближении к концентрации 70% Fe.

Итак, легирование  $\gamma$ -решетки никеля железом приводит к аномальному расширению, максимум которого приходится на область инварных сплавов. Указанное обстоятельство обуславливает особое энергетическое состояние подобного рода сплавов. С аномальным расширением решетки, повидимому, связано то обстоятельство, что в инварных сплавах результирующий обменный интеграл имеет большую «крутизну». Благодаря большой разности радиусов атомов Fe и Ni и превращение  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  в системе Fe — Ni должно, очевидно, проходить аномально, так как атомы железа вследствие большого радиуса обладают малой подвижностью в металле. Это обуславливает сильный температурный гистерезис превращения  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ , наблюдаемый в системе Fe — Ni. Таким образом, подмеченное выше чисто внешнее обстоятельство, что группы инварных сплавов всегда расположены вблизи границ необратимых превращений  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ , связано с аномальным состоянием атомов в  $\gamma$ -решетке.

Изложенные соображения о причинах большой крутизны обменного интеграла в инварных сплавах имеют, конечно,



далеко не полный и предположительный характер. Анализ структурных особенностей инварных сплавов Fe—Pt, Fe—Ni—Co, Fe—Ni—Cr и Fe—Co—Cr в настоящее время затрудняется из-за отсутствия подробных данных о параметрах решеток этих сплавов.

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ IV

1. Н. С. Акулов и Е. И. Кондорский, ЖЭТФ **3**, 109 (1933); *Zs. Phys.* **78**, 801 (1933); **85**, 661 (1933).
2. R. Becker und W. Döring, *Ferromagnetismus*, Berlin, 1939.
3. O. Engler, *Ann. d. Phys.* **31**, 145 (1938).
4. Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, ОНТИ, 1939.
5. Энциклопедия металлофизики (перевод под ред. А. П. Комара), т. I, ОНТИ, 1937.
6. P. Chevenard, *Rev. Met.* **VII**, 841 (1914).
7. K. Honda, H. Takagi, *Sci. Rep. Toh. Univ.* **9**, 321 (1917).
8. C. Benedicks, P. Sederholm, *Nature* **120**, 842 (1926).
9. P. Chevenard, *Compt. rend.* **172**, 1655 (1921).
10. H. Masumoto, *Sci. Rep. Toh. Univ.* **20**, 101 (1931).
11. Я. Б. Фридман, Качественная сталь **5**, 47 (1937).
12. U. Dehlinger, *Zs. Metallkunde* **28**, 116 (1936); **29**, 383 (1937).
13. W. Shockley, *Bell. Syst. Techn. Journ.* **18**, 645 (1939).
14. К. П. Белов, *Вестн. Моск. ун-та* № 11, 89 (1948).
15. A. Kissmann, M. Auhwarter, G. Rittenberger, *Ann. d. Phys.* **4**, 176 (1948).
16. В. С. Меськин и А. С. Нехамкин, Труды НИИ 13, вып. 4, 92 (1944).
17. Б. Г. Лившиц, Физические свойства сплавов, Металлургиздат, 1946.
18. E. Jette, Foote, *Metals Techn.* **3**, 14 (1936).
19. G. Phragmen, *Journ. Iron Steel Inst.* **123**, 465 (1931).
20. E. Owen, E. Jates, Sully, *Proc. Phys. Soc.* **49**, 316 (1937).
21. Я. С. Уманский, Б. Н. Фикельштейн, М. Е. Блантер, Физические основы металловедения, Металлургиздат, 1949.

## ГЛАВА V

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

### § 1. Электрические и термоэлектрические явления в ферромагнетиках, обусловленные магнитными и обменными силами

Существование самопроизвольной намагниченности в ферромагнитных металлах и сплавах обуславливает аномальный характер протекающих в них электрических и термоэлектрических явлений. Несмотря на то, что изучению этих явлений было посвящено весьма большое количество работ, они до сих пор привлекают большой интерес со стороны исследователей.

Необходимость и важность исследований электрических и термоэлектрических явлений в ферромагнитных металлах заключаются в том, что результаты их дают материал для установления важной для теории взаимосвязи между ферромагнетизмом, в котором принимают участие внутренние  $d$ -электроны, и явлениями проводимости, обусловленными внешними  $s$ -электронами. Выяснение этой взаимосвязи способствовало бы построению более полной квантовомеханической теории ферромагнетизма.

Опытами установлено, что характер электрических и термоэлектрических явлений в ферромагнитном металле определяется тем, какие процессы в нем происходят — переориентация  $I_s$  областей или изменение абсолютной величины  $I_s$ . В первом случае возникающие изменения электрических и термоэлектрических свойств ферромагнетиков связаны с действием на электроны проводимости магнитных сил решетки, а во втором — обменных сил.

Очень удобно изучать влияние ферромагнетизма на электрические и термоэлектрические свойства в опытах, в которых магнитное состояние металла изменяется в результате непосредственного воздействия магнитного поля. Последнее позволяет фиксировать определенное магнитное состояние ферромагнитного металла и измерять соответствующее ему возрастание или уменьшение какой-либо электрической характеристики вещества. В качестве таких характеристик при проведении исследований обычно выбираются электросопротивление

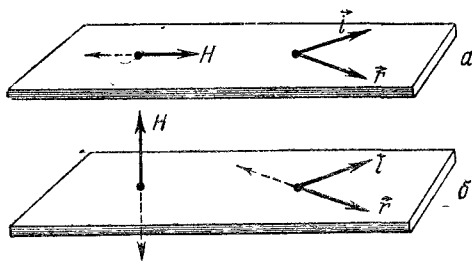


Рис. 98. Схема ориентации векторов  $H$ ,  $i$  и  $r$ .  
 а—при четном эффекте, б—при нечетном.

и термоэлектродвижущая сила. Явления, в которых наблюдаются изменения электросопротивления и термоэлектродвижущей силы, в магнитном поле носят соответственно название гальваномагнитных и термомагнитных эффектов. Они были открыты еще в середине прошлого века В. Томсоном и Нернстом. Эти эффекты изучают как при параллельной ориентации векторов магнитного поля  $H$  и электрического тока  $i$  ( $H \parallel i$  — продольный гальваномагнитный эффект) и градиента температуры  $g$  ( $H \parallel g$  — продольный термомагнитный эффект), так и при взаимно перпендикулярной ( $H \perp i$  и  $H \perp g$  — соответствующие поперечные эффекты). Здесь в обоих случаях направление измерения  $r$  совпадает с векторами  $i$  и  $g$ . Величина и знак этих явлений (как продольных, так и поперечных) не меняются при изменении вектора магнитного поля на прямо противоположное, поэтому обычно они носят название четных эффектов. На рис. 98, а показаны направления векторов  $i$  и  $r$  и ориентации вектора магнитного поля, при

которых гальваномагнитный эффект не меняет своей величины и знака.

В случае, когда вектор  $H$  направлен нормально к плоскости, в которой лежат векторы  $i$  и  $r$ , изменение направления  $H$  на прямо противоположное сразу приводит к изменению знака гальвано-термомагнитных явлений (рис. 98, б). Такие явления называются нечетными.

Наиболее подробные экспериментальные исследования гальвано- и термомагнитных явлений принадлежат русским ученым Гольдгаммеру [1] и Бахметьеву [2]. Своими работами они указали правильный путь исследования подобных эффектов, измеряя их в функции намагниченности, а не магнитного поля, как это делалось до них. Гольдгаммер на основании своих опытов впервые установил, что гальваномагнитный эффект ферромагнетиков квадратично зависит от намагниченности. Аналогичная закономерность была найдена для термомагнитного эффекта Бахметьевым.

Понимание особенностей поведения гальвано- и термомагнитных эффектов стало возможно после развития теории ферромагнетизма. Определяющую роль здесь сыграли теоретические работы Акулова [3], который дал общее описание четных и нечетных гальвано- и термомагнитных эффектов и их расчет (см. далее).

Вонсовский [4] дал качественную микрокартину электрических явлений в ферромагнитных металлах. Согласно его теории электроны в ферромагнитном кристалле разбиваются на внешние  $s$ -электроны и внутренние  $d$ -электроны; между ними имеет место электрическое обменное и магнитное (спин-спиновое) взаимодействие. Электропроводность металла в основном определяется  $s$ -электронами;  $d$ -электроны, обуславливающие ферромагнетизм, как более связанные непосредственно почти не участвуют в проводимости. Однако их влияние на проводимость металла сказывается через магнитное и обменное взаимодействие с  $s$ -электронами.

Электрические явления в ферромагнетиках, сопутствующие процессам ориентации  $I_s$  областей (смещение и вращение), вызываются изменением в магнитном взаимодействии (спин-спиновом)  $s$ - и  $d$ -электронов. Расчет магнитного взаимодействия между спинами  $s$ - и  $d$ -электронов [6] привел к объяснению микроскопической природы анизотропии элек-

трических явлений в ферромагнетиках и зависимости их от намагниченности. Соотношения, полученные из этого расчета, находятся в качественном соответствии с опытными фактами и соотношениями, вытекающими из соображений симметрии.

Природа электрических явлений, сопутствующих парапроцессу, может быть понята из следующих соображений. Рассмотрим, например, что будет происходить с  $s$ -электронами, если мы будем нагревать ферромагнетик. В обычных металлах принято считать, что причиной возрастания электросопротивления с температурой является взаимодействие электронов проводимости с тепловыми колебаниями ионов в кристаллической решетке (фононами). В результате этого взаимодействия  $s$ -электроны отдают свою энергию и импульс, вследствие чего электросопротивление растет. Взаимодействие между электронами и фононами, которое можно рассматривать как столкновения между ними, определяет температурную зависимость электросопротивления металла. В случае ферромагнитных металлов Вонсовский допускает, что наряду с этими процессами «столкновений»  $s$ -электронами с фононами имеют место процессы «столкновений» между  $s$ -электронами и так называемыми ферромагнонами (спиновыми волнами, создаваемыми  $d$ -электронами). Представление о спиновых волнах было введено Блохом для расчета обменного взаимодействия между спинами электронов. Он показал, что при низких температурах энергия электронов при учете обменного взаимодействия может быть представлена как сумма энергий отдельных «элементарных возбуждений». Последним сопоставляются квазичастицы — ферромагноны, или спиновые волны. Введение этих «частиц» значительно упрощает вычисление обменного взаимодействия между спинами.

В результате столкновений  $s$ -электроны отдают свою энергию и импульс не только фононам, но и ферромагнонам, что приводит к дополнительному увеличению сопротивления ферромагнитного металла.

С понижением температуры или увеличением магнитного поля выше соответствующего техническому насыщению (величина  $I_s$  возрастает) спиновое поле делается менее интенсивным, и столкновения  $s$ -электронов с ферромагнонами про-

исходят гораздо реже, в результате чего и сопротивление падает. Так можно качественно объяснить с точки зрения квантовой теории природу электрических явлений, вызываемых парапроцессом, т. е. изменением величины  $I_s$  в ферромагнетиках; эти явления не зависят от направления вектора  $I_s$ , поскольку обменная энергия в кристалле изотропна.

## § 2. Зависимость электропроводности и термоэлектродвижущей силы от направления самопроизвольной намагниченности (четные эффекты)

Изменение направления  $I_s$  областей в кристалле приводит к перераспределению магнитных сил в решетке. Это не только вызывает явления магнитострикционного характера, которые подробно рассматривались нами в предыдущих главах, но также сказывается на движении электронов проводимости в ферромагнитных металлах или, другими словами, влияет на их электропроводность и термоэлектродвижущую силу. Механизм влияния процесса ориентации  $I_s$  областей на электрические свойства ферромагнетиков был рассмотрен в предыдущем параграфе. Здесь мы дадим общее описание зависимости указанных явлений в ферромагнитных металлах от направления вектора  $I_s$ . При этом мы ограничимся рассмотрением только четных эффектов. Необходимые закономерности могут быть здесь найдены путем применения закона анизотропии Акулова (см. гл. II, § 2).

Обозначая через  $\alpha$  величину четного гальваномагнитного (или термомагнитного) эффекта, а через  $s_1, s_2, s_3$  и  $g_1, g_2, g_3$  соответственно направляющие косинусы вектора  $I_s$  и вектора электрического напряжения  $g$  (или температурного градиента) по отношению к ребрам куба кристалла, согласно формуле (14) имеем:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \sum_{i=1,2,3} \left( s_i^2 g_i^2 - \frac{1}{3} \right) + \alpha_2 \sum_{i \neq j} s_i s_j g_i g_j, \quad (91)$$

где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — константы анизотропии четных эффектов, которые определяются следующим образом:

$$\alpha_1 = \frac{3}{2} \alpha_{[100]}, \quad \alpha_2 = \frac{3}{2} \alpha_{[111]}. \quad (92)$$

Здесь  $\alpha_{[100]}$  и  $\alpha_{[111]}$  — четные эффекты в кристалле в направлении ребра и диагонали кубического кристалла. Соотношение (91) позволяет рассчитать (если известны константы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ ) изменения электросопротивления и термоэлектродвижущей силы в ферромагнитном кристалле в зависимости от ориентации векторов  $I_s$  и  $g$  по отношению к кристаллическим осям (анизотропия гальвано- и термомагнитных эффектов). При этом предполагается, что измерения электросопротивления и термоэлектродвижущей силы всегда происходят в направлении  $g$ . Формула (91) показывает, что характер анизотропии гальвано- и термомагнитных эффектов должен быть таким же, как и для магнитострикции. Действительно, тщательные измерения гальвано- и термомагнитных явлений в кристаллах железа и никеля полностью подтвердили это заключение [7, 8]. На рис. 99, по данным Аннаева [8], приведены результаты измерения (в поле насыщения  $H_s$ ) термомагнитного эффекта кристалла никеля в плоскости (100). Эти измерения проводились, когда направление измерения  $r$ , градиент температуры  $g$  совпадали с осью [010] и когда эта ось составляет с  $H_s$  переменный угол  $\varphi$ . Сплошная кривая — теоретическая — рассчитана по формуле (91), а точки — экспериментальные данные.

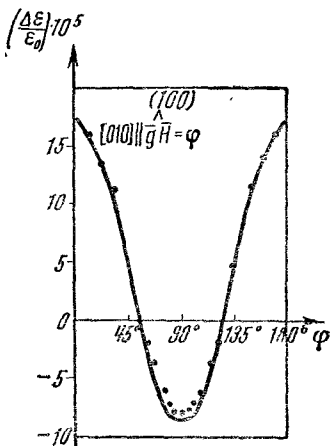


Рис. 99. Зависимость термомагнитного эффекта кристалла никеля в функции угла между полем  $H_s$  и осью [010]. При этом [010]  $\parallel g \parallel r$ .

В некоторых случаях соотношением (91) можно пользоваться для описания гальвано- и термомагнитных эффектов также и в поликристаллических материалах. Исследования показывают, что для никеля в первом приближении можно считать, что  $\alpha_1 \approx \alpha_2$ , тогда из (91) и (92) следует (см. гл. II, § 2):

$$\alpha = \frac{3}{2} \alpha_{[100]} \left( \cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right), \tag{93}$$

где  $\alpha_{[100]}$  — четный эффект при насыщении в направлении  $[100]$  монокристалла никеля, а  $\varphi$  — угол между направлением  $I_s$  (или  $H_s$ , поскольку мы рассматриваем случай насыщения) и вектора  $g$  внутри кристалла. Формула (93) позволяет вычислить изменение электропроводности или термоэлектродвижущей силы в поликристаллическом образце никеля под различными углами к направлению магнитного поля. Если эти изменения сначала проводятся в направлении магнитного поля ( $\varphi = 0$ ), а затем в перпендикулярном направлении ( $\varphi = 90^\circ$ ), то для этих двух случаев имеем:

$$\alpha_{\parallel} = \alpha_{[100]} \quad \text{и} \quad \alpha_{\perp} = -\frac{1}{2} \alpha_{[100]}.$$

Деля одно на другое, получаем соотношение

$$\frac{\alpha_{\perp}}{\alpha_{\parallel}} = -\frac{1}{2}, \quad (94)$$

выражающее собой так называемое второе правило четных эффектов Акулова. Аналогичное правило имеет место и для магнитострикции (см. гл. II). Оно находится в хорошем согласии с измерениями гальваномагнитных и термомагнитных эффектов в никеле [7, 8].

В отдельных случаях, однако, не существует такого хорошего согласия соотношения (94) с результатами опытов, как это имеет место для никеля. Так, например, Дрожжина и Шур [9] установили, что для сплавов 58% Fe, 27% Ni, 15% Al (альни) и Fe—Si с содержанием 4% Si поперечный и продольный гальваномагнитные эффекты имеют один и тот же знак. Аналогичный эффект наблюдали Комар и Портнягин для гальваномагнитного эффекта и Аннаев (для термомагнитного эффекта) на сплавах Ni—Mn [10]. Для описания этих результатов соотношение [94] уже неприменимо, а должно быть использовано более общее соотношение, которое учитывало бы влияние на электропроводность и термоэлектродвижущую силу так называемых «объемных» эффектов (по аналогии с магнитострикцией), возникающих при повороте вектора  $I_s$  в кристаллической решетке. Это влияние может быть учтено, если в разложении по степеням  $s_i$  и  $g_i$  в формуле (91) принять во внимание члены четвертого порядка.



При проверке соотношения (94) также необходимо учитывать влияние магнитной «текстуры» и парапроцесса.

Теоретическая сторона вопроса о влиянии на четные явления «объемных» эффектов была рассмотрена в работе Акулова [11] и более подробно в работах Симоненко [12] и Вонсовского [13].

### § 3. Гальваномагнитный и термомагнитный эффекты в области вращения и смещения

В предыдущем параграфе мы имели дело с величинами гальвано- и термомагнитных эффектов при намагничении до насыщения и рассматривали, как они изменяются при повороте результирующего вектора  $I_s$  в ферромагнитном металле. Пусть теперь ферромагнитный металл помещен в магнитное поле, меньшее, чем поле насыщения ( $H < H_s$ ). Величины возникающих при этом изменений электропроводности и термоэлектродвижущей силы можно было бы определить, если бы была известна функция распределения  $I_s$  областей, соответствующая намагниченности  $I < I_s$ , создаваемой полем  $H$ .

Используя закон анизотропии и методы статистической физики, Акулову [3] удалось найти такую функцию для случая намагничивания никеля и железа в слабых полях. Она позволила объяснить поведение гальвано- и термомагнитных эффектов в полях, где процесс намагничивания происходит путем смещения. Из этой теории следует, что указанные эффекты должны иметь квадратичную зависимость от намагниченности как в монокристаллических, так и поликристаллических образцах никеля и железа.

На рис. 100 и 101 приведены результаты измерений термомагнитного эффекта в поликристаллическом никеле по работе Волкова [14] и гальваномагнитного эффекта для железа по работе Феденева [15]. На рис. 100 по оси ординат отложены величины изменений термоэлектродвижущей силы в магнитном поле, отнесенные к градиенту температуры в исследуемом образце, а на рис. 101 — относительное изменение электросопротивления образца при включении поля. Из этих данных видно, что в согласии с теоретическими выводами в слабых полях оба эффекта линейно зависят от  $I^2$ . При некотором

поле, которому соответствует при намагничивании смена процесса смещения процессом вращения, имеет место резкий

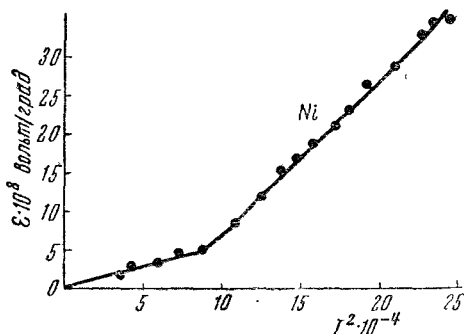


Рис. 100. Зависимость термомагнитного эффекта никеля от квадрата намагниченности.

излом прямой. Этот излом наблюдается только у хорошо отожженных материалов; в случае наличия в металле неоднородных напряжений область,

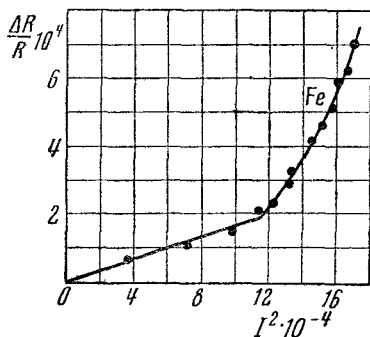


Рис. 101. Зависимость гальваномагнитного эффекта железа от квадрата намагниченности.

в которой происходит смена смещения вращением, «размазывается» на более широкий интервал полей, и резкого излома не наблюдается.

Из рис. 100 и 101 видно, что в области смещения гальвано- и термомагнитные эффекты растут менее интенсивно, чем в области вращения. Для объяснения этого факта нужно принять во внимание следующее. В слабых полях рост намагниченности

происходит за счет двух процессов: переориентации  $I_s$  областей на  $180^\circ$  (смещение границ между областями с антипараллельными векторами  $I_s$ ) и изменения направлений

$I_s$  областей на угол, меньший, чем  $180^\circ$  (смещение границ между областями, моменты которых находятся под углом, отличным от  $180^\circ$ ). Первый процесс в силу «четности» гальвано- и термомагнитных эффектов не дает изменения электросопротивления и термоэлектродвижущей силы и, следовательно, последние в основном изменяются здесь за счет второго процесса. В зависимости от того, какую долю в намагничении ферромагнетика составляют ориентации  $I_s$  областей на  $180^\circ$  и на угол, меньший, чем  $180^\circ$ , мы можем получить малые или большие величины изменения электросопротивления и термоэлектродвижущей силы на участках кривых, где происходит смещение (до точки излома кривых, приведенных на рис. 100 и 101). Эти участки на кривых гальвано- и термомагнитных эффектов

можно искусственно совсем «уничтожить», если создать в ферромагнетике механические деформации, затрудняющие или вовсе исключаяющие процесс смещения. Такие условия можно обеспечить в поликристаллическом никеле, если его сильно растянуть внешними нагрузками. На рис. 102 приведена кривая термомагнитного эффекта для такого образца в функции квадрата намагниченности [14]. Кривая показывает, что при возрастании упругого растяжения участок кривой, соответствующий смещению, «съедается», и, начиная с некоторого значения упругого растяжения, термомагнитный эффект целиком определяется процессом вращения. Аналогичные кривые были получены и при измерении гальваномагнитного эффекта никеля [15]. Следует отметить, что здесь опыт дает, как и в случае магнитострикции (см. гл. II, § 3), линейную зависимость гальвано- и термомагнитного эффектов от квадрата намагниченности (рис. 102).

В других материалах с помощью упругих напряжений можно создать в ферромагнитном металле такие условия,

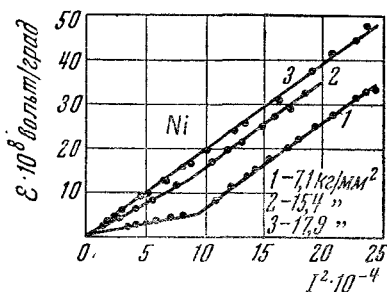


Рис. 102. Влияние упругих растяжений на термомагнитный эффект никеля.

когда намагничение в нем будет проходить только за счет ориентации  $I_s$  областей на  $180^\circ$ .

На рис. 1036 представлены спинки петель магнитного гистерезиса сплава  $15\% \text{ Ni}$ ,  $85\% \text{ Fe}$  [16] при различных

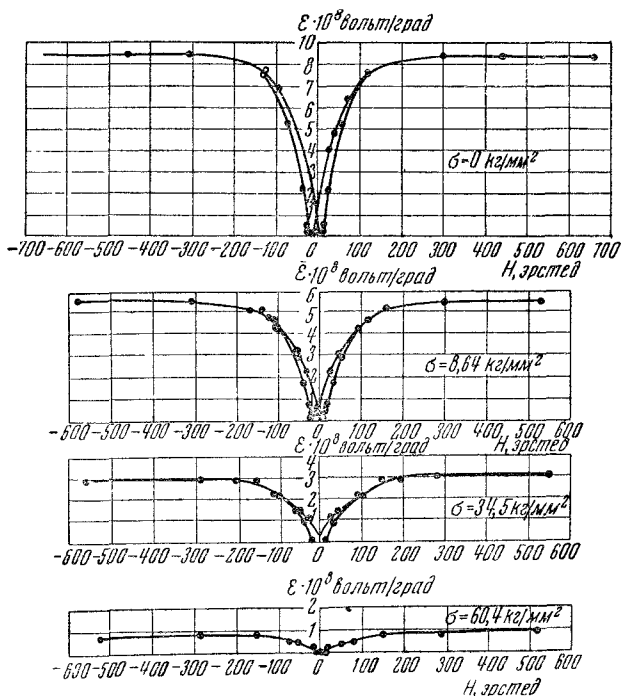


Рис. 103а. Петли гистерезиса термомагнитного эффекта сплава  $15\% \text{ Ni}$ ,  $85\% \text{ Fe}$  при различных растяжениях.

упругих растяжениях. Одновременно со снятием магнитной петли снималась соответствующая петля гистерезиса термомагнитного эффекта (рис. 103а). Из этих кривых видно, что по мере увеличения упругого растяжения в переманичивании сплава все большую и большую роль играет процесс смещения границ между областями, магнитные моменты которых составляют  $180^\circ$ . Это видно из того, что магнитная петля

делается все более прямолинейной. Одновременно величина термомагнитного эффекта уменьшается, стремясь к нулю (в силу четности эффекта). Аналогичные результаты были получены в опытах с гальваномагнитным эффектом, которые были осуществлены Штейнбергом и Мирошниченко [17].

На результаты исследований гальвано- и термомагнитных явлений сильное влияние оказывает начальное распределение

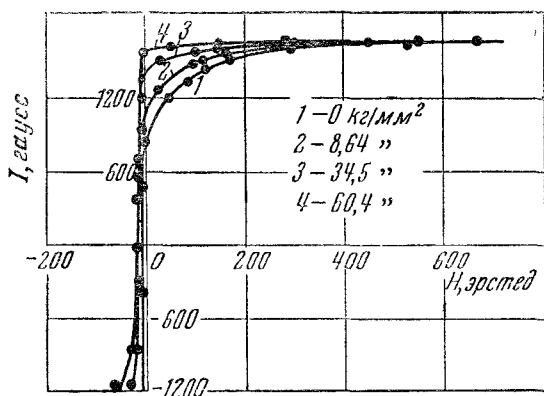


Рис. 1036. Петли гистерезиса сплава 15% Ni, 85% Fe при различных растяжениях.

$I_s$  областей в ферромагнетике (магнитная текстура). Зайцев [18] исследовал влияние начального распределения  $I_s$  областей на петли гистерезиса гальваномагнитного эффекта поликристаллического никеля. Он показал, что часто получающаяся асимметрия в расположении этой петли относительно осей координат связана с наличием в ферромагнетике магнитной текстуры.

Гальвано- и термомагнитные эффекты, так же как и магнитострикция, являются весьма чувствительными индикаторами к распределению  $I_s$  областей и позволяют изучать магнитную структуру ферромагнетиков, а также тонкости процессов намагничивания и перемагничивания в них.

#### § 4. Гальваномагнитный эффект в области парапроцесса

В отличие от гальваномагнитных и термомагнитных явлений, сопутствующих процессам смещения и вращения и обусловленных магнитными силами решетки, в области парапроцесса эти явления определяются обменными силами.

Если исследованию первых посвящено большое количество работ и здесь к настоящему времени выяснены даже тон-

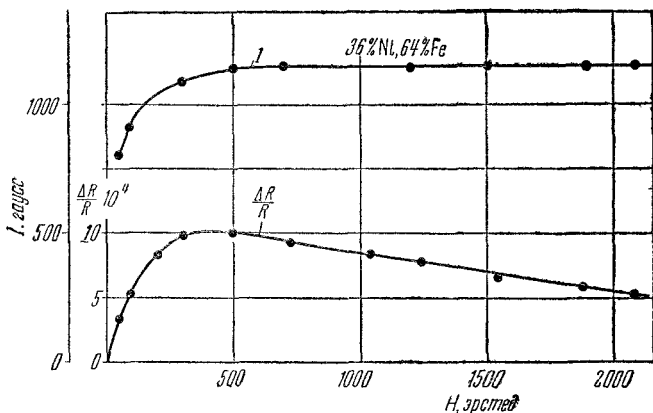


Рис. 104. Кривые намагниченности и продольного гальваномагнитного эффекта в сплаве 36% Ni, 64% Fe.

кости их поведения в различных металлах и сплавах, то о явлениях в области парапроцесса данные до сих пор весьма скудны. К настоящему времени наиболее подробно исследован в области парапроцесса гальваномагнитный эффект никеля [19], а также некоторых сплавов Fe—Ni [20]. Что касается термомагнитного эффекта, то до сих пор в литературе почти нет указаний о влиянии парапроцесса на это явление. Поэтому ниже приводятся результаты исследований только гальваномагнитного эффекта в области парапроцесса.

На рис. 104 приведены кривые продольного гальваномагнитного эффекта сплава 36% Ni, 64% Fe и кривая на-

магничности. Мы видим, что в полях выше технического насыщения, где кривая намагничности имеет почти полностью горизонтальный ход, обнаруживается уменьшение электрического сопротивления, в то время как в области до технического насыщения оно, наоборот, увеличивалось. Это уменьшение связано с действием парапроцесса на электроны проводимости металла. На рис. 105 даны результаты измерений продольного и поперечного эффектов для никеля [19]. Видно, что указанное уменьшение сопротивления в области парапроцесса не зависит от направления поля и линейно зависит от него вплоть до 10 000 эрстед. Согласно Вонсов-

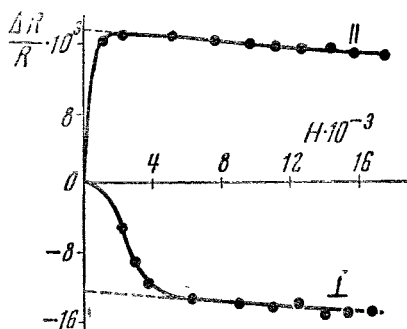


Рис. 105. Поперечный и продольный гальваномагнитные эффекты никеля.

скому (см. § 1) это уменьшение электросопротивления связано с тем, что при парапроцессе, когда намагничность  $I_s$  приближается к абсолютному насыщению  $I_0$ , спиновое поле делается менее интенсивным и столкновения  $s$ -электронов с ферромагнонами происходят все реже и реже, в результате чего сопротивление падает.

Экстраполируя на рис. 104 и 105 прямолинейные участки кривых  $\frac{\Delta R}{R} (H)$  на ось ординат (с учетом размагничивающего фактора), можно отделить гальваномагнитный эффект  $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_m$ , обусловленный смещением и вращением, от гальваномагнитного эффекта, обусловленного парапроцессом. На

рис. 106 показана зависимость величины наклона  $\left[ \frac{1}{R} \left( \frac{dR}{dH} \right)_n \right]$  прямолинейной части кривой гальваномагнитного эффекта в сильных полях (которую мы примем за характеристику

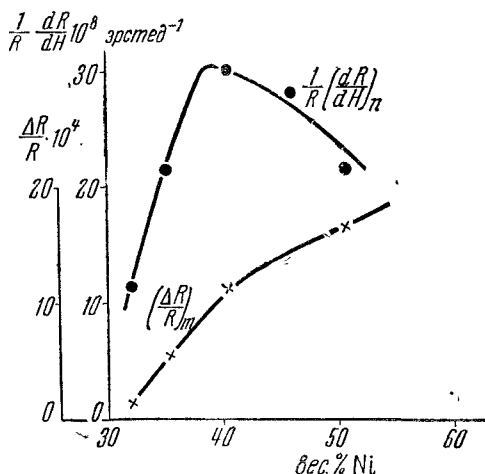


Рис. 106. Наклон прямолинейной части кривой гальваномагнитного эффекта в сильных полях  $\left( \frac{1}{R} \left( \frac{dR}{dH} \right)_n \right)$  и гальваномагнитный эффект, обусловленный смещением и вращением  $\left[ \left( \frac{\Delta R}{R} \right)_m \right]$  в инварных сплавах Fe—Ni.

гальваномагнитного эффекта в области парапроцесса) в сплавах железо—никель (инварного состава) в функции процентного содержания никеля. По мере увеличения содержания никеля величина  $\frac{1}{R} \left( \frac{dR}{dH} \right)_n$  возрастает, достигает максимума при концентрации 36—38% Ni, а затем убывает, в то время как величина  $\left( \frac{\Delta R}{R} \right)_m$  в изучаемом интервале концентраций никеля непрерывно возрастает. Необходимо отметить, что максимум аномалий физических свойств (в частности, и удельного сопротивления) приходится в системе Fe—Ni на ту же концентрацию никеля.



Как для всех четных явлений, величина  $\frac{\Delta R}{R}$  в области парапроцесса должна линейно зависеть от  $I_s^2$ . Последнее подтверждается кривыми, приведенными на рис. 107, где даны результаты измерений  $\frac{\Delta R}{R}$  в функции  $I^2$  для сплава 36% Ni, 64% Fe при различных температурах. Как видим, выше тех-

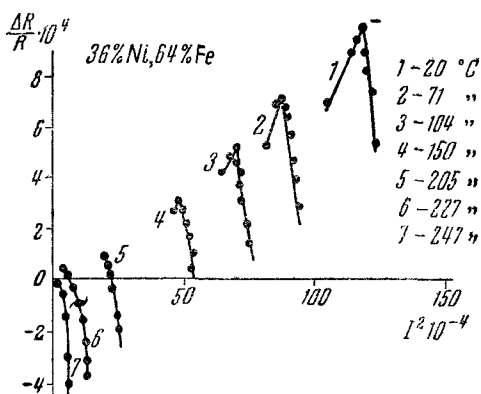


Рис. 107. Кривые  $\frac{\Delta R}{R}$  ( $I^2$ ) для сплава 36% Ni, 64% Fe при разных температурах.

нического насыщения  $\frac{\Delta R}{R}$  падает линейно с  $I_s^2$  при всех температурах.

Истинной характеристикой всех четных эффектов является намагниченность, поэтому правильным методом исследования гальваномагнитных явлений в области парапроцесса является снятие кривых зависимости гальваномагнитного эффекта от  $I_s^2$  (см. рис. 107). Характер же изменения гальваномагнитного эффекта в функции поля можно описать, если известна хотя бы приближенно зависимость намагниченности от поля. Такая зависимость для области парапроцесса может быть получена, если воспользоваться уравнением типа Вейсса — Гейзенберга. Акулов [3] показал, что в этом случае для температур далеко от точки Кюри имеет место соотношение

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{T < \theta} = aH, \quad (95)$$

а в самой точке Кюри

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_0 = a' H^{\frac{2}{3}}. \quad (96)$$

Выше точки Кюри из тех же соображений следует, что

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{0 > T} = a'' H^2. \quad (97)$$

В формулах (95), (96), (97) коэффициенты  $a$ ,  $a'$  и  $a''$  являются численными постоянными. На рис. 108 приведены кривые

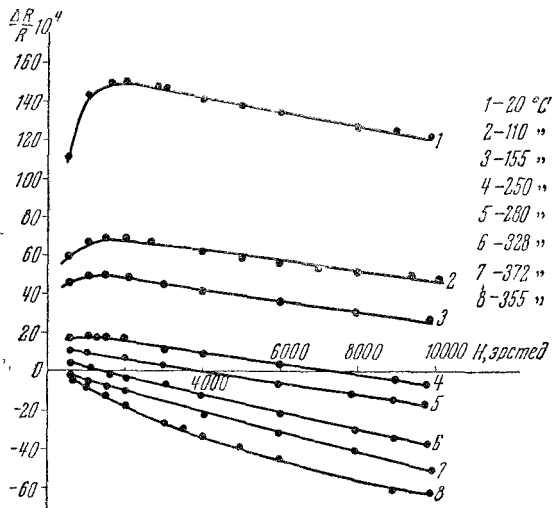


Рис. 108. Кривые гальваномагнитного эффекта никеля в сильных полях при различных температурах.

гальваномагнитного эффекта никеля в функции магнитного поля, снятые при различных температурах. При комнатных температурах в согласии с (95) гальваномагнитный эффект в полях  $H > H_s$  линейно зависит от поля. По мере возрастания температуры эта зависимость нарушается. Физически это понятно, так как под действием поля величина самопроизвольной намагниченности  $I_s$  меняется заметнее; она приближается к абсолют-

ному насыщению  $I_0$ , и здесь следует ожидать большого изменения линейного хода кривой гальваномагнитного эффекта парапроцесса в сторону приближения его к некоторому насыщению.

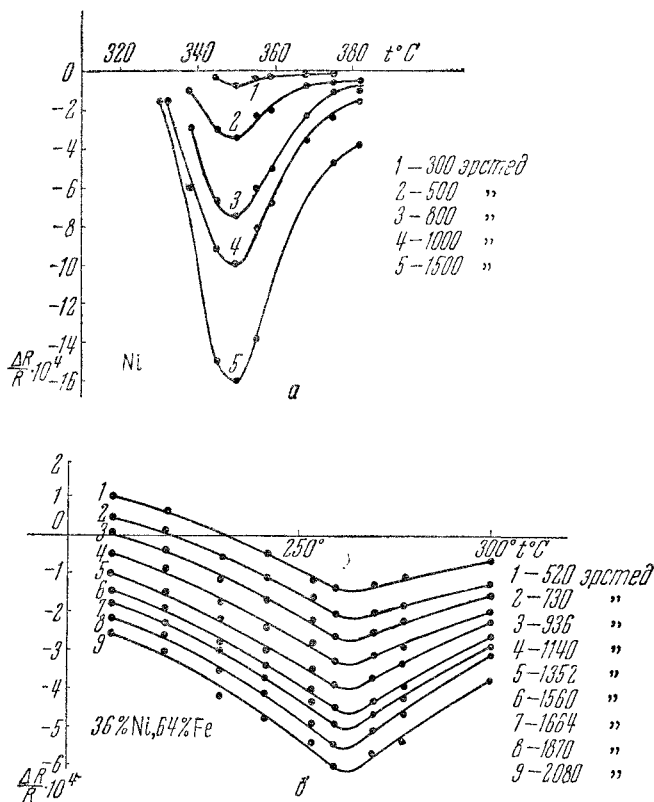


Рис. 109. Температурная зависимость гальваномагнитного эффекта в области Кюри при различных полях.

*а* — для никеля, *б* — для сплава 36% Ni, 64% Fe.

На рис. 109, *а* и *б* приведены кривые зависимости гальваномагнитного эффекта от температуры при различных полях для никеля и сплава 36% Ni, 64% Fe. Эти кривые позволяют

легко выявить положение точки Кюри  $\theta$  (которая соответствует максимумам кривых) и определить для нее зависимость  $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_\theta$  от  $H$ . На рис. 110 нанесены значения  $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_\theta$  в функции  $H^{\frac{2}{3}}$ ; в качественном согласии с соотношением (96) гальваномагнитный эффект в точке Кюри, который здесь должен в основном определяться парапроцессом, линейно зависит от  $H^{\frac{2}{3}}$  как для никеля, так и для сплава 36% Ni, 64% Fe.

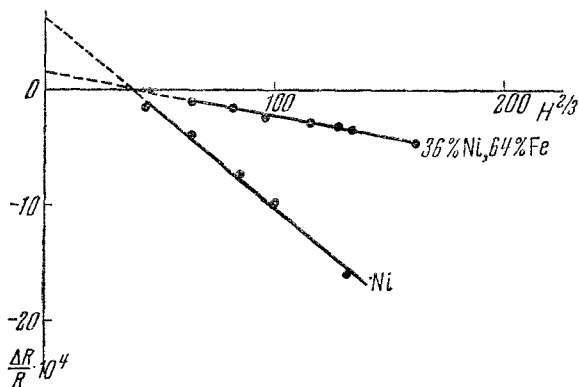


Рис. 110. Зависимость гальваномагнитного эффекта в области Кюри от  $H^{\frac{2}{3}}$  для никеля и для сплава 36% Ni, 64% Fe.

Тот факт, что прямые на рис. 110 не проходят через начало координат, повидимому, свидетельствует о том, что, кроме парапроцесса, в области Кюри имеют место также процессы смещения и вращения, которые и дают некоторые конечные значения гальваномагнитного эффекта положительного знака. Их можно определить, экстраполируя прямые 1 и 2 на ось ординат.

На рис. 111 приведены кривые  $\frac{\Delta R}{R}$  в функции  $H$ , полученные из рис. 109, а для температур выше точки Кюри. Здесь зависимость  $\frac{\Delta R}{R}$  от  $H$  носит примерно квадратичный характер, что находится в качественном соответствии с (97).

Итак, из приведенных результатов измерений следует, что в области парапроцесса (в полях выше технического насыщения и вблизи точки Кюри) гальваномагнитный эффект имеет такие

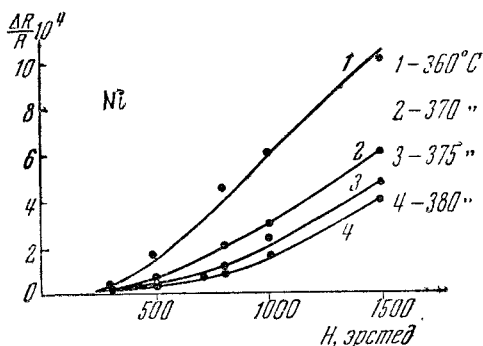


Рис. 111. Зависимость гальваномагнитного эффекта никеля от магнитного поля при температурах выше точки Кюри.

же качественные зависимости от намагниченности и магнитного поля, как и магнитострикция (см. гл. II, § 6). Это находится в соответствии с общими положениями теории четных эффектов.

### § 5. Нечетные гальвано-термомагнитные эффекты в ферромагнитных металлах

Весьма своеобразный характер в ферромагнитных металлах носят нечетные гальвано- и термомагнитные явления; они, как мы видели в § 1, возникают в том случае, если магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости, в которой лежат вектор тока  $i$  (или вектор градиента температуры  $g$ ) и вектор направления измерения  $r$ . Из этого класса явлений наиболее подробно изучен эффект Холла. Сущность его состоит в следующем. Если пластинку металла, через которую проходит постоянный электрический ток, поместить в магнитное поле так, чтобы силовые линии его были перпендикулярны к плоскости пластинки, то поперек последней возникает разность

потенциалов  $E$ . Для неферромагнитных металлов  $E$  можно определить из векторного соотношения

$$E = Rb [Hj], \quad (98)$$

где  $j$  — плотность тока в пластинке,  $b$  — ширина пластинки и  $R$  — постоянная Холла. Постоянная Холла глубоко связана с электронной структурой вещества. Результаты измерения этой постоянной в различных веществах имеют большое значение для электронной теории проводимости, ибо они дают возможность судить об эффективном числе электронов проводимости в металле.

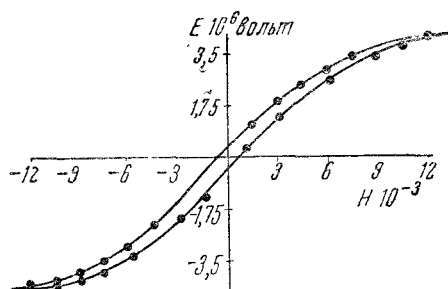


Рис. 112. Петля гистерезиса нечетного гальваномагнитного явления (эффекта Холла) для железа.

Исследования эффекта Холла в ферромагнитных металлах и сплавах представляют, прежде всего, интерес в том отношении, что они дают дополнительные сведения о механизме проводимости этих металлов, который у них весьма сложен и до конца до сих пор еще не выяснен. В большинстве ранних работ, в которых изучался эффект Холла в ферромагнетиках, отыскивалась [в соответствии с формулой (98)] зависимость этого эффекта от магнитного поля. Однако ясно, что он должен определяться не магнитным полем, а намагниченностью. Об этом говорит то, что в зависимости от поля измеряемая э. д. с. Холла обнаруживает явление насыщения. На рис. 112, по данным Генкина [22], приведена кривая эффекта Холла в функции поля для железа. На этой кривой обнаруживаются специфические для ферромагнетиков явления насыщения и гистерезиса; в соответствии с тем, что

эффект Холла является нечетным явлением, петля гистерезиса здесь получилась также «нечетной».

Итак, истинной характеристикой эффекта Холла является не магнитное поле, а намагниченность. Впервые на это четко указал Кикоин [21, 23]. Он установил, что для ферромагнетиков вместо соотношения (98) справедлива формула

$$E = Rb [Ij], \quad (99)$$

где  $I$  — намагниченность. Кроме того, он показал, что постоянная  $R$  для ферромагнетиков состоит из двух частей: «классической», не зависящей от намагниченности, и «ферромагнитной». Так как измерения эффекта Холла обычно производятся при пропускании значительного тока через пластинку, помещенную в магнитное поле, перпендикулярное к ее плоскости, то, подставляя в формулу (99)  $j = \frac{i}{db}$  (где  $d$  — толщина пластинки), получаем:

$$E = \frac{Ri}{d} I, \quad (100)$$

т. е.  $E$  должно линейно зависеть от  $I$ . Последнее, действительно, всегда имеет место на опыте для ферромагнетиков (рис. 113). Пользуясь этой формулой и экспериментальными кривыми  $E(I)$ ,

можно легко определить постоянную Холла ферромагнетиков.

В теоретическом отношении особенно важным является установить связь постоянной Холла с самопроизвольной намагниченностью  $I_s$ . Комар и Волькенштейн [24] впервые показали, что эта постоянная квадратично зависит от  $I_s$ , т. е. явление Холла подчиняется общим закономерностям, существующим в ферромагнетизме для зависимости физических констант металла от самопроизвольной намагниченности. Указанный вывод они сделали из измерений эффекта Холла упорядочивающегося сплава никель — марганец вблизи состава  $Ni_3Mn$ . В этом сплаве путем отжига от температур  $600-250^\circ C$  и последую

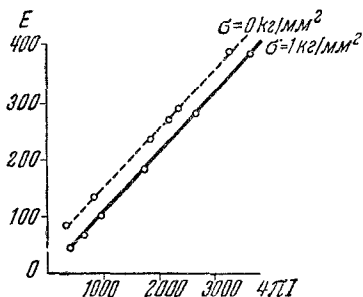


Рис. 113. Зависимость э. д. с. Холла от намагниченности и упругих растяжений в пермаллое.

шей закалки можно зафиксировать различную степень упорядочения, а следовательно, различную величину самопроизвольной намагниченности. Для каждой степени упорядочения определялась постоянная Холла, из которой выделялась ее «ферромагнитная часть»,  $\Delta R$ . На рис. 114 приведена зависимость  $\Delta R$ , отнесенная к  $b$  —

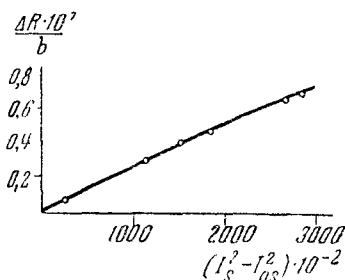


Рис. 114. Зависимость «ферромагнитной» части постоянной Холла сплава  $Ni_3Mn$  от самопроизвольной намагниченности.

величине расстояния между точками образца, где измерялись э. д. с. Холла в функции  $I_s^2 - I_{0s}^2$ .

Здесь  $I_{0s}$  — намагниченность почти неупорядоченного сплава; эта величина очень мала, поскольку сплав почти неферромагнитен. Таким образом, в соответствии со сказанным выше имеет место линейная зависимость  $\Delta R$  от квадрата самопроизвольной намагниченности.

В последнее время были произведены исследования эффекта Холла в пермаллоидных сплавах в функции намагниченности и упругих напряжений [22] (см. рис. 113). Следует, однако, отметить, что как в экспериментальном, так и теоретическом отношении эффект Холла в ферромагнетиках еще мало изучен. В еще меньшей степени исследованы другие нечетные явления, аналогичные эффекту Холла. Наиболее известным из них является нечетный термомагнитный эффект (называемый также явлением Нернста), который состоит в том, что при протекании теплового потока по пластинке, помещенной в магнитное поле, перпендикулярное к ее плоскости, на краях пластинки возникает электродвижущая сила  $E$ ; последняя, так же как в случае эффекта Холла, определяется для ферромагнетиков намагниченностью  $I$ :

$$E = Qb \frac{T_1 - T_2}{l} I.$$

Здесь  $b$  — ширина пластинки,  $\frac{T_1 - T_2}{l}$  — градиент температуры, создаваемый тепловым током, и  $Q$  — постоянная Нернста, являющаяся материальной константой вещества. Следует,



однако, указать, что этот эффект в экспериментальном отношении изучен в еще меньшей степени, чем эффект Холла.

Акулов [3] разработал теорию анизотропии нечетных эффектов; справедливость установленных им соотношений проверил Аннаев [25] при измерениях эффекта Нернста в ферромагнитных кристаллах и поликристаллах.

### § 6. Гальвано- и термоупругие эффекты в ферромагнитных металлах

Мы знаем, что изменение величины и ориентации  $I_s$  областей может быть вызвано не только магнитным полем, но также воздействием на ферромагнетик упругих напряжений. Возникающие при этом изменения электросопротивления и термоэлектродвижущей силы (если из них выделить часть эффекта, обусловленную изменением геометрических размеров тела) имеют чисто ферромагнитную природу и носят название гальвано- и термоупругих эффектов.

Части гальваноупругого и термоупругого эффектов, обусловленных изменением абсолютной величины  $I_s$  под действием упругих напряжений (т. е. механопарапроцессом), весьма малы по величине, и они до сих пор экспериментально не обнаружены. Поэтому в ферромагнитных металлах гальваноупругий и термоупругий эффекты в основном определяются процессами ориентации  $I_s$  областей.

На рис. 115, по данным измерений Волкова [14], приведена кривая термоупругого эффекта никеля, вызванного растягивающими напряжениями. Здесь по оси ординат отложены величины изменения термоэлектродвижущей силы, отнесенные к  $1^\circ\text{C}$  разности температур образца, а по оси абсцисс — растяжение  $\sigma$  в динах. При слабых растяжениях термоупругий эффект линейно зависит от  $\sigma$ . При больших значениях  $\sigma$  наблюдается отступление от линейной зависимости, и величина

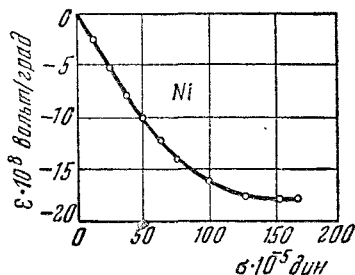


Рис. 115. Термоупругий эффект в никеле.

эффекта стремится к некоторому предельному значению — насыщению. Точно такой же ход кривой был отмечен Арцыбашевым и Ушаковым [26] при измерениях гальваноупругого эффекта. Наличие насыщения объясняется тем, что при сильных напряжениях направления  $I_s$  областей достигают предельных положений, и процесс их вращения прекращается.

Поскольку изменения электросопротивления и термоэлектродвижущей силы ферромагнетиков при действии на них

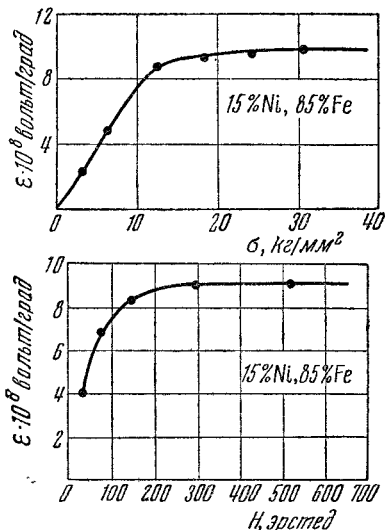


Рис. 116. Термоупругий и термомагнитный эффекты в сплаве 15% Ni, 85% Fe.

магнитного поля и упругих усилий обусловлены одной и той же причиной, а именно, переориентацией направлений  $I_s$  областей, то значения гальвано- и термоупругих эффектов при насыщении должны быть равны значениям гальвано- и термомагнитных эффектов при магнитном насыщении. Это справедливо для материалов, в которых при наложении поля и упругих деформаций направления  $I_s$  областей поворачиваются в одну и ту же сторону (положительная магнитострикция). Кроме того при этом должно быть соблюдено условие, что начальное (до наложения поля или упругой нагрузки) распределение  $I_s$  областей в ферромагнетике одно и то же. На рис. 116 приведены кривые изменений термоэлектродвижущей силы в сплаве 15% Ni, 85% Fe (имеющем положительную магнитострикцию) при действии растяжения и магнитного поля [16]. Из этих кривых можно видеть, что сделанный нами вывод о равенстве обоих эффектов полностью подтверждается, ибо здесь векторы  $I_s$  при растяжении и наложении поля поворачиваются в одном направлении. Это же обстоятельство имеет место при измерениях гальваноупругого и гальваномагнитного эффектов [27] в сплаве

62,3<sup>0</sup>/<sub>0</sub> Ni, 37,7<sup>0</sup>/<sub>0</sub> Fe (рис. 117), имеющем также положительную магнитострикцию.

Исходя из статистической функции распределения  $I_s$  областей в ферромагнитном кристалле, Акулову [3, 11] впервые теоретически удалось установить количественную связь между термо- и гальваноупругими явлениями для случая действия на ферромагнетик слабых полей и

упругих напряжений. Им было показано, что гальвано- и термоупругие эффекты  $\alpha_\sigma$  по величине пропорциональны первой степени деформирующего усилия  $\sigma$ :

$$\alpha_\sigma = c_\sigma \sigma, \quad (101)$$

где

$$c_\sigma = \frac{3}{5} \frac{\lambda_{[100]} \alpha_{[100]} \chi_0}{I_s^2}. \quad (102)$$

Здесь  $\lambda_{[100]}$  и  $\alpha_{[100]}$  — константы анизотропии соответственно магнитострикции и гальваномагнитного (или термомагнитного) эффекта, а  $\chi_0$  — начальная восприимчивость. Из кривых, приведенных на рис. 115 и 116, видно, что  $\alpha_\sigma$  при не слишком больших  $\sigma$  действительно линейно зависит от  $\sigma$ .

С другой стороны, на основе той же теории Акуловым было показано, что гальвано- и термомагнитный эффекты  $\alpha_I$  в слабых полях подчиняются соотношению

$$\alpha_I = C_I I^2, \quad (103)$$

где

$$C_I = \frac{3}{5} \frac{\alpha_{[100]}}{I_s^2}. \quad (104)$$

Деля (102) на (104), получим:

$$\frac{C_\sigma}{C_I} = \lambda_{[100]} \chi_0, \quad (105)$$

т. е. отношение коэффициентов гальвано-термоупругих и гальвано-термомагнитных эффектов есть величина постоянная, равная произведению начальной восприимчивости  $\chi_0$  на вели-

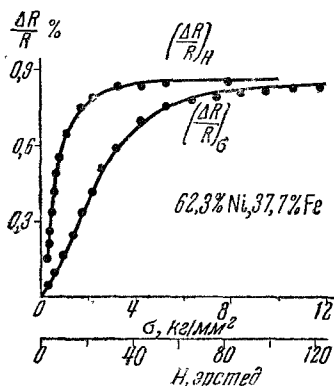


Рис. 117. Гальваноупругий и гальваномагнитный эффекты в сплаве 62,3<sup>0</sup>/<sub>0</sub> Ni, 37,7<sup>0</sup>/<sub>0</sub> Fe.

чину магнитострикционной константы  $\lambda_{[100]}$ . Соотношение (105) носит название первого правила четных эффектов Акулова. Оно устанавливает количественную связь между эффектами  $\alpha_\sigma$  и  $\alpha_I$ .

Исследования Волкова [14], Храмова и Львовой [28] для термоэлектродвижущей силы и Феденева [15] для электро-сопротивления установили, что для никеля и железа значения  $\frac{C_\sigma}{C_I}$  хорошо согласуются со значениями произведения  $\chi_0 \lambda_{[100]}$  для этих металлов. Ниже, в таблицах 4 и 5, приведены все величины, необходимые для проверки первого

Таблица 4

	$C_I$	$C_\sigma$	$\frac{C_\sigma}{C_I}$	$\chi_0$	$\lambda_{[100]}$	$\chi_0 \lambda_{[100]}$
Ni	$57,6 \cdot 10^{-14}$	$-2,05 \cdot 10^{-16}$	$-3,56 \cdot 10^{-4}$	12,53	$-28 \cdot 10^{-6}$	$-3,51 \cdot 10^{-4}$
Fe	$1,98 \cdot 10^{-14}$	$4,75 \cdot 10^{-17}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	159	$18 \cdot 10^{-6}$	$2,86 \cdot 10^{-3}$

Таблица 5

	$C_I$	$C_\sigma$	$\frac{C_\sigma}{C_I}$	$\chi_0$	$\lambda_{[100]}$	$\chi_0 \lambda_{[100]}$
Ni	$0,32 \cdot 10^{-7}$	$-1,08 \cdot 10^{-11}$	$-3,36 \cdot 10^{-4}$	12,53	$-27 \cdot 10^{-6}$	$-3,39 \cdot 10^{-4}$
Fe	$0,16 \cdot 10^{-9}$	$0,609 \cdot 10^{-12}$	$3,65 \cdot 10^{-3}$	159	$19 \cdot 10^{-6}$	$3,11 \cdot 10^{-3}$

правила четных эффектов, полученные из измерений эффектов изменения термоэлектродвижущей силы (табл. 4) и электро-сопротивления (табл. 5) в никеле и железе при слабых магнитных полях и упругих растягивающих нагрузках.

### § 7. Аномалии электрических свойств в ферромагнитных металлах

То обстоятельство, что ферромагнитные металлы обладают самопроизвольной намагниченностью, обуславливает возникновение в них аномалии физических свойств, в частности электро-

сопротивления и термоэлектродвижущей силы. Они легко обнаруживаются при повышении температуры, когда самопроизвольная намагниченность претерпевает резкие изменения, вызывая в свою очередь изменения указанных свойств металла.

На рис. 118 приведена по измерениям Поттера [29] кривая температурной зависимости относительного электросопротивления

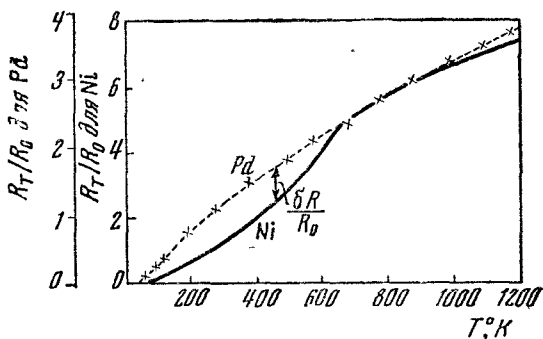


Рис. 118. Температурная зависимость электросопротивления никеля и палладия.

твления  $\frac{R_T}{R_0}$  (где  $R_0$  — сопротивление при комнатной температуре, а  $R_T$  — при любой другой температуре) для никеля.

Мы видим, что с температурой  $\frac{R_T}{R_0}$  растет и особенно сильно при приближении к точке Кюри ( $353^\circ\text{C}$ ). Выше точки Кюри кривая имеет нормальный ход, т. е. такой, какой имеет место для парамагнитных металлов, например платины или палладия.

На рис. 118 масштабы кривых для никеля и палладия подобраны так, что имеется возможность сравнить их ход при различных температурах. В самой точке Кюри для ферромагнетиков обычно наблюдается излом кривой, часто весьма резкий (см., например, рис. 119, где дана кривая для сплава хром-теллур ( $48,5\%$  атм Те,  $51,5\%$  атм Сг [30]). Аномалия электросопротивления ферромагнитных металлов особенно ярко выявляется на кривых температурного коэффициента сопротив-

ления  $\frac{1}{R_0} \frac{dR_T}{dT}$ . На рис. 120 показана кривая  $\frac{1}{R_0} \frac{dR_T}{dT}(T)$ , полученная дифференцированием кривой типа  $\frac{R_T}{R_0}(T)$ , приведенной на рис. 118; она обнаруживает весьма острый максимум, соответствующий аномалии температурного коэффициента электросопротивления в самой точке Кюри. Аналогичные аномалии были наблюдаемы и для термоэлектродвижущей силы.

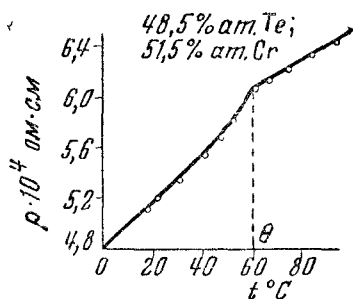


Рис. 119. Зависимость электросопротивления от температуры в сплаве хром-теллур (48,5% ат.м Те, 51,5% ат.м Сг).

в районе точки Кюри, необходимо также приписать влиянию ферромагнетизма.

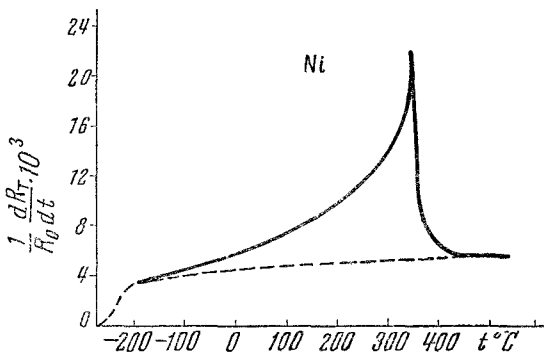


Рис. 120. Температурный коэффициент электросопротивления никеля в точке Кюри.

Разность между кривыми для никеля и для палладия на рис. 118 (т. е. величина аномалии электросопротивления

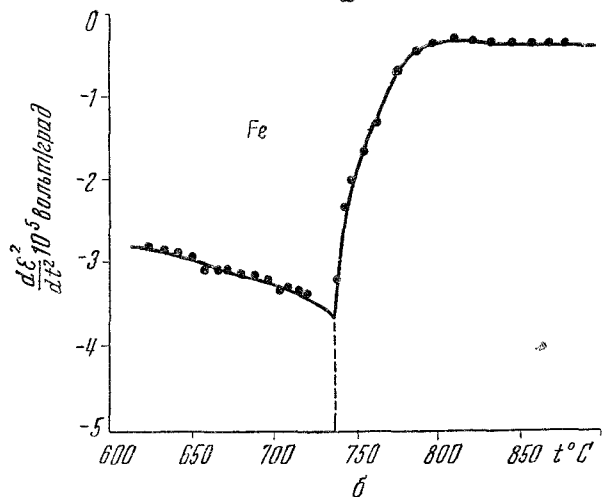
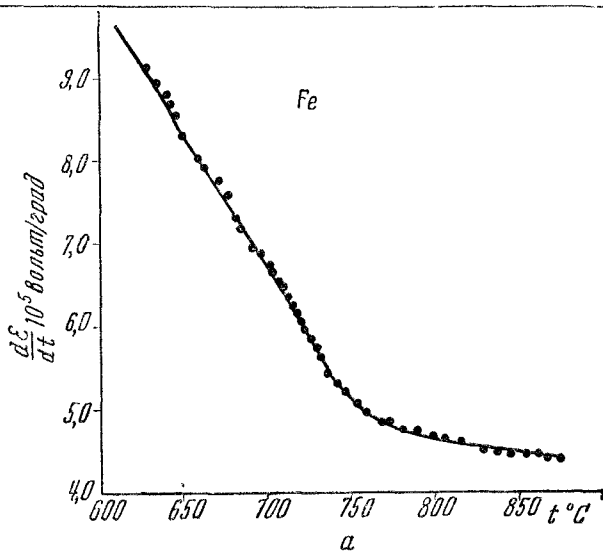


Рис. 121. а — термоэлектродвижущая сила  $\frac{dE}{dT}$  и б — температурный коэффициент термоэлектродвижущей силы  $\frac{d^2E}{dT^2}$  в точке Кюри для железа.

в никеле) пропорциональна квадрату самопроизвольной намагниченности [32]:

$$\frac{\delta R}{R_0} = aI_s^2, \quad (106)$$

где  $a$  — численная постоянная. Такая же связь имеет место и для аномалии термоэлектродвижущей силы в ферромагнетиках. Отметим, что природа аномалии электросопротивления и термоэлектродвижущей силы и природа гальвано- и термомагнитных эффектов в области парапроцесса (см. § 5) — одна и та же, поскольку обе группы этих явлений обусловлены одним и тем же, а именно, изменением величины самопроизвольной намагниченности.

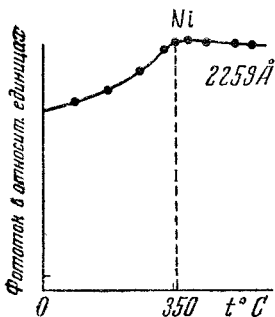


Рис. 122. Температурная зависимость фотоэлектрического эффекта в никеле.

По оси ординат отложена величина фототока в относительных единицах.

Согласно Вонсовскому обе группы указанных явлений обязаны своим существованием обменному взаимодействию  $s$ - и  $d$ -электронов в ферромагнетиках (см. § 1). Теоретические расчеты приводят к квадратичной зависимости электрических явлений от самопроизвольной намагниченности. Этот вывод справедлив не только для рассмотренных выше аномалий электропроводности и термоэлектродвижущей силы ферромагнитных металлов, но также и других явлений, обусловленных обменным взаимодействием  $s$ - и  $d$ -электронов. К ним, например, принадлежит недавно открытая аномалия в температурной зависимости фотоэлектрического эффекта у никеля. На рис. 122 приведена кривая фотоэлектрического эффекта никеля при температурах вблизи точки Кюри по данным Кардвелла [33]. Здесь, как и в случае электросопротивления, наблюдается излом кривой фототок — температура, обусловленный исчезновением самопроизвольной намагниченности. Вонсовский и Соколов [34] показали, что величина этой аномалии фототока также квадратично зависит от самопроизвольной намагниченности.



В заключение укажем, что температурная зависимость электрических явлений ферромагнетиков определяется не только изменениями энергии самопроизвольной намагниченности, но в общем случае может обуславливаться энергией магнитной естественной и упругой анизотропии, поскольку последние при нагревании ферромагнетика также изменяются. Однако влияние этих факторов весьма мало, и характер кривых электрическое свойство — температура ферромагнетиков в большинстве случаев почти полностью определяется изменением энергии самопроизвольной намагниченности.

### § 8. Использование измерений гальвано- и термомагнитных эффектов для изучения структурного состояния металлов и сплавов

В последнее время измерения гальвано- и термомагнитных эффектов все чаще и чаще привлекаются для получения сведений о структурном состоянии металлов и сплавов. Как показали исследования, в ряде случаев зависимость этого эффекта от структуры является более характерной, чем, например, электросопротивления и намагниченности, измерения которых обычно предпринимаются при всестороннем изучении строения сплавов. Поэтому гальваномагнитным эффектом часто пользуются как чувствительным индикатором к структурным преобразованиям, происходящим в металлах и сплавах. Приведем несколько примеров для иллюстрации сказанного.

На рис. 123, *а* даны по Грум-Гржимайло [35] кривые электросопротивления и гальваномагнитного эффекта сплавов Fe—Cr в функции концентрации хрома. В то время как на кривой электросопротивления точки изломов, отвечающие концентрациям хрома, при которых образуются сверхструктуры, не резки, на кривой гальваномагнитного эффекта они весьма четко выявляются. Подобную же картину имеем на рис. 123, *б*, где приведены кривые гальваномагнитного эффекта и намагниченности насыщения для сплавов Fe—Co. Для этих сплавов гальваномагнитный эффект также очень сильно реагирует на образование сверхструктурных соединений и фазовые превращения, тогда как на намагниченности насыщения это сказывается в меньшей степени. Измерения гальваномагнитного эффекта использовались в качестве чувствитель-

ного метода структурных изменений в ферромагнитных металлах (например, рекристаллизации) при термических обработках [36]. В ряде работ измерения гальваномагнитных [10] и термомагнитных [37] эффектов были также с успехом применены для исследования упорядочения в сплавах.

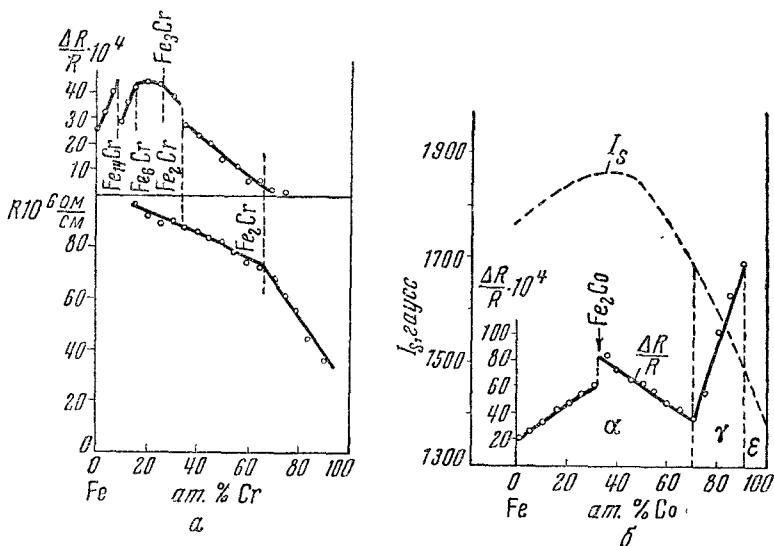


Рис. 123. *a* — гальваномагнитный эффект и электросопротивление в системе Fe—Cr, *б* — гальваномагнитный эффект и намагниченность насыщения в системе Fe—Co.

В последнее время Шур с сотрудниками [38] применили измерения гальваномагнитных эффектов для исследования магнитной структуры ферромагнитных сплавов. Специальной обработкой (например, отжигом в магнитном поле) создавалось различное распределение моментов областей самопроизвольной намагниченности (магнитная текстура) в указанных сплавах. Изучение этой текстуры с помощью гальваномагнитного эффекта, являющегося очень чувствительным индикатором к распределению  $I_s$  областей, позволило уяснить некоторые особенности технического намагничения в высококоэрцитивных сплавах типа викаллой и альнико. Было, напри-

мер, показано, что в последних существуют некие ферромагнитные образования — пластинки, изолированные неферромагнитными прослойками. В пределах одной прослойки помещается одна область самопроизвольной намагниченности; это приводит к тому, что процесс перемагничивания в таких материалах будет происходить только за счет вращения. Шур и Старцева [39] использовали измерения гальваномагнитного эффекта также для выяснения механизма влияния термомагнитной обработки на магнитные свойства сплавов типа пермаллой.

Рассмотрим еще один пример, показывающий возможности использования результатов измерения гальвано- и термомагнитных явлений для анализа внутренних упругих напряжений в металле, которые создаются при холодной обработке. На рис. 124 приведены кривые гальваномагнитного эффекта (в относительных единицах) и намагниченности никелевой проволоки [40], которая путем растяжения подвергалась пластической деформации. Мы видим, что пластическая деформация, вызванная этим растяжением, гораздо сильнее сказывается на кривых гальваномагнитного эффекта, чем на кривых намагниченности. Уменьшение максимальной величины (при насыщении) гальваномагнитного эффекта здесь следует отнести за счет перераспределения  $I_s$  областей, вызванного действием внутренних остаточных напряжений. При холодном деформировании никеля растяжением можно ожидать, что наряду с диффузными внутренними напряжениями в достаточно малых объемах металла возникают упорядоченные напряжения, обуславливающие внутри последнего появление чередующихся зон растяжения и сжатия. Если  $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_p$  и  $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_c$  — значения гальваномагнитных эффектов, даваемые соответственно зоной растяжения и сжатия, а  $n_p$  и  $n_c$  — статистические веса этих зон, то гальваномагнитный эффект в таком материале будет равен

$$\frac{\Delta R}{R} = n_p \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_p + n_c \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_c. \quad (107)$$

Полагая, что число зон сжатия и растяжения в металле одинаково, т. е.  $n_c = n_p = \frac{1}{2}$ , и что в зонах сжатия векторы  $I_s$

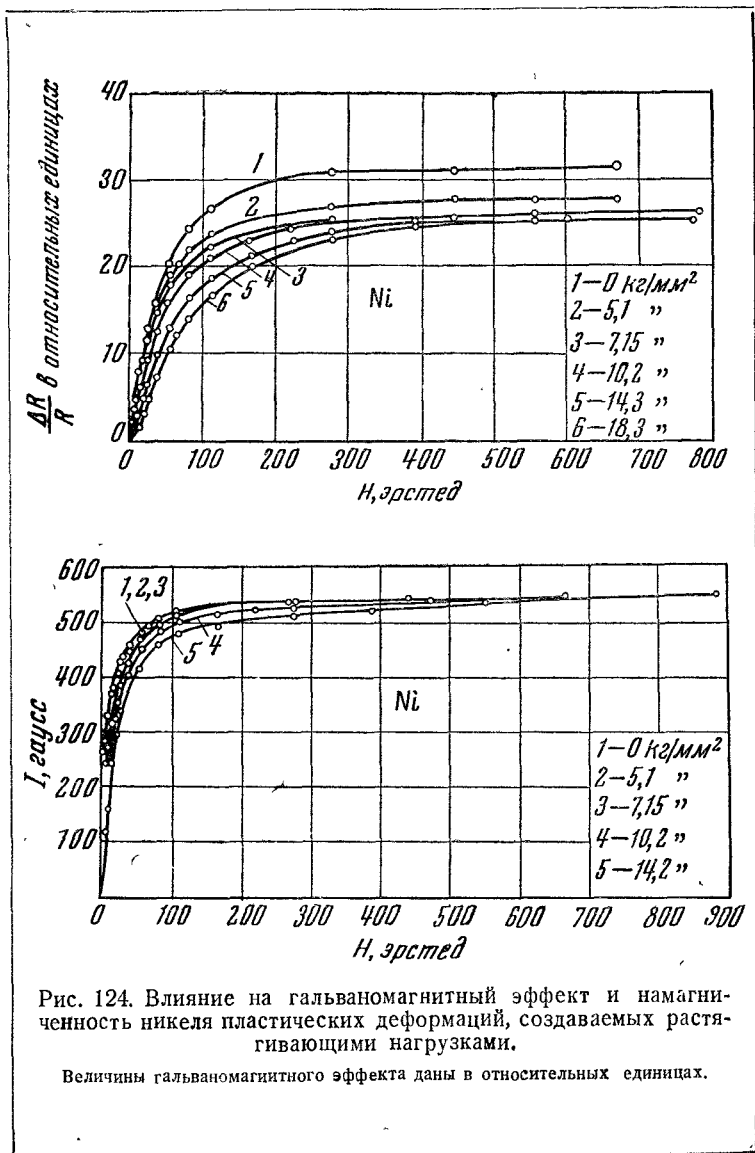


Рис. 124. Влияние на гальваномагнитный эффект и намагниченность никеля пластических деформаций, создаваемых растягивающими нагрузками.

Величины гальваномагнитного эффекта даны в относительных единицах.

в никеле располагаются по направлению сжимающего усилия, вследствие чего  $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_c \rightarrow 0$ , получаем из (107):

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_p. \quad (108)$$

Опыт указывает, что при сильном упругом растяжении никеля гальваномагнитный эффект возрастает, достигая значения  $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_p = \frac{3}{2} \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s$ , где  $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s$  — максимальная величина

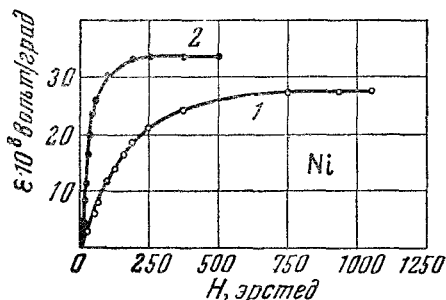


Рис. 125. Влияние пластических деформаций на термомагнитный эффект в никеле.

1—образец перед измерением подвергнут сильному пластическому растяжению; 2—образец отожжен.

гальваномагнитного эффекта никеля при отсутствии напряжений. Таким образом из (107) имеем:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{3}{4} \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s, \quad (109)$$

т. е. величина гальваномагнитного эффекта в пластически деформированной сильным растяжением никелевой проволоке должна быть на 25% меньше, чем в хорошо отожженной проволоке никеля. Как видно из рис. 124, значение гальваномагнитного эффекта по мере увеличения степени пластического растяжения действительно уменьшается; для случая предварительного растяжения загрузкой 18 кг/мм<sup>2</sup> имеем:

$$\frac{\Delta R}{R} = 0,8 \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s.$$

Некоторое расхождение последнего результата с соотношением (109), повидимому, следует отнести за счет неполной пластической деформации образца, при которой не весь объем ферромагнетика заполняется зонами растяжения и сжатия. Соотношение (109) подтверждается также результатами измерений термомагнитного эффекта никеля [41] при его холодной обработке растяжением (рис. 125).

Таким образом, гальвано- и термомагнитные эффекты являются весьма чувствительными индикаторами к распределению внутренних остаточных напряжений в металлах. Это открывает возможность использования измерений этих эффектов для анализа внутренних напряжений в технических материалах.

## § 9. Методы экспериментального исследования

Изменения электросопротивления и термоэлектродвижущей силы, возникающие при изменении магнитного состояния ферромагнитного образца, в большинстве случаев малы по величине, поэтому требуют применения чувствительных методов измерений.

В настоящее время не представляет трудности измерить электросопротивление металла с точностью до  $10^{-6}$  всей величины. Относительное же изменение сопротивления ферромагнетиков, например в магнитном поле, имеет порядок  $10^{-4}$ . Таким образом, данный эффект можно достаточно удовлетворительно измерить с точностью до нескольких процентов.

При исследовании гальваномагнитного и гальванопругого эффектов, а также ферромагнитных аномалий электросопротивления вблизи точки Кюри в образцах в виде проводочек удобно использовать потенциметрический метод измерения малых сопротивлений. На рис. 126 показано схематическое устройство такой установки для исследования гальваномагнитного эффекта. Ферромагнитный образец  $I, I', I''$  помещается внутри намагничивающего соленоида  $2$  в пространство с однородным магнитным полем. Через образец пропускается постоянный ток от аккумулятора  $3$ . С помощью потенциметра  $4$  измеряется изменение электрического напряжения на концах  $I'$  и  $I''$  образца, которое возникает при

включении магнитного поля. Зная ток, протекающий по образцу, легко определить величину относительного изменения сопротивления ( $\frac{\Delta R}{R}$ ). Исследуемый образец рекомендуется изгибать в форме буквы U (см. рис. 126); в этом случае в процессе опыта значительно уменьшается влияние паразитных термоэлектродвижущих сил на результаты измерений  $\frac{\Delta R}{R}$ . Если исследуются очень короткие образцы, напри-

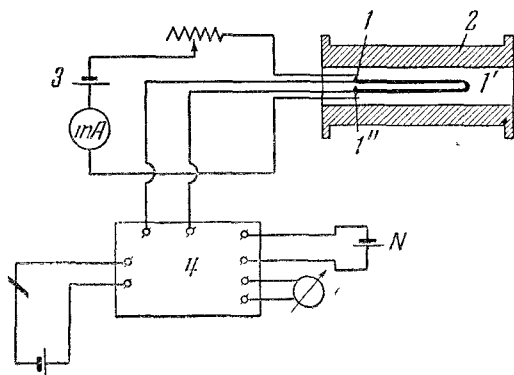


Рис. 126. Схематическое устройство установки для измерения гальваномагнитного эффекта.

1, 1', 1'' — образец, 2 — намагничивающий соленоид, 3 — аккумулятор, 4 — потенциометр.

мер монокристаллы, где величины  $\Delta R$  весьма малы, то в цепь потенциометра включается гальванометр высокой чувствительности к напряжению. В этом случае вместо потенциометров часто используются высокочувствительные схемы типа двойного моста Томсона. Для измерения температурной зависимости  $\frac{\Delta R}{R}$  образец помещается в бифилярно намотанную электропечь. Температура отмечается терморпарой, спай которой прижимается к поверхности образца.

На рис. 127 показано схематическое устройство установки для измерения влияния растяжения на гальваномагнитный эффект, а также гальваноупругого эффекта. Испытуемый

образец  $1, 1'$  в виде проволочки одним концом закрепляется на дне трубки  $2$ , а другим — через стержень  $3$  прикрепляется к рычажному устройству  $4$ , позволяющему плавно растягивать образец. Натяжение измеряется с помощью динамометра  $5$ . Трубка  $2$  с образцом может помещаться в дюяр  $6$  (или в печь) и в намагничивающий соленоид  $7$ . Таким образом,

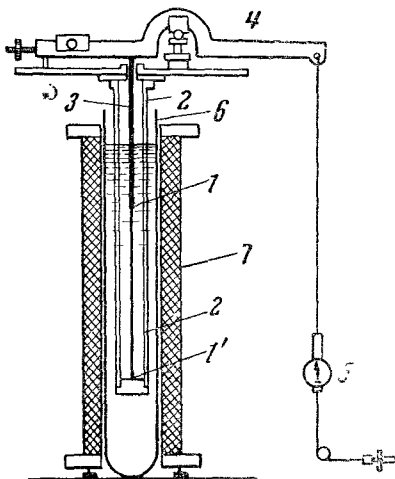


Рис. 127. Установка для изучения влияния растяжения на гальваномагнитный эффект (а также измерения гальваноупругого эффекта).

$1, 1'$  — образец,  $2$  — трубка,  $3$  — стержень,  $4$  — рычажное устройство,  $5$  — динамометр,  $6$  — дюяр,  $7$  — намагничивающий соленоид.

образцы представляют собой тонкие (сравнительно с длиной) проволочки или полоски. При поперечном намагничивании тонких образцов вследствие размагничивающего фактора измеряемый эффект будет весьма мал, тогда как продольная составляющая гальваномагнитного эффекта будет велика.

Источником ошибок может являться также нагревание джоулевым теплом токов, проходящих как через образец, так и через намагничивающую катушку, а также нагревание от магнетокалорического эффекта, возникающего при включении поля,

здесь имеется возможность измерять гальваномагнитный и гальваноупругий эффекты в функции температуры, намагничивающего поля и растяжения.

Весьма существенно, чтобы при измерениях образец был установлен строго параллельно направлению силовых линий магнитного поля, в противном случае к образцу будет приложена перпендикулярная составляющая поля  $H$ , которая оказывает на омическое сопротивление иное действие и может совершенно исказить результат. Это особенно важно иметь в виду при измерениях поперечного гальваномагнитного эффекта в слабых полях. Дело в том, что обычно исследуемые



Особенно тщательные предосторожности необходимо соблюдать при измерениях нечетного гальваномагнитного эффекта в ферромагнетике, так как здесь приходится иметь дело с очень малыми величинами изменений э. д. с. при включении поля (эффект Холла). Схема измерений этого явления состоит в следующем. Пластинка из испытуемого материала помещается между полюсами электромагнита в однородное магнитное поле. К пластинке подводится электрический ток  $i$  (электроды 3 и 4) и два вторичных электрода 1 и 2, которые снимают разность потенциалов в направлении, перпендикулярном к направлению тока  $i$  (рис. 128). Положение электродов должно быть таким, чтобы до включения магнитного поля они находились на эквипотенциальной линии, т. е. чтобы разность потенциалов равнялась нулю. Ес-

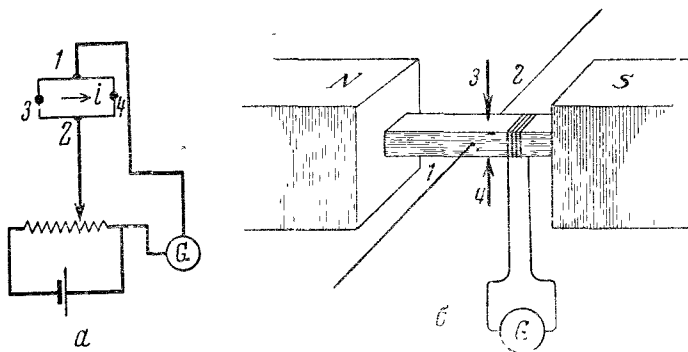


Рис. 128. Схема исследования эффекта Холла.

ли не удастся устранить эту разность потенциалов, то перед началом опытов ее компенсируют посторонней э. д. с. (см. рис. 128, *a*). При включении магнитного поля вследствие возникновения э. д. с. Холла эта компенсация нарушается, что отмечается зеркальным гальванометром. По показаниям последнего вычисляется э. д. с. Холла. В ферромагнитных металлах эффект Холла, как мы видели в § 7, должен изучаться в функции намагниченности образца. Для этого при измерениях в целях уменьшения влияния размагничивающего фактора испытуемый образец плотно прижимается к полюсам электромагнита (замкнутая магнитная цепь). Вторичные элек-

троды 1 и 2 и электроды 3 и 4, подводящие ток, располагаются в данном случае так, как показано на рис. 128, б. Намагниченность измеряется с помощью катушечки, надетой на образец и подключенной к баллистическому гальванометру. При измерениях эффекта Холла необходимо учитывать характер распределения плотности тока в исследуемом образце.

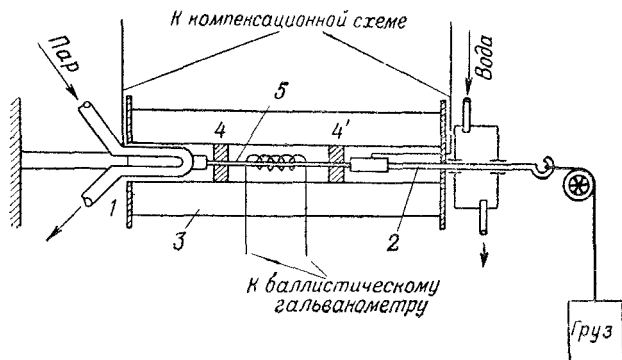


Рис. 129. Устройство для измерения продольного гальваномагнитного эффекта.

1—медная U-образная трубка, 2—медный стержень, 3—намагничивающий соленоид, 4, 4'—направляющие муфты, 5—образец.

Кроме того, необходимо принять меры по устранению паразитных термоэлектродвижущих сил, возникающих от нагревания образца.

Для измерения термомагнитного эффекта применяется следующее устройство. Ферромагнитный образец в виде проволоки одним концом припаявается к медной U-образной трубке 1 (рис. 129), по которой проходят пары воды. Эта трубка является нагревателем и одновременно горячим спаем термопары. Другой конец образца припаявается к медному стержню 2, охлаждаемому проточной водой. Все устройство помещается в намагничивающем соленоиде 3 и тепло изолируется от внутренних стенок его асбестом или ватой. Возникающая начальная термоэлектродвижущая сила компенсируется с помощью э. д. с. от аккумулятора. При включении поля измеряются показания зеркального гальванометра в компенсирующей цепи и по ним вычисляется термомагнитный эффект. Как видно из рис. 129, это устройство позволяет измерить продольный термомагнит-

ный эффект при одновременном действии упругих растяжений, а также термоупругий эффект.

При измерениях термомагнитного эффекта на образцах малых размеров (например, монокристаллах) применяется следующая методика (рис. 130). Ферромагнитный образец 1 в виде диска или шарика припаивается своими краями к медным

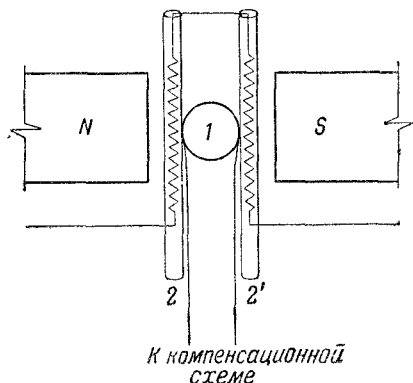


Рис. 130. Схематическое устройство установки для измерения термомагнитного эффекта в монокристаллах.

1—образец, 2, 2'—медные трубки с нагревательными спиралями.

трубкам 2 и 2', внутри которых помещаются маленькие бифилярно намотанные нагревательные нихромовые спирали, изолированные от стенок указанных трубок слюдой. Все устройство помещается между полюсами электромагнита. Спирали создают на концах образца градиент температуры. Таким образом, исследуемый образец вместе с трубками образует дифференциальную термопару: медь—образец—медь. Возникающая в этом термоэлементе начальная термоэлектродвижущая сила компенсируется с помощью аккумулятора и потенциометра. В остальном ход проведения опытов такой же, как и в устройстве рис. 129. Установка, показанная на рис. 130, позволяет проводить измерения как четных, так и нечетных термомагнитных явлений при любых взаимных ориентациях градиента температуры, магнитного поля и направления измерений термомагнитной э. д. с.

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ V

1. Д. А. Гольдгаммер, Ученые записки Московского университета, вып. 8 (1888—1889).
2. П. И. Бахметьев, *Wied. Ann.* **43**, 723 (1891).
3. Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, ОНТИ, 1939.
4. С. В. Вонсовский, Изв. АН СССР (сер. физ.) **11**, № 5 (1947).
5. Ф. Блох, Молекулярная теория магнетизма, ОНТИ, 1936.
6. С. В. Вонсовский и К. П. Родионов, ДАН СССР **75**, 643 (1950).
7. W. Webster, *Proc. Roy. Soc.* **109**, 250 (1925); S. Kaуa, *Sci. Rep. Toh. Univ.* **17**, 1027 (1928).
8. Н. С. Акулов и Р. Г. Аннаев, ЖЭТФ **8**, 334 (1938); Р. Г. Аннаев, ЖЭТФ **15**, 629 (1945).
9. В. И. Дрожжина и Я. С. Шур, ЖТФ **18**, 147 (1948).
10. А. П. Комар и Н. И. Портнягин, ДАН СССР **60**, 569 (1948); Р. Г. Аннаев, ЖТФ **20**, 1360 (1950).
11. Н. С. Акулов, *Zs. Phys.* **87**, 768 (1934).
12. Д. Л. Симоненко, ЖЭТФ **7**, 170 (1937).
13. С. В. Вонсовский, ЖТФ **18**, 143 (1948).
14. Д. И. Волков, ЖЭТФ **9**, 446, 798 (1939).
15. Д. Р. Феденев, ЖЭТФ **5**, 386 (1935); Д. Р. Феденев и Ц. Н. Вампилов, ЖЭТФ **9**, 994 (1939).
16. К. П. Белов, ЖЭТФ **9**, 685, 695 (1939).
17. Д. Д. Штейнберг и Ф. Д. Мирошниченко, *Sow. Phys.* **5**, 241 (1934).
18. В. И. Зайцев, ЖЭТФ **19**, **10**; 95 (1949).
19. W. Gerlach, *Ann. d. Phys.* **8**, 649 (1931); H. Potter, *Phil. Mag.* **13**, 233 (1932); *Proc. Phys. Soc.* **53**, 695 (1941).
20. К. П. Белов и И. К. Панина, ЖЭТФ **21**, вып. 7 (1951).
21. Я. Г. Дорфман и И. К. Кикоин, Физика металлов, ГТТИ, 1934.
22. Н. М. Генкин, ЖЭТФ **17**, 1090 (1947); **20**, 941 (1950); Г. П. Припорова, ЖЭТФ **18**, 1041 (1948).
23. И. К. Кикоин, *Sow. Phys.* **9**, 1 (1935); ЖЭТФ **10**, 1242 (1940); E. Pugh, *Phys. Rev.* **36**, 1503 (1930).
24. А. П. Комар и М. В. Волькенштейн, ДАН СССР **60**; 785 (1948).
25. Р. Г. Аннаев, ЖЭТФ **15**, 629 (1945).
26. С. Арцыбашев и В. Ушаков, *Zs. Phys.* **64**, 405 (1930); **86**, 521 (1933).
27. N. Jатапака, *Sci. Rep. Toh. Univ.* **29**, 36 (1940).
28. П. П. Храмов и Л. М. Львова, *Zs. Phys.* **89**, 443 (1934).
29. H. Potter, *Proc. Roy. Soc.* **49**, 671 (1937); W. Gerlach, H. Bittel, S. Velayos, *Acad. München*, № 1, 81 (1936).
30. И. Г. Факидов, Н. П. Гражданкина и А. К. Кикоин, ДАН СССР **68**, 491 (1949).
31. Я. Г. Дорфман, И. К. Кикоин и Р. И. Янус, *Zs. Phys.* **54**, 227, 289 (1928); Я. Г. Дорфман, Р. И. Янус, К. В. Григоров и М. Г. Черниковский, ЖЭТФ **1**, 155 (1931).

32. W. Gerlach, Ann. d. Phys. **8**, 649 (1931).
  33. A. Cardwell, Phys. Rev. **76**, 125 (1949).
  34. С. В. Вонсовский и А. В. Соколов, ДАН СССР **76**, 197 (1951).
  35. Н. В. Грум-Гржимайло, Изв. сектора физ.-хим. анализа **19**, 531 (1949).
  36. H. Bittel, Ann. d. Phys. **32**, 608 (1938).
  37. Р. Г. Аннаев, Изв. Моск. ун-та № 6, 27 (1948).
  38. В. И. Дрожжина, М. Г. Лужинская и Я. С. Шур, ЖТФ **19**, 95 (1949); Д. А. Штуркин и Я. С. Шур, ЖТФ **19**, 235 (1949).
  39. Я. С. Шури и И. Е. Старцева, ДАН СССР **74**, 473 (1950).
  40. К. П. Белов и Д. И. Волков, ЖЭТФ **9**, 1529 (1939).
  41. Д. И. Волков, ЖЭТФ **9**, 798 (1939).
-

## ГЛАВА VI

### ТЕПЛОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

#### § 1. Причина тепловых эффектов в ферромагнетиках

При воздействии на ферромагнитное тело магнитного поля, температуры и упругих напряжений вследствие изменения его магнитного состояния и, следовательно, внутренней магнитной энергии выделяется или поглощается тепло. Если процессы изменения магнитного состояния происходят адиабатически, то возникающие тепловые эффекты могут быть наблюдаемы по повышению или понижению температуры тела.

В зависимости от того, какие процессы происходят при действии на ферромагнетик магнитного поля, температуры и упругих напряжений — переориентация направлений векторов  $I_s$  областей или изменение величины самопроизвольной намагниченности, тепловые эффекты носят различный характер. Так, исследования установили, что наблюдаемые изменения температуры, сопутствующие процессам изменения величины  $I_s$ , имеют полностью обратимый характер в термодинамическом смысле. Тепловые же явления, сопровождающие процессы смещения и вращения, при которых меняется ориентация  $I_s$ , имеют не только обратимую, но значительно большую по величине необратимую часть, обусловленную необратимыми процессами смещения и вращения (тепло гистерезиса).

В настоящее время сравнительно хорошо изучены тепловые эффекты, когда магнитное состояние ферромагнетика изменяется непосредственно под действием внешнего поля. На рис. 131, *a* представлена кривая изменений температуры в зависимости от магнитного поля, снятая при перемагничи-

вании мягкого железа [1]. Она имеет весьма сложный характер. Рядом на том же рисунке дана схематическая кривая магнитного гистерезиса. Соответствующие точки на обеих кривых отмечены одними и теми же буквами. При прохождении петли гистерезиса от  $A$  через  $B, C, D, E, C', B'$  к  $A'$  имеет место необратимое нагревание — тепло гистерезиса. Это тепло можно подсчитать, умножая изменение температуры между  $A$  и  $A'$  (рис. 131, *a*) на теплоемкость ферромагнитного металла. Согласно современным представлениям необратимые изменения

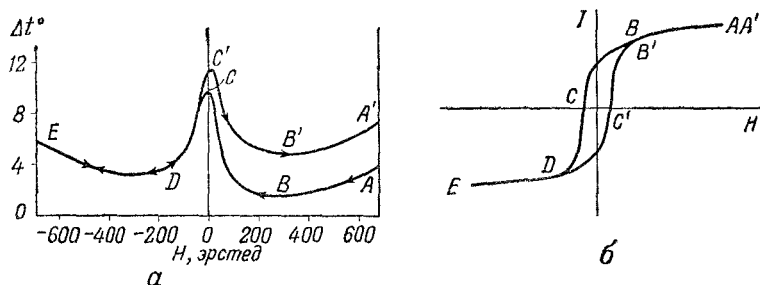


Рис. 131. Тепловые эффекты, сопутствующие перемагничиванию ферромагнитного металла.

температуры происходят в тех точках кривой намагниченности и петли гистерезиса, в которых имеют место необратимые процессы смещения и вращения, т. е. практически в полях, лежащих в области коэрцитивной силы [2].

Кроме этих необратимых изменений температуры, как видно из рис. 131, *a*, в ферромагнетике возникает обратимое повышение или понижение температуры в зависимости от того, какой участок кривой перемагничивания при этом проходит. Характер этих эффектов можно легко выявить, если результаты, приведенные на рис. 131, *a*, схематически представим в виде двух кривых. Они приведены на рис. 132, *a* и *б*. Первая из них соответствует тому случаю, когда в ферромагнетике нет обратимых тепловых эффектов, а имеют место только необратимые изменения температуры, возникающие в основном в полях коэрцитивной силы за счет тепла гистерезиса. Вторая кривая соответствует тому случаю, когда в ферро-

магнетике нет тепловых эффектов за счет гистерезиса и все изменения температуры обусловлены обратимыми тепловыми явлениями, сопровождающими перемагничивание. Из кривой на рис. 132, б видно, что в области полей  $H < H_s$ , т. е. там, где имеет место вращение (а также обратимое смещение), возникают обратимые изменения температуры отрицательного знака. Иными словами, при включении поля температура тела

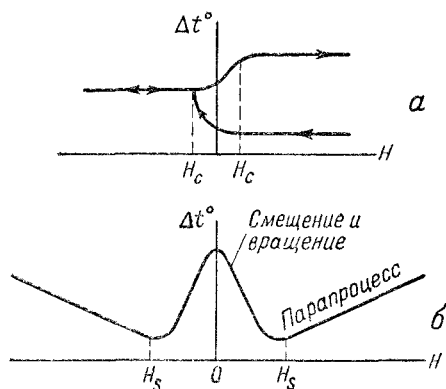


Рис. 132.

*a*—необратимые изменения температуры в ферромагнетике, *б*—обратимые изменения температуры в ферромагнетике.

здесь понижается. Наоборот, в полях  $H > H_s$  (парапроцесс) температурные изменения имеют положительный знак. В следующих параграфах обратимые тепловые эффекты будут разобраны более подробно.

## § 2. Обратимые тепловые эффекты в области вращения

В области вращения обратимые тепловые эффекты обусловлены изменением внутренней магнитной энергии ферромагнетика, которая, как выше отмечалось, определяется магнитной анизотропией кристалла и упругими напряжениями.

Пользуясь термодинамикой, можно рассчитать, какое обратимое изменение температуры получит тело, если в нем



результатирующая самопроизвольная намагниченность изменит свое направление. Ограничимся случаем, когда свободная энергия ферромагнитного кристалла  $F$  в основном определяется магнитной энергией кристаллографической анизотропии:

$$F = K_1 \sum_{i \neq j} s_i^2 s_j^2,$$

где  $K_1$  — константа анизотропии, а  $s_i$  и  $s_j$  — направляющие косинусы вектора  $I_s$  по отношению к кубическим осям кристалла. Соответствующую этой энергии энтропию можно определить, если продифференцировать  $F$  по  $T$  при  $H = \text{const.}$ , т. е.

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_H = -\left(\frac{\partial K_1}{\partial T}\right)_H \sum_{i \neq j} s_i^2 s_j^2.$$

С другой стороны, изменение энтропии определяется, как известно, равенством

$$\Delta S = C_{P, H} \frac{\Delta T}{T},$$

где  $C_{P, H}$  — теплоемкость.

Таким образом, из двух последних выражений получаем

$$\Delta T = -\frac{T}{C_{P, H}} \left(\frac{\partial K_1}{\partial T}\right)_H \Delta \sum_{i \neq j} s_i^2 s_j^2. \quad (110)$$

Это соотношение показывает, что если изменяются величины  $s_i$  и  $s_j$ , т. е., иными словами, меняется направление вектора  $I_s$  в кристалле, то в нем возникает обратимое повышение или понижение температуры  $\Delta T$ .

Из соотношения (110) следует, что величина  $\Delta T$  определяется тем, насколько быстро в данном ферромагнетике меняется  $K_1$ . Теоретические [3] и экспериментальные [4] исследования для железа и никеля показали, что  $K_1$  особенно резко изменяется при низких температурах. Поэтому наибольших значений  $\Delta T$  для указанных металлов следует ожидать при низких температурах.

Эффект  $\Delta T$  был впервые измерен Акуловым и Киренским [5]. Они установили, что при повороте в магнитном поле

образца в виде монокристаллического шарика никеля (помещенного в дьюар с жидким воздухом), т. е., другими словами, при изменении направления вектора  $I_s$  относительно кристаллических осей [в плоскости (110)] возникает обратимое изменение температуры, знак и величина которого зависят от угла поворота монокристаллического шарика. На рис. 133, по данным этих исследователей, представлена теоретическая

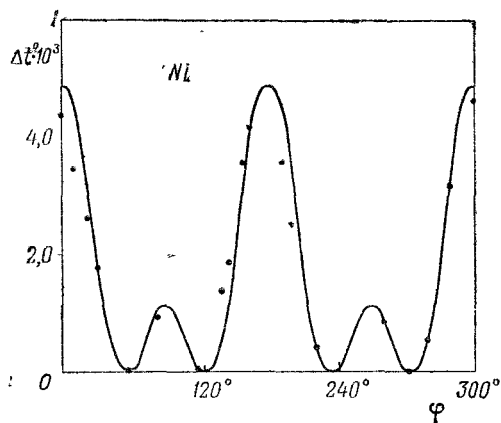


Рис. 133. Обратимые изменения температуры при адиабатическом вращении кристалла никеля в магнитном поле.

Магнитное поле лежит в плоскости (110).

кривая, вычисленная по формуле (110), а точками — измеренные значения изменений температуры при адиабатическом вращении образца в магнитном поле. Как видим, опыт находится в удовлетворительном согласии с теорией.

### § 3. Тепловые эффекты в области парапроцесса

Выделение или поглощение тепла, сопутствующее парапроцессу, было впервые обнаружено и подробно исследовано Вейссом и Форером [6]. Оно известно в литературе под названием магнетокалорического эффекта. Возникающие при этом эффекте обратимые изменения температуры могут быть

определены таким же способом, как и обратимые тепловые эффекты за счёт вращения (см. § 2), т. е. дифференцированием свободной магнитной энергии ферромагнетика и приравниванием получающегося результата выражению для энтропии. Изменение свободной магнитной энергии при парапроцессе равно

$$dF = H dI_s,$$

где  $dI_s$  — приращение величины самопроизвольной намагниченности. Дифференцируя по  $T$ , найдем энтропию, соответствующую этой энергии:

$$S = - \left( \frac{\partial F}{\partial T} \right)_H = - H \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_H.$$

Далее, так как

$$\Delta S = C_{PH} \frac{\Delta T}{T},$$

имеем:

$$\Delta T = - \frac{T}{C_{PH}} \left( \frac{\partial I_s}{\partial T} \right)_H \Delta H. \quad (111)$$

Это соотношение показывает, что при адиабатическом изменении магнитного состояния ферромагнитного тела, вызванного наложением поля  $H$ , температура его меняется.

Пользуясь термодинамикой, мы можем также получить соотношение (111) в форме

$$dT = \frac{T \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_{I_s}}{C_{VI_s}} dI_s. \quad (112)$$

Это выражение показывает, что  $dT$  непосредственно связано с изменением величины самопроизвольной намагниченности  $dI_s$ .

Из формулы (111) видно, что  $dT$  в области парапроцесса имеет всегда положительный знак, ибо для всех ферромагнетиков величина  $\frac{\partial I_s}{\partial T}$  отрицательная. При приближении

к точке Кюри, где  $\frac{\partial I_s}{\partial T}$  быстро растет, магнетокалорический эффект должен достигать особенно больших величин. На рис. 134 дана по измерениям Вейсса и Форера [6] температурная зависимость магнетокалорического эффекта никеля. Видно, что в точке Кюри эта величина эффекта достигает максимума, а при удалении от нее быстро уменьшается.

Найдем зависимость магнетокалорического эффекта от самопроизвольной намагниченности, для чего в (112) вы-

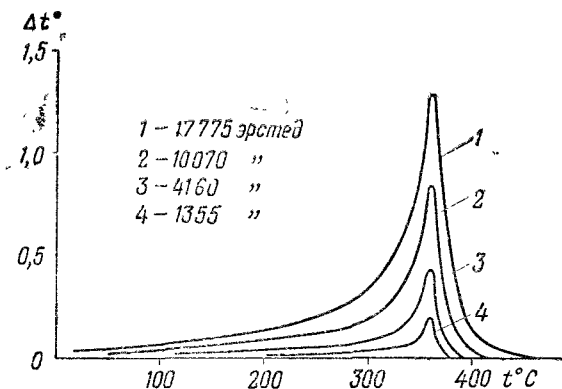


Рис. 134. Температурная зависимость магнетокалорического эффекта в никеле (обратимые изменения температуры при парапроцессе).

разим  $\frac{\partial H}{\partial T}$  через  $I_s$ . Воспользуемся уравнением магнитного состояния Вейсса (см. гл. I § 2):

$$\frac{I_s}{I_0} = L(NI_s + H) \frac{\mu}{kT}.$$

При одновременном изменении  $I_s$ ,  $H$  и  $T$  имеем:

$$\frac{dI_s}{I_0} = L' \left( \frac{\mu}{kT} dH - \frac{\mu(NI_s + H)}{kT^2} dT + \frac{\mu N}{kT} dI_s \right).$$

Отсюда при  $I_s = \text{const.}$  найдем:

$$T \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_{I_s} = H + NI_s. \quad (113)$$

Подставляя (113) в (112), получаем:

$$dT = \frac{1}{C_{VI_s}} (H + NI_s) dI_s,$$

где  $H \ll NI_s$ .

Интегрируя последнее выражение, мы окончательно найдем:

$$\Delta T = a I_s^2, \quad (114)$$

где  $a$  — числовой коэффициент, в который входит постоянная молекулярного поля  $N$  (или, что то же, величина обменного

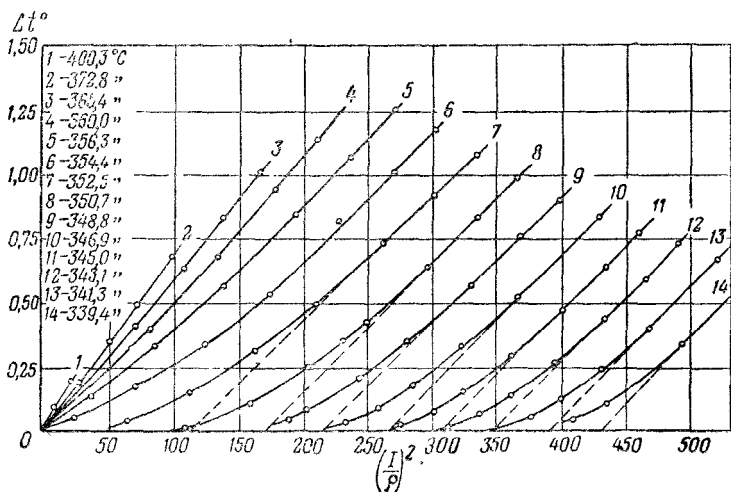


Рис. 135. Кривая магнетокалорического эффекта никеля в функции квадрата намагниченности.

интеграла). Таким образом, здесь, как и для других ферромагнитных явлений (магнитострикции, гальваномагнитного эффекта и пр.), в области парапроцесса должно быть справедливо правило пропорциональности величины эффекта квадрату самопроизвольной намагниченности. Это подтверждается результатами экспериментальных исследований. На рис. 135

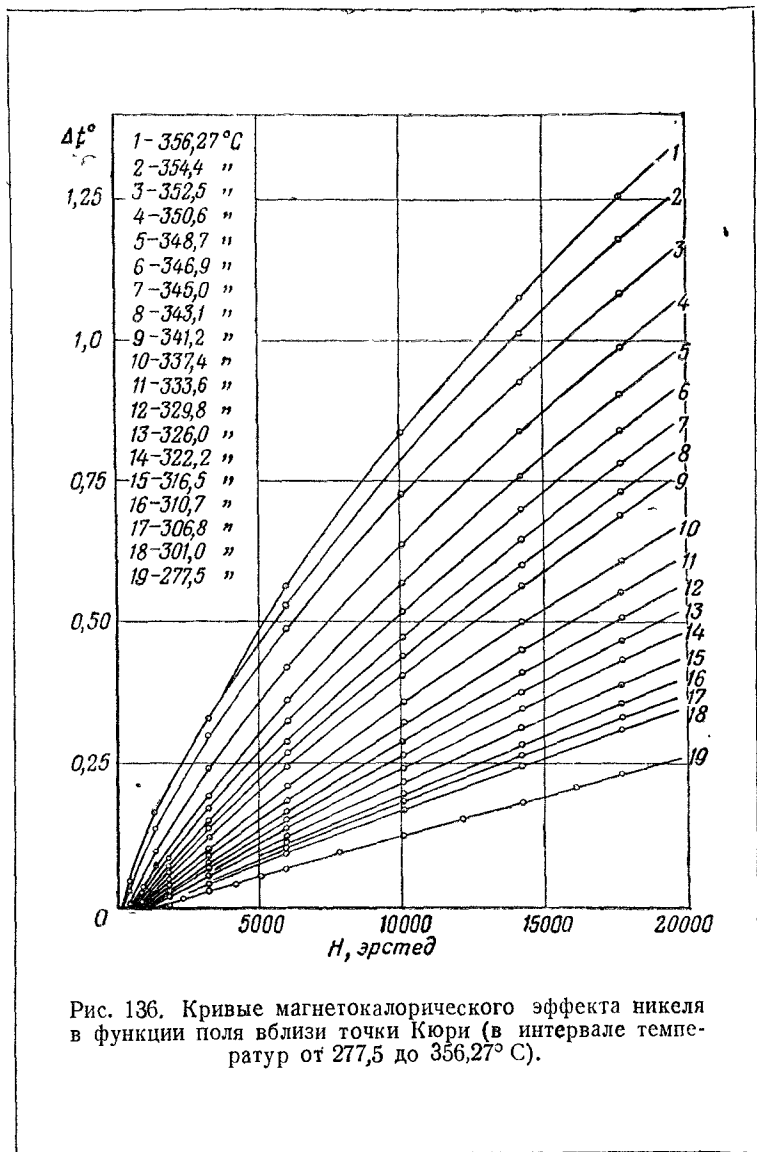


Рис. 136. Кривые магнетокалорического эффекта никеля в функции поля вблизи точки Кюри (в интервале температур от 277,5 до 356,27° С).

представлены кривые магнетокалорического эффекта в функции квадрата отношения намагниченности к плотности  $\left(\frac{I}{\rho}\right)^2$  для никеля при различных температурах (по Вейссу). В полях  $H > H_s$ , где имеет место парапроцесс,  $\Delta T$  действительно линейно зависит от  $I_s^2$ .

Соотношение (114) мы можем представить в следующем виде (см. гл. II § 6):

$$\Delta T = a' \chi_n I_s H, \quad (115)$$

где  $\chi_n$  — восприимчивость парапроцесса,  $a'$  — численная постоянная. При температурах, далеких от точки Кюри, где  $\chi_n$  и  $I_s$  слабо зависят от поля, из формулы (115) вытекает, что  $\Delta T$  должно зависеть от поля линейно. При приближении к

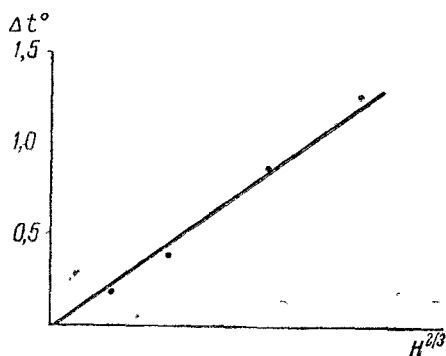


Рис. 137. Магнетокалорический эффект никеля в точке Кюри в функции  $H^{2/3}$ .

точке Кюри, когда  $\chi_n$  и  $I_s$  будут существенно зависеть от поля, линейная зависимость  $\Delta T$  от  $H$  должна нарушаться. Это подтверждается опытными кривыми  $\Delta T(H)$ , полученными Вейссом для никеля (рис. 136). Непосредственно в самой точке Кюри, где приближенно можно положить  $I_s \sim H^{1/3}$  (см. § 6 гл. II), имеем из (115):

$$\Delta T = a'' H^{1/3}, \quad (116)$$

где  $a''$  — численная постоянная. На рис. 137 дана кривая

зависимости  $\Delta T$  от  $H^{2/3}$ . Она построена из данных рис. 134, где положение точки Кюри легко выявляется по острым максимумам кривых. Видно, что в согласии с теоретическими заключениями величина  $\Delta T$  в точке Кюри линейно меняется с  $H^{2/3}$ .

#### § 4. Аномалии удельной теплоемкости в ферромагнитных металлах

Ферромагнитные металлы и сплавы обнаруживают весьма заметные аномалии удельной теплоемкости. Они связаны с тем,

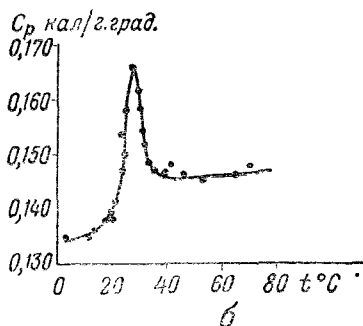
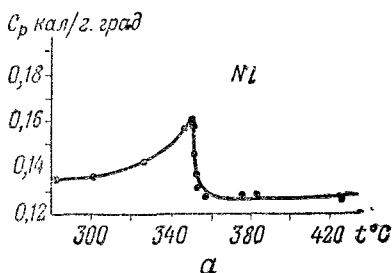


Рис. 138. Температурная зависимость теплоемкости ферромагнетиков вблизи точки Кюри.

$a$ —для никеля,  $b$ —для сульфида хрома.

что свободная энергия этих металлов, в противоположность большинству других металлов и сплавов, зависит от величины самопроизвольной намагниченности. Эта энергия обуславливает существование добавочной теплоемкости, которая и создает указанную аномалию.

Вблизи точки Кюри, где энергия самопроизвольной намагниченности претерпевает наиболее резкие изменения, наблюдаются особенно большие аномалии теплоемкости. На рис. 138 приведены кривые температурной зависимости удельной теплоемкости никеля [7] и ферромагнитного сульфида хрома [8]. Эти кривые в области точки Кюри имеют весьма резкий максимум. Выше точки Кюри кривая приобретает такой же ход, как и для большинства немагнитных металлов.

Выше точки Кюри кривая приобретает такой же ход, как и для большинства немагнитных металлов.



Ферромагнитная природа аномалий теплоемкости никеля доказывается тем, что она термодинамически может быть подсчитана из чисто магнитных величин, измеренных в области парапроцесса. Например, Вейсс, пользуясь соотношением (111) и данными измерений магнитокалорического эффекта, рассчитал температурную зависимость теплоемкости указанного металла, которая находится в удовлетворительном согласии

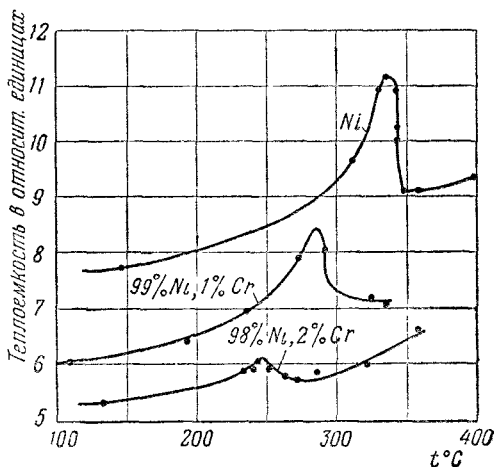


Рис. 139. Температурная зависимость теплоемкости никеля и сплава Ni — Cr (по Фостеру).

(Кривая для никеля поднята на 1 единицу масштаба.) По оси ординат отложена теплоемкость в относительных единицах.

с такой же зависимостью, полученной непосредственно из опыта.

Систематические опыты установили, что удельная теплоемкость ферромагнетиков при переходе через точку Кюри меняется не скачкообразно, а это изменение распространяется на некоторый интервал температур, обнаруживая только более или менее острый максимум. Последний факт находится в соответствии с современным теоретическим представлением, согласно которому самопроизвольная намагниченность в точке Кюри исчезает не внезапно, а постепенно, занимая некоторый

интервал температур. Следует указать, что в отношении величины указанного интервала температуры и резкости максимума кривой теплоемкости результаты опытов разных авторов расходятся. На рис. 139 приведены данные измерений теплоемкости никеля по Фостеру [9]. Видно, что вблизи точки Кюри в этом случае (в отличие от данных рис. 138) у никеля наблюдается довольно расплывчатый максимум. Для сплавов никеля с хромом, как видно из рис. 139, эти максимумы еще более расплывчаты. Аналогичная «размазанность» максимумов наблюдается и для других аномалий физических свойств (например, теплового расширения, электросопротивления и пр.). Результаты измерений ферромагнитных аномалий теплоемкости могут искажаться структурными превращениями, которые могут иметь место при нагревании металла, ибо они также сопровождаются тепловыми эффектами. Влияние последних особенно сильно может сказываться при исследовании железо-кобальтовых сплавов и углеродистых сталей [10], где магнитное и структурное превращения протекают при близких температурах. На кривые зависимости теплоемкости от температуры в ферромагнетиках будет также оказывать влияние (правда, в небольшой степени) энергия магнитной анизотропии, поскольку при нагревании она изменяет свою величину [11].

### § 5. Теплопроводность ферромагнитных металлов

Влияние самопроизвольной намагниченности весьма ощутительно сказывается также на теплопроводности металлов. На рис. 140 представлены, по данным Хонда и Симицу [12], кривые температурной зависимости теплосоппротивления  $\zeta = \frac{T}{\lambda}$  ( $\lambda$  — теплопроводность) для никеля. Как видим, в точке Кюри наблюдается характерный для ферромагнитных металлов излом кривой, обусловленный исчезновением самопроизвольной намагниченности. Вид этой кривой весьма близко напоминает кривые температурной зависимости электросопротивления, которые также обнаруживают излом в точке Кюри. Подробное изучение аномалий теплопроводности в ферромагнитных металлах наталкивается на весьма большие экспе-

риментальные трудности, связанные с измерением малых изменений величин теплопроводности.

Последнее обстоятельство является также причиной того, что до сих пор не удалось подробно исследовать влияние магнитного поля на теплопроводность ферромагнитных металлов.

В литературе описаны многочисленные попытки изучить этот эффект, однако благодаря несовершенству методов измерений теплопроводности (особенно в ранних работах) были получены весьма неоднозначные и противоречивые результаты (13). Наиболее достоверны данные, полученные в опытах Броуна [14], в которых точность измерений тепло-

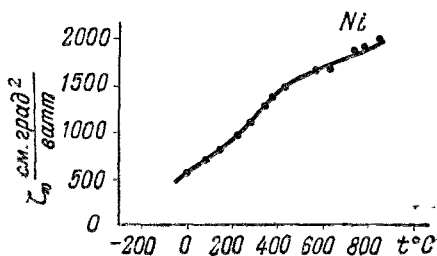


Рис. 140. Температурная зависимость теплопроводности  $\zeta = \frac{T}{\lambda}$  для никеля ( $\lambda$  — теплопроводность).

проводности была весьма высокой. Ему удалось показать, что в продольном магнитном поле теплопроводность железа уменьшается на несколько десятых процента, что по порядку величины совпадает с тем, что наблюдается для электропроводности.

Эффект изменения теплопроводности в магнитном поле должен иметь такие же зависимости от намагниченности, температуры и упругих напряжений, как и для других физических явлений в ферромагнетиках. Указанные зависимости вытекают из теории четных и нечетных эффектов Акулова [3]. Физическая причина возникновения этого явления, по Вон-

совскому, лежит в том, что на поведение  $s$ -электронов, определяющих электронную часть теплопроводности ферромагнетиков, влияют  $d$ -электроны (через магнитное и обменное взаимодействие).

### § 6. Методы экспериментального исследования обратимых тепловых эффектов, сопутствующих намагничению ферромагнетиков

Обратимые изменения температуры ферромагнитного тела, возникающие при адиабатическом изменении его магнитного состояния, крайне малы по величине. Для измерения их применяются весьма чувствительные термоэлементы, специальным образом закрепляемые на исследуемом образце. Для того чтобы успеть отметить повышение или понижение температуры, прежде чем оно выравняется с температурой окружающей среды, указанные термоэлементы подключаются к зеркальному гальванометру с возможно малым периодом колебаний.

Образец должен быть хорошо теплоизолирован от окружающей среды.

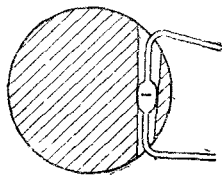


Рис. 141. Крепление термопары в образце при измерении магнетокалорического эффекта.

При исследованиях магнетокалорического эффекта в никеле, сопутствующего парапроцессу, Вейсс и Форер [6] применили следующий метод измерений. Образец в виде шарика с прикрепленной термопарой быстро удалялся из поля электромагнита и с помощью чувствительного короткопериодного (до 2 сек.) гальванометра замерялись отбросы рамки последнего, вызываемые повышением температуры. На рис. 141

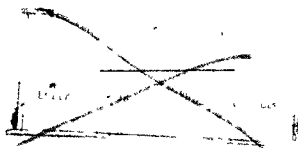
показано, каким образом обеспечивался контакт между спаем термоэлемента медь — константан и исследуемым образцом; для этого в коническое отверстие в образце пропускался слегка утолщенный спай термоэлемента, который прижимался к образцу и обеспечивал тепловой контакт. Для устранения индукционных э. д. с., которые наводились в петле, создаваемой концами термоэлемента, в цепь последнего вводилась маленькая катушечка. Эта катушечка выбрасывалась из поля вместе с образцом и давала индукционные

отбросы такой же величины, однако противоположного направления; они и компенсировали указанные выше индукционные э. д. с. При измерениях магнетокалорического эффекта вблизи точки Кюри образец закреплялся внутри небольшой электропечки и из магнитного поля удалялся вместе с нею.

Обратимые тепловые эффекты, сопровождающие процессы технического намагничения, дают гораздо меньшие изменения температуры, чем при магнетокалорическом эффекте в области парапроцесса. Поэтому они могут быть исследованы только при сравнительно низких температурах, где парапроцесс и сопутствующий ему магнетокалорический эффект малы. Для измерения указанных эффектов ряд исследователей [1] применил большое число термоэлементов, включенных последовательно, так, чтобы их термоэлектродвижущие силы складывались. При этом каждый спай находился в тепловом контакте с образцом, в то время как электрический контакт отсутствовал (во избежание закорачивания термоэлементов). Последнее достигалось тем, что образец покрывался специальным лаком. Благодаря использованию большого числа термоэлементов обеспечивалась высокая чувствительность к весьма малым изменениям температуры ферромагнитного образца, что позволило довольно подробно исследовать обратимые тепловые эффекты, сопровождающие процессы технического намагничения. Акулов и Киренский [5] для измерений обратимого теплового эффекта при вращении вектора самопроизвольной намагниченности в кристалле никеля применили термоэлемент медь — сплав 10% Sb, 90% Bi, обладающий необычайно высокой термоэлектрической чувствительностью. Образец с термоэлементами хорошо теплоизолируется для того, чтобы изменения температуры окружающей среды не влияли на результаты измерений. Для измерений тепловых эффектов в области вращения и смещения применялось следующее устройство [1]. Образец в виде стерженька с прикрепленными к нему термоэлементами помещается в специальном водяном термостате, находящемся внутри соленоида. Проточная вода между стенками этого термостата обеспечивает постоянство температуры вблизи образца. При включении поля измеряются показания гальванометра, к которому подключены (соединенные последовательно) термоэлементы.

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VI

1. E. Ellwood, *Nature* **123**, 797 (1927); A. Townsend, *Phys. Rev.* **47**, 306 (1935).
2. Е. И. Кондорский, *ЖЭТФ* **10**, 420 (1940).
3. Н. С. Акулов, *Ферромагнетизм, ОНТИ*, 1939.
4. Н. Л. Брюхатов и Л. В. Киренский, *ЖЭТФ* **8**, 198 (1938).
5. Н. С. Акулов и Л. В. Киренский, *Journ. of Phys.* **3**, 31 (1940).
6. P. Weiss, R. Forger, *Compt. rend.* **178**, 1347 (1924).
7. Я. Г. Дорфман и Р. И. Янус, *Zs. Phys.* **54**, 277 (1929).
8. И. Г. Факидов и Н. П. Гражданкина, *ДАН СССР* **75**, 19 (1950); А. К. Кикоин, *ДАН СССР* **68**, 481 (1949).
9. A. Foster, *Phil. Mag.* **18**, 470 (1934).
10. Я. А. Туровский и Г. М. Бартнев, *ЖТФ* **10**, 1986 (1940); Г. М. Бартнев, *ЖТФ* **10**, 1074 (1940).
11. С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, *Ферромагнетизм, ГТТИ*, 1948.
12. K. Honda, T. Simidu, *Sci. Rep. Toh. Univ.* **6**, 219 (1917).
13. О. Д. Хвольсон, *Курс физики*, т. 5, 1923; Я. Г. Дорфман и И. К. Кикоин, *Физика металлов, ГТТИ*, 1934.
14. H. Brown, *Phys. Rev.* **32**, 508 (1928).



ГЛАВПОЛИГРАФИЗДАТ  
при Совете Министров СССР  
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

(ГОСТЕХИЗДАТ)

Москва, Орликов пер., 3

ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ КНИГИ:

- Волосов Д. С.**, Методы расчета сложных фотографических систем. Стр. 396. Ц. 20 р. 50 к.
- Воиновский С. В. и Шур Я. С.**, Ферромагнетизм. Стр. 816. Ц. 36 р. 50 к.
- Гарднер М. Ф. и Бэрнс Дж. Л.**, Переходные процессы в линейных системах с сосредоточенными постоянными. Перевод с англ. под ред. Г. И. Атабекова и Я. З. Цыпкина. Издание второе, исправленное. Стр. 520. Ц. 25 р. 55 к.
- Гринберг А. П.**, Методы ускорения заряженных частиц. Стр. 384 + XVI вкл. (Современные проблемы физики.) Ц. 15 р.
- Морз Ф.**, Колебания и звук. Перевод со 2-го англ. издания под ред. проф. С. Н. Ржевкина. Стр. 496. Ц. 23 р. 25 к.
- Робертс Дж.**, Теплота и термодинамика. Перевод с англ. под ред. проф. М. П. Вукаловича. Стр. 592. Ц. 26 р. 50 к.
- Сена Л. А.**, Единицы измерения физических величин. Издание второе, переработанное. Стр. 186. Ц. 4 р. 50 к.
- Сена Л. А.**, Столкновение электронов и ионов с атомами газа. Стр. 216. (Современные проблемы физики.) Ц. 7 р. 50 к.

Книги продаются в книжных магазинах и высылаются также почтой наложенным платежом без задатка всеми республиканскими, краевыми и областными отделениями.

«КНИГА—ПОЧТОЙ»

Редактор *А. Гусев*  
Корректор *Г. Н. Нелидова*  
Техн. редактор *Л. А. Годубкова*

\* \*

Подп. к печати 23/VI 1951 г. Бумага 84×108/32.  
4 бум. л. 13,12 печ. л. 13,45 уч.-изд. л. 42 000  
тип. зн. в печ. л. Тираж 6500 экз. Т-05285.  
Цена книги 8 руб. 10 коп. Переплет 2 руб.  
Заказ № 2602.

\* \*

4-я тип. им. Евг. Соколовой Главполиграфиздата  
при Совете Министров СССР. Ленинград,  
Измайловский пр., 29.



